The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	ガラスレーザーと核融合プラズマとの相互作用に関する研究
Author(s)	疇地, 宏
Citation	大阪大学, 1979, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1225
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

ガラスレーザーと核融合プラズマ
との相互作用に関する研究

昭和54年1月

疇　地　　宏

内容梗概

本論文は著者が岐阜大学大学院工学研究科博士課程及び大阪大学大学院工学研究科後期課程において行ったガラスレーザーと核融合プラズマとの相互作用に関する研究の成果をまとめたものである。

レーザー核融合を達成するためには、レーザー光のプラズマによる吸収、エネルギー輸送、爆縮波の形成の各過程を詳細に研究する必要がある。著者はこれらの過程の解明を目的として研究を行い、プラズマ密度勾配の急峻化によって共鳴吸収が有効になることを実験的に示した。加にレーザー駆動衝撃のモデル実験とレーザープラズマ中での輸送現象に関する実験を行った。

本論文は5章より構成されている。

第1章は緒論であって、レーザー核融合におけるレーザーとプラズマとの相互作用の重要性を明らかにし、本研究の意義を示す。

第2章ではレーザー光の光圧力（動重力）による密度勾配の急峻化が、加熱過程に関しては共鳴吸収を増大させ、レーザー光の損失過程では長いレーザー・パルスでのブリラン散乱を低下させることを示した。

第3章ではターゲット内部の衝撃波発生過程の研究結果を与え、レーザー照射の非一様性が衝撃波の形状に重大な影響を与えることを示した。

第4章ではレーザー・プラズマ中でのエネルギー輸送に関して行った実験結果を与え、熱伝導低下現象の重要性を示した。

第5章は結論であって、得られた結果をまとめ、本論文の総括を行っている。

目次

第1章　緒論

第2章　レーザー光の吸収と散乱過程　5
§2-1 はじめに　5
§2-2 動重力による密度勾配の急峻化　6
2-2-1 実験装置　6
2-2-2 実験結果　10
2-2-3 検　討　13
§2-3 散乱光強度の角度分布　18
2-3-1 実験装置　18
2-3-2 結果及び考察　20
§2-4 誘導ブリラン散乱　24
2-4-1 実験装置　24
2-4-2 実験結果　26
2-4-3 検　討　32
§2-5 むすび　40

第3章　爆縮の基礎研究　43
§3-1 はじめに　43
§3-2 光学計測　43
§3-3 実験装置　46
3-3-1 平面ターゲットによる実験　46
3-3-2 球ターゲットによる実験　48
§3-4 実験結果及び考察　49
3-3-1 ターゲット内部の衝撃波　49
3-4-2 ターゲット表面に沿った熱伝導　59
§3-5 むすび　63

第4章　エネルギー輸送過程　65
§4-1　はじめに　65
§4-2　実験装置及び結果　66
§4-3　検　討　73
§4-4　むすび　81

第5章　結　論　83
謝　辞　85
業績目録　86

第1章　緒　論

プラズマが流体運動によって拡散してしまう時間よりも短い期間内に燃料にエネルギーを注入して核融合を達成する慣性閉じ込め核融合は、パルス運転の極限としてその特徴があり、定常運転を目標とする磁場閉じ込め核融合と極だった対比をなしている。核融合出力を得るためにはプラズマ密度 n と閉じ込め時間 τ の積がローソンの条件 $n\tau > 10^{14}\ cm^{-3}s$ を満たさなければならないが、磁場閉じ込め核融合では τ を増大させる方向で研究が進められている。これに対し慣性核融合では外部閉じ込め装置を用いないかわりに n を増大させることが目標となる。n として例えば固体密度を与えると $\tau \sim 10^{-9}s$ となり、この時間の間に 10keV での音速でプラズマが膨張する長さをプラズマの径と考えると熱エネルギーは MJ 程度となる。このような短時間に大きなエネルギーを放出出来る装置としてレーザーを用いることが最初に考えられた。レーザーによる核融合の可能性は1964年に Basov[1] 及び Dawson[2] によって検討され、又、1968年には、レーザー・プラズマから中性子が観測されるに至って[3]、レーザーによる慣性閉じ込め方式は核融合への新しいアプローチとして注目を集めるようになった。

入力エネルギーと等しい核融合エネルギーを得るために必要なレーザーのエネルギーは、プラズマの温度が 10keV の場合

$$E_L = (\varepsilon A)^{-4}\left(\frac{n}{n_s}\right)^{-2} 1.6\ MJ \qquad (1\text{-}1)$$

で与えられる[4]。ここで A はレーザー光の吸収率、ε は吸収エネルギーが核融合プラズマの熱エネルギーに変換される効率、n_s は固体密度である。$A\varepsilon = 0.1$　$n = 10^3 n_s$ とすると $E_L = 160\ kJ$ となりこの程度のレーザーエネルギーを得ることは技術的に困難ではない。
一方において A が古典的な逆制動吸収で予想される値より大きくなる異常吸収が実験的に発見され[5]、他方においてはプラズマ

膨張の反作用によって固体密度の 10^3 から 10^4 倍に爆縮する考えが提出された[6]ことにより、レーザー核融合は非常に実現性の高いものと考えられるようになり大出力レーザーが次々と建設され爆縮実験が開始されるに至った。爆縮による高密度プラズマ生成の基本概念では、球状の燃料ペレットに周囲から一様にレーザー光を照射し、外側へ膨張するアブレーションプラズマの反作用によって求心衝撃波を発生させる。この衝撃波が中心で衝突したとき プラズマは高温 高密度となり核融合反応条件に達する。流体力学でよく知られているように衝撃波による圧縮率は平面の場合 最大4倍であり、球対称の場合でも中心において高々30倍程度である[7]。このため多段の弱い衝撃波群を中心で同時に衝突させ断熱的な圧縮を行うことが必要となる。

爆縮の第1段階では まず1本の非常に短いレーザーパルス(100ps以下)によって 強いレーザー強度(10^{16} W/(m²))を達成しペレットターゲットを照射する方法が用いられた[8]。このようなレーザー強度においては光圧力(動重力[9])がプラズマの熱圧力を上まわるようになる。このため光圧力によるプラズマ密度勾配の急峻化の可能性[10]と共鳴吸収[11]の理論が結びつけられ 吸収率の増大が論じられるようになった[12]。こうして光圧力による密度変調の存在を実験的に検証し共鳴吸収との関連を明らかにすることが重要となった。

近年になり1～10 kJのレーザーが稼動されるようになったためこれまでの短いレーザーパルスによる強い衝撃波圧縮から1ns程度の長いパルスによる断熱圧縮を目的とした実験へと進んできた。このような長いパルスになるとプラズマの空間的スケールが大きくなるために 誘導ブリラン散乱によってレーザーエネルギーの損失が大きくなることが予想される。したがってレーザー光の散乱過程を詳細に研究し散乱損失を抑えることが重要になった。

レーザー光は遮断密度以上の高密度プラズマへは侵入出来ないため

上述のような過程により吸収されたエネルギーは主に熱伝導によってターゲット内部へ伝えられ衝撃波のエネルギーとなる。したがって制御された衝撃波を形成するためには、そのメカニズムとなるエネルギーの輸送過程を解明することが重要である。

これまで述べてきたことから明らかになったように、レーザー核融合においては、爆縮の研究が中心的な課題となってきており、レーザーとプラズマとの相互作用は爆縮の基礎研究としての役割を担うようになった。著者は、レーザープラズマ相互作用の重要性に基き、レーザー光の吸収散乱過程、エネルギー輸送過程の解明を目的として研究を行った。これらを以下4章にとりまとめる。第2章ではプラズマ密度勾配の急峻化を測定した結果に基いて共鳴吸収及びブリラン散乱過程について述べる。第3章では爆縮の基礎となるレーザー駆動衝撃波の生成についてモデル実験を行った結果について述べる。第4章においては第3章で得られた知見と測定技術を用いてエネルギー輸送過程の研究を行い、熱伝導の低下について論ずる。

第1章の文献

1) N.G. Basov and O.N. Krokhin, Sov. Phys. JETP 19, 123 (1964).
2) J. M. Dawson, Phys. Fluids 7, 98 (1964)
3) N.G. Basov, P.G. Kriudov, S.D. Zakharov, Yu. V. Senatsky and S.V. Tchekalin, IEEE Journal Quantum Electronics QE-4, 864 (1968).
4) K.A. Bruekner and S. Jorna, Rev. Mod. Phys. 46, 325 (1974).
5) C. Yamanak, T. Yamanaka, T. Sasaki, K. Yoshida, M. Waki and H.B. Kang, Phys. Rev. A6, 2335 (1972)
6) J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen and G. Zimmerman, Nature 239, 139 (1972).
7) E.B. Goldman, plasma Phys. 15, 289 (1972).
8) C. Yamanaka et al., Annual Progress Report on Laser Fusion Program ILE-APR-77 (1977).

9) ランダウ・リフシッツ，電磁気学（東京図書，1965），p.84 and p.303.
任意の不均一電場中の誘電体に働く力は動重力と呼ばれ
$f_p = (\varepsilon-1)\nabla E^2/8\pi$ で与えられる。ここでεは誘電率である。
他方 誘電体に働く電磁波の力は

$$f_{rad} = -\frac{E^2}{8\pi}\nabla\varepsilon + \nabla\left[\rho\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)\frac{E^2}{8\pi}\right] - \frac{H^2}{8\pi}\nabla\mu + \nabla\left[\rho\left(\frac{\partial\mu}{\partial\rho}\right)\frac{H^2}{8\pi}\right] + \frac{\varepsilon\mu-1}{4\pi c}\frac{\partial}{\partial t}[\mathbb{E}\times\mathbb{H}]$$

で与えられる。これは透磁率 $\mu=1$ 及び定常状態のとき厳密に動重力の表現と一致する。非定常及び外部磁場のあるときは f_{rad} を使わなければならない。

10) R.E. Kidder, in Proceedings of Japan-U.S. Seminer on Laser Interaction with Matter, edited by C. Yamanaka (Tokyo International Book C., Tokyo, 1975), p.331.

11) V.L. Ginzburg, The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas (Pergamon, New York, 1970), p.260.

12) K.G. Estabrook, E.J. Valeo and W.L. Kruer, Phys. Fluids 18, 1151 (1975)

第2章　レーザー光の吸収と散乱過程

§2-1　はじめに

爆縮実験を目的とした大出力レーザーが出現し光圧力がレーザー光の吸収領域のプラズマ圧力を上まわるようになったためプラズマの流体運動を決定する要因として光圧力の効果が重要になってきた。
吸収過程との関連では、この効果によりプラズマが内側に押しつけられるために密度勾配が急峻化され共鳴吸収が増大することが指摘された[1]。他方散乱過程との関連では、プラズマのスケール長が短くなるためにブリラン散乱が低下することが予想される[2]。

著者は、これら、レーザー光の吸収・散乱過程における光圧力（動重力）の効果を明らかにするために実験を行った。本章の中心的課題は第1に動重力によるプラズマ密度勾配の急峻化を実験的に検証することである。第2にはこれが吸収機構に与える効果を示し第3にレーザー・エネルギーの損失機構であるブリラン散乱との関係を論ずることである。

§2-2 動重力による密度勾配の急峻化[3)]

2-2-1 実験装置

[1] レーザー装置及びターゲット

実験に使用したレーザー装置「激光II号」の概略を図2-1に示す。本装置は発振器、ダブル・ポッケルス・セルによるパルス切り出し部、増幅器、プラズマからの反射光による損傷を防止するためのファラデー・ローテーター、レーザービームのブレーク・アップを防止するための真空型スペーシャル・フィルター、プレパルスを抑えるための色素セル、一様なレーザービームを得るためのソフト・アパーチャーにより構成されている。発振器は、可飽和色素（KODAK A9740）によりモード同期したNd;YAGレーザーでパルス幅はサファイア・エタロンによって調整し、50-60ps（半値幅）とした。パルス間隔10nsのパルス列の中から切り出した1本のパルスを9段のNd;ガラス増幅器によって増幅した。1ビーム当たりの最大出力エネルギーは20J（≃400GW）であった。

増幅器間の結合によって生ずる増幅螢光は、色素セル、ファラデー・ローテーター、スペーシャル・フィルターによって低減し、ターゲット・チェンバー内に入る量を10mJ以下にした。モード同期発振において不可避的に生ずるプレパルスは色素セルによって低減され主パルスに対する比は10^{-6}以下であった。

レーザー光の集光は、焦点距離120mm、F数1.2の非球面レンズ（NIKON製）を用いて行った。集光径の測定をするためにレーザー光の一部をビーム・スプリッターで取り出し、集光レンズと同一の集光特性を持った非球面レンズの焦点に50μmφのピンホールを設置して透過率を測定した。図2-2にレーザー出力エネルギーに対する50μmφ内に集光可能なエネルギーを示した。レーザー出力15J場合、集光可能エネルギーは10Jであった。スペーシャル・フィルターのピンホール径は200μmφである。

ターゲットとして直径50～58μmのガラス・マイクロバルーンを用いレーザー光を垂直に入射させた。

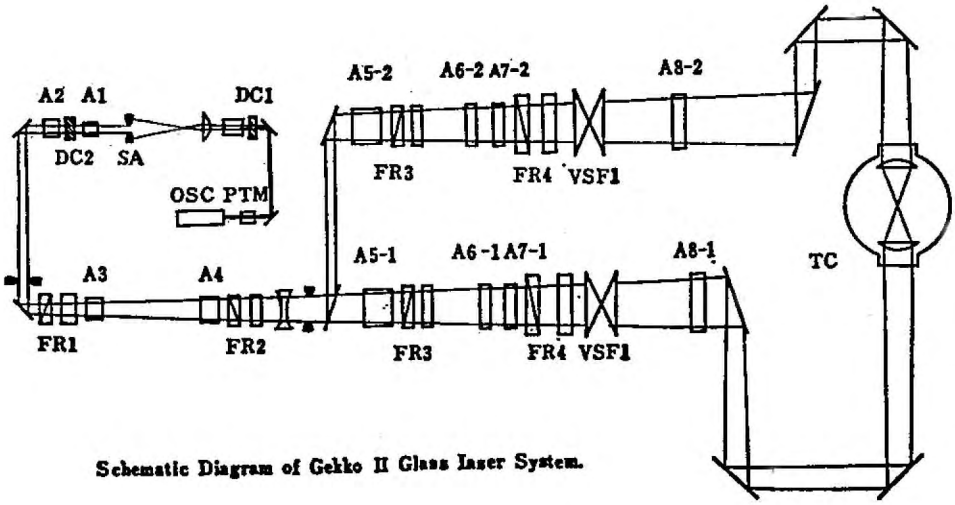


図2-1 ガラス・レーザー 激光II号 装置

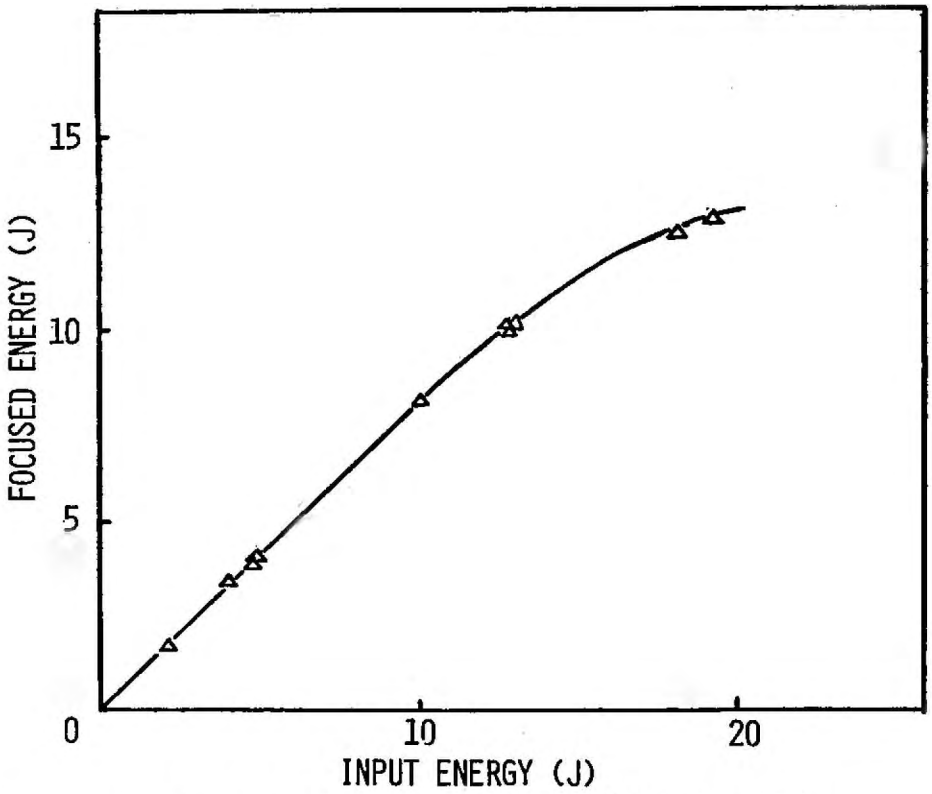


図2-2 出力エネルギーに対する φ50μm円集光エネルギー

[2] 干渉顕微鏡光学系

プラズマの密度分布を時間分解して測定するために、干渉計測りを行った。　主レーザー光の一部をビームスプリッターで取り出し可飽和色素と増幅器の組み合わせにより パルス幅を約20psに圧縮した後、リン酸二水素カリウム（KDP）結晶中で第二高調波（5320Å）を発生させて観測用レーザーとした。計測の時間分解能は観測光のパルス幅に等しいから20psである。高空間分解能を得るために開発した干渉顕微鏡を図2-3に示す。光学系は二つのジャマン干渉計用ミラー、イメージ・シフター，対物レンズ及び接眼レンズにより構成されている。ターゲット及びその近傍を通過した光は第1番目のジャマン・ミラーにより2つのビームに別けられる。各々のビームはイメージ・シフター（オプティカル・パラレル）により空間的に変位を受ける。ターゲットを通った光は第2番目のジャマン・ミラーにより真空中を通った光と干渉させられる。ターゲットの像は顕微鏡対物レンズと接眼レンズにより写真乾板上に形成される。このように干渉計と顕微鏡系とは独立な配置とすることが出来、分解能は顕微鏡系だけで決まる。

本研究で使用した接眼レンズは口径100mmφ焦点距離1000mmのアクロマートレンズ（中央精機）である。対物レンズとして開口数（N.A.）0.10、焦点距離25.0mmおよびN.A. 0.25、焦点距離14.8mmのもの（NIKON）を用いた。実験では主として前者を使用した。空間分解能Δは対物レンズのレーリー限界

$$\Delta = \frac{0.61\lambda}{N.A.}$$

で与えられる。ここでλは光源の波長、N.A.はレンズが物対に対して張る角度を2θとすると N.A.＝sinθである。λ＝0.532μm, N.A.＝0.10の場合 Δ＝3.2μm、N.A.＝0.25のレンズの場合はΔ＝1.3μmである

この干渉計により2種類の干渉パターンを得ることが出来る。（図2-4）対物レンズと接眼レンズとを共焦点に配置した場合、2つのビームは平行となり単色の干渉パターンが現われる。非共焦点配置の場合には、ビームは非平行となるから通常の干渉縞を得る。本実験では後者

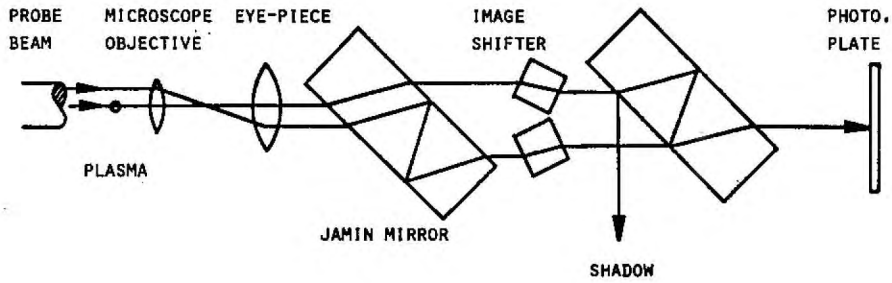


図 2-3　変形ジャマン干渉計の配置図

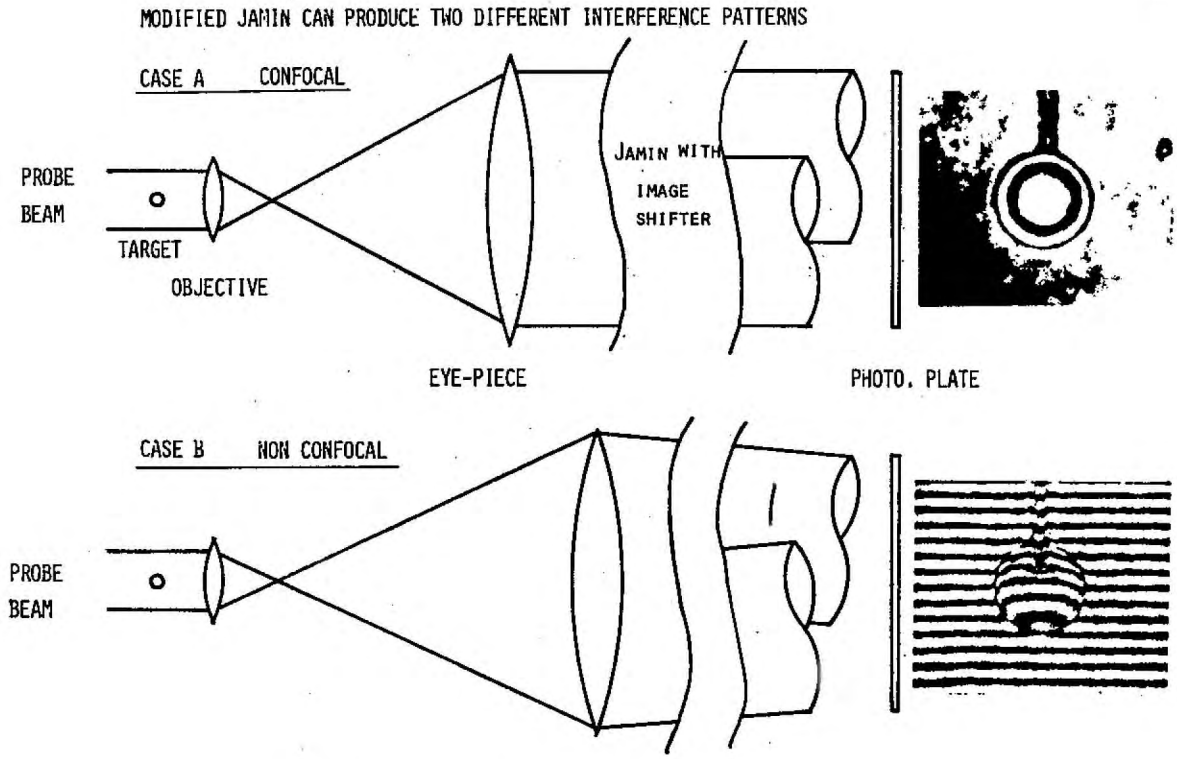


図2-4　変形ジャマン干渉計によって作られる
2種類の干渉パターン

の配置を用いた。

2-2-2 実験結果

レーザー光は遮断密度 ($n_c = 10^{21}\,cm^{-3}$) 以上のプラズマ中へは入ることが出来ず n_c 以下の領域で吸収される。この領域の密度分布の時間変化を干渉法とシャドウグラフ法によって測定した。主レーザーと観測用レーザーとの時間間隔を 15 ps ステップで変え、プラズマによる干渉縞の変化とシャドウが最初に現われた時間を原点とした。

図 2-5 に実験結果の一例を示す。(a)は干渉写真であり(b)は同時に撮影したシャドウ・グラフである。上の2つの写真はレーザー照射以前の状態であり、下はレーザー照射後 370 ps での結果である。図中右のビームは ターゲット表面において $1\times10^{16}\,W/cm^2$ 左のビームは $1\times10^{15}\,W/cm^2$ の強度である。左右の2つの輝点は遮断密度領域から放射される レーザー光の第2高調波で観測用レーザーと同一の波長であるためにフィルターによってこの光をさえぎることは出来ない。第2高調波発生領域は レーザーのパルス幅の時間で積分した遮断密度の位置を示している。図 2-5 (a) 図右側の部分の干渉縞に注目すると、輝点の近傍で急激に変化していることが判る。これに対応して シャドウ・グラフにおいても弓状の暗部が現われている。シャドウ・グラフ上の光強度は屈折率の空間に関する二階微分に比例する効果があるため(この効果については § 3-2 で述べる) この領域でプラズマ電子密度勾配が変化していることを示している。レーザー光の光軸に対して軸対称の密度分布を仮定すると 数値的な アーベル変換により 図 2-6 のように径方向の密度分布が得られる。レーザー光軸に沿った密度分布の時間変化を 図 2-7 (a)に示す。図中には代表的な 2つの時間での分布を示した。レーザー強度は いずれも $1\times10^{16}\,W/cm^2$ の場合のものである。約 $n_c/10$ ($10^{20}\,cm^{-3}$) を境にして密度勾配の大きな高密度領域と 密度勾配の小さな低密度領域とが

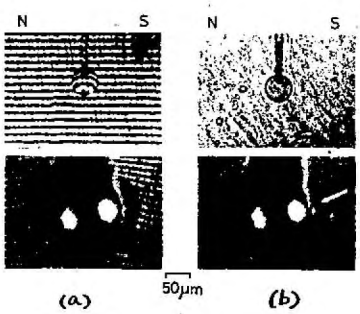


図2-5 (a)干渉図形 (b)シャドウグラフ

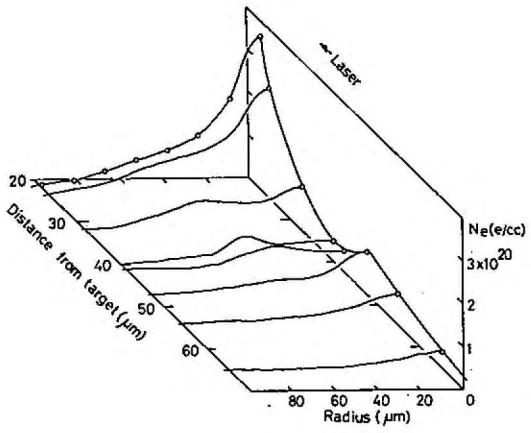


図2-6 径方向の密度分布

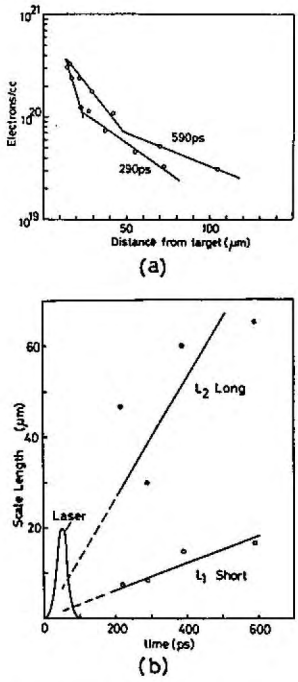


図2-7 (a)軸方向の密度分布
(b)密度スケール長の時間変化

観測されている。ここで密度が 1/e に低下するまでの距離を密度スケール長として定義し、密度勾配を長さの単位であらわすことにする。短いスケール長 L_1 及び長いスケール長 L_2 の時間変化を図2-7(b)に示す。スケール長の時間変化率は $dL_1/dt \simeq 2.5\times10^6$ cm/s、$dL_2/dt \simeq 10^7$ cm/s であった。レーザー照射時では密度勾配が大きい為に短いスケール長の領域を通過した観測光は屈折を受けて対物レンズに入ることが出来ず、L_1 は観測されなかった。レーザー光が最大強度となる時間における L_1 を内挿法によって求めた結果 1〜2 μm であった。レーザー照射後 600〜700 ps 以上では長いスケール長の低密度領域は膨張のため観測可能な密度以下に低下した。

物質のX線に対するK吸収端を利用したロス・フィルター法によって測定した制動X線のエネルギー分布を図2-8に示す。これにより電子温度は 1 keV の低温成分と 15 keV の高温成分とにより成り立っていることが判る。

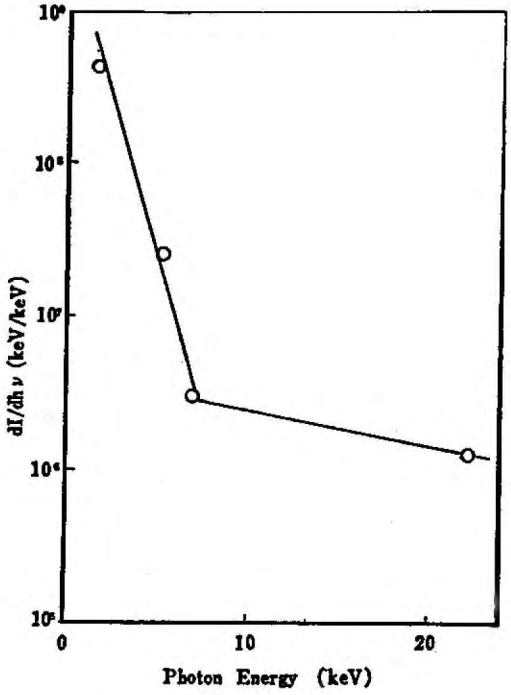


図2-8 制動放射X線のエネルギー分布

2-2-3 検討

得られた実験結果は以下の4点にまとめることが出来る。

(1) レーザー強度が 1×10^{16} W/cm^2 に達すると密度スケール長の短い高密度領域とスケール長の長い低密度領域があらわれる。

(2) 二つの領域の接続点での密度はレーザー光のしゃ断密度の1/10である。

(3) しゃ断密度近傍のスケール長を時間的に内挿すると1〜2μmである等温希薄波の解析を用いてスケール長Lを評価すると イオンの平均電荷数 $\bar{Z}=10$, 電子温度 $T_e=1$keV 時間 $t=50$ps で $L=\sqrt{\bar{Z}T_e/M}\cdot t\simeq10\,\mu m$ となり これに比して観測されたスケール長は1桁程度短い。ここでMはイオン質量である。

(4) 電子温度の低温成分は1kevであり15kevの高温成分がみられる。

実験結果(1)から(4)はK.Leeの提出した密度変調の理論[5]によって説明することが出来る。ここではまずその理論を概説する。

亜音速で外側に流れ出すプラズマはレーザー光の動重力によってせき止められるため加速を受けて音速を超える。超音速流は亜音速流に比べて加速減速相が反転するため、さらに加速を受けて密度が低下する。このようにしてしゃ断密度 n_c の上下に高密度と低密度の層が形成され密度の跳びが出来る。図2-9に計算機シミュレーションによって求めた電界、流速、密度の空間分布を示す。

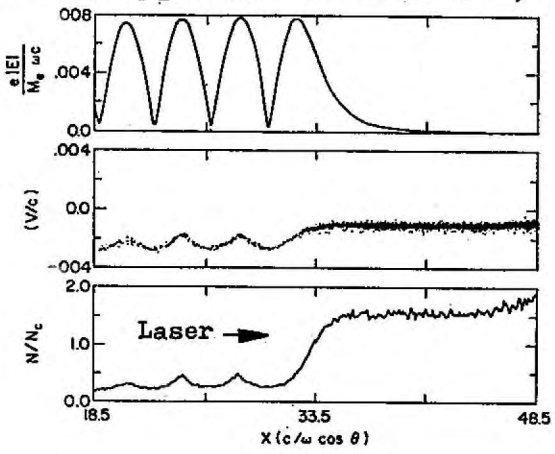


図2-9 レーザー電界、流速、密度のプロフィール[5]

密度の跳びに乗った座標系で、定常状態の連続の式及び運動の式は、温度が空間的に等しいとき

$$\frac{\partial nu}{\partial x}=0 \qquad (2\text{-}1)$$

$$u\frac{\partial u}{\partial x}=-\frac{T}{Mn}\frac{\partial n}{\partial x}+\frac{f_p}{Mn} \qquad (2\text{-}2)$$

$$f_p=-\frac{n}{n_c}\frac{\partial}{\partial x}\frac{|E|^2}{16\pi}$$

で与えられる。ここで nは密度　Mは イオン質量，uは流速、Tは電子温度、Eはレーザーの電界の振幅、f_pは動重力である。(2-1)式を(2-2)式に代入することにより

$$\frac{\partial u}{\partial x}=\frac{f_p/Mn}{u(1-C_s^2/u^2)} \qquad (2\text{-}3)$$

を得る。ここで $C_s=\sqrt{T/M}$ は音速である。uが音速か亜音速かによって加速減速相が反転することが判る。(2-3)式は直接積分することが出来

$$\frac{1}{2}\left(\frac{u}{C_s}\right)^2-\ln\left(\frac{u}{C_s}\right)-\frac{1}{2}=\frac{|E_s|^2-|E|^2}{16\pi n_c T} \qquad (2\text{-}4)$$

を得る。ここで E_sは 流速が音速に等しくなる点での電界である。図2-10に(2-4)式の右辺と左辺を示した。明らかなように与えられた$|E|^2$に対して亜音速と超音速の2つの解が存在する。等温希薄波の解では任意の密度面に乗った座標系から流体をみると、上流では亜音速、下流では超音速となっている。したがってレーザーの入り込むことの出来ない高密度領域においては亜音速であると考えることが出来、流体はPから

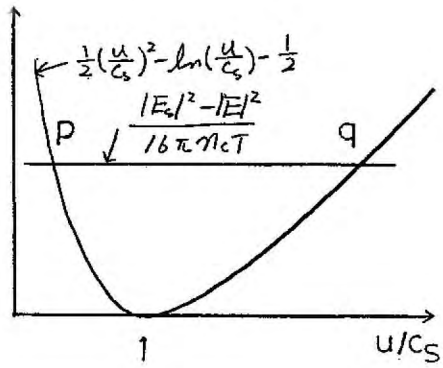


図2-10 (2-4)式の右辺と左辺

加速されて Qの分枝へ移る。

他方、電磁波の波動方程式は

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}E + k_0^2\cos^2 i\left(1-\frac{n_2 u_2}{u n_c \cos i}\right)E=0 \qquad (2\text{-}5)$$

である。ここで添字"2"は高密度側を示す。 iはレーザー光の入射角、k_0は真空中でのレーザー光の波数である。(2-5)式に$\partial E^*/\partial x$をかけ、積分を実行すると(2-2)式を用いることにより

$$\frac{1}{4\pi k_0\cos^2 i}\left[\left|\frac{\partial E}{\partial x}\right|^2-\left|\frac{\partial E}{\partial x}\right|_s^2\right]$$

$$=2\left(\frac{u}{c_s}\right)^2-2-4\left(\frac{u}{c_s}\right)^2+\frac{n_2}{n_c\cos i}\,\frac{u_2}{c_s}\left(8-4\frac{u}{c_s}-\frac{4}{u/c_s}\right)$$

(2-6)

を得る。(2-6)式において Eの実数部 虚数部をそれぞれE_r, E_iとすると[ ]の中は$(\partial E_r/\partial x)^2+(\partial E_i/\partial x)^2-(\partial E_r/\partial x)_s^2-(\partial E_i/\partial x)^2$である。$u/c_s$が$|E|^2$だけの関数であるから E_i, E_rを座標、xを時間に対応させると(2-6)式は中心対称場中を運動する粒子のエネルギー方程式と等価である。高密度領域では電界が漸近的に零に近づいて行くから、ここでの角運動量は零とならなければならない。中心対称場での角運動量は保存されるから音速点において

$$E_i\frac{\partial}{\partial x}E_r-E_r\frac{\partial}{\partial x}E_i=0$$

が成立する。又(2-3)式から明らかなように音速点では$\partial|E|^2/\partial x=0$とならなければならないことから

$$E_i\frac{\partial}{\partial x}E_i+E_r\frac{\partial}{\partial x}E_r=0$$

を得る。このようにして$|\partial E/\partial x|_s^2=0$という条件が導かれる。したがって(2-6)式より、電磁波の存在しない高密度側の密度n_2はu_2だけの関数

$$\frac{n_2}{n_c \cos i} = -\frac{2\left(\frac{u_2}{c_s}\right)^2 - 2 - 4\ln\left(\frac{u_2}{c_s}\right)}{\frac{u_2}{c_s}\left(8 - 4\frac{u_2}{c_s} - 4\frac{c_s}{u_2}\right)} \qquad (2\text{-}7)$$

で与えられることになる。

(2-4)式で $|E|=0$ と置くことにより 高密度及び低密度側の流速 u_2, u_1 を $|E_s|^2$ の関数として求めることが出来、(2-7)式により n_2 を得る。低密度側の密度 n_1 は連続の式 $n_1 = n_2 u_2 / u_1$ より求められる。 $|E_s|$ は WKB 近似を用いることにより次のように入射電界 $|E_0|$ と関係づけられる

$$|E_s| \simeq 2|E_0| \Big/ \left\{ 1 - 0.5 \frac{n_2}{n_c \cos^2 i} \frac{u_2}{c_s}\left(1 + \frac{c}{u_1}\right) \right\}^{1/4} \qquad (2\text{-}8)$$

このようにして与えられた E_0 に対して n_1, n_2, u_1, u_2 が一意的に定まる。

(2-4)(2-7)(2-8)を数値的に解くことにより低密度領域の密度 $N_1 = n_1/n_c \cos^2 i$ と高密度側の密度 $N_2 = n_2/n_c \cos^2 i$ をレーザー強度の関数として図2-11に示す。ここでレーザーの電界は電子の振動速度 $v_{os} = eE_0/m\omega$ と熱速度 $v_e = \sqrt{T_e/m}$ の比で示してある。v_{os}/v_e の増大とともに密度差が大きくなる。低密度の相はレーザーが入射と反射で定在波を形成するために N_1 と $N_s = N_2 V_2$ の間で振動する。ここで $V_2 = u_2/c_s$ である。

実験ではガラス・マイクロバルーンに対してレーザー光を垂直に入射させているので $\cos i \simeq 0$ である。またレーザー強度 $I = 1\times10^{16}\,\mathrm{W/cm^2}$ $T_e = 1\,\mathrm{keV}$ に対して $v_{os}/v_e = 2$ となる。したがって図2-11から高密度の相は $n_2 = 3n_c$、低密度の相は $(0.04 - 0.13)n_c$ 間で振動することが予想される。

観測光は密度の不連続面で屈折するために観測可能な密度は最大 $n_c/3$ であった。また、干渉縞の読み取りにおいて1/2フリンジまで判別出来るとすると プラズマの大きさ Δx を $100\,\mu m$ として 測定可能な密度の下限は $n_c/100$ となる。このように $n_c/100$ から $n_c/3$ が観測領域であるため 高密度相は、

密度が高すぎて測定出来ない。これに対し低密度棚は測定可能な範囲に入っている。実験結果の高密度領域（短いスケール長領域）と低密度領域（長いスケール長領域）の接続点近傍が低密度棚と考えることが出来．理論的に予想される密度は実験結果 $0.1n_c$ と良く一致している。低密度棚の振動周期 $\simeq 0.5\mu m$ は計測の分解能以下であるために平均化されて観測されているものと思われる。

密度の跳びの長さは．プラズマ中でのレーザー光に対する表皮厚さ程度 すなわち波長と同程度であることが予想され 実験結果 $1\sim2\mu m$ と一致する。

以上の検討の結果 動電力による密度勾配の急峻化が実験的に証明 出来たと結論される。

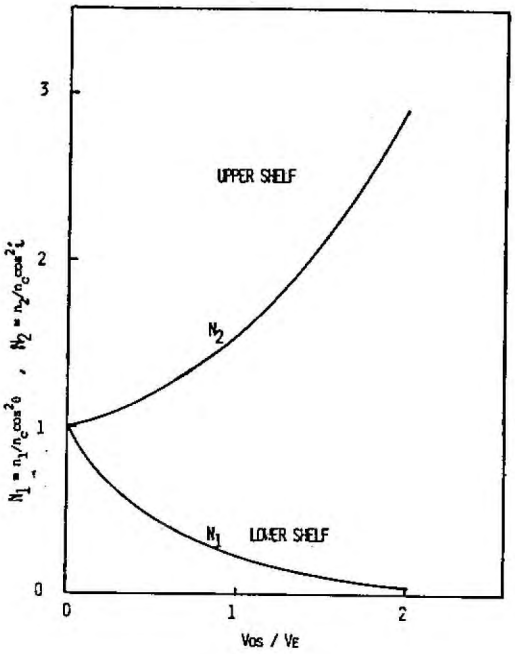


図 2-11 棚における密度の入射電界強度依存性

§2-3 散乱光強度の角度分布

電磁波がプラズマの密度勾配∇nに対し入射角iで斜めに入射すると$n_c\cos^2 i$で旋回する。レーザー光の偏光がP偏光であれば旋回点で∇nと平行な電界成分をもつことになる。旋回点とカット断密度面との距離が離れていなければ電界は表皮効果で侵透しn_cまで達することが出来、ここで電子プラズマ振動を励起する。このプラズマ振動が一種のランダウ減衰によって電子にエネルギーを与えることによりレーザー光の吸収が起きる。これに対しS偏光の場合は∇nと平行な電界成分を持たないため電子プラズマ振動を励起することが出来ない。入射角iが大きくなると旋回点とn_cとの距離が離れ、又$i\to 0$では∇nと平行な電界成分は零となる。このようにして共鳴吸収においては入射角に最適値があることがわかる。したがって種々の入射角に関する散乱光の角度分布には共鳴吸収に関する情報が含まれていると考えられる。

2-3-1 実験装置

使用したレーザーは§2-2と同様に「激光II号」ガラスレーザーである。レーザー出力を増大させるためレーザービームのイメージ・リレー方式を導入し、口径40mmと60mmの増幅器との間に新しく真空ピンスペーシャル・フィルターを増設した。また焦点面で中心部以外へ集光するエネルギーを低下させる為に最終段増幅器の後に焦点距離800mm口径100mmの共焦点レンズと直径300μmのピンホールから成るスペーシャル・フィルターを設置した。レーザー装置の概略を図2-12に示す。実験に使用したレーザー・エネルギーは10-15J, 50psである。レーザー光は、F数1.2焦点距離120mmの非球面レンズによって直径68-72μmのガラス・マイクロバルーンに対し斜め入射させた。

散乱光の角度分布は図2-13に示すように13個のミニカロリー

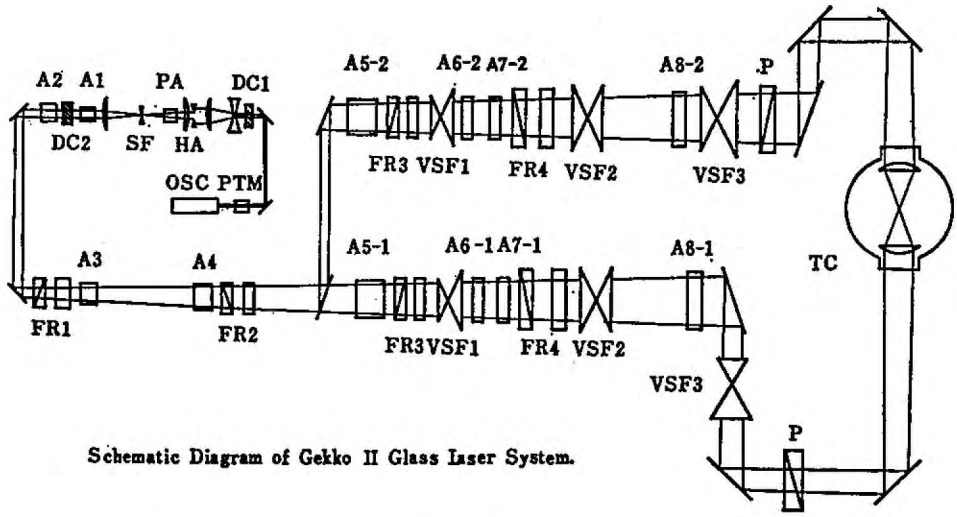


図2-12 散乱光の角度分布測定に使用したガラスレーザー装置「激光II号」

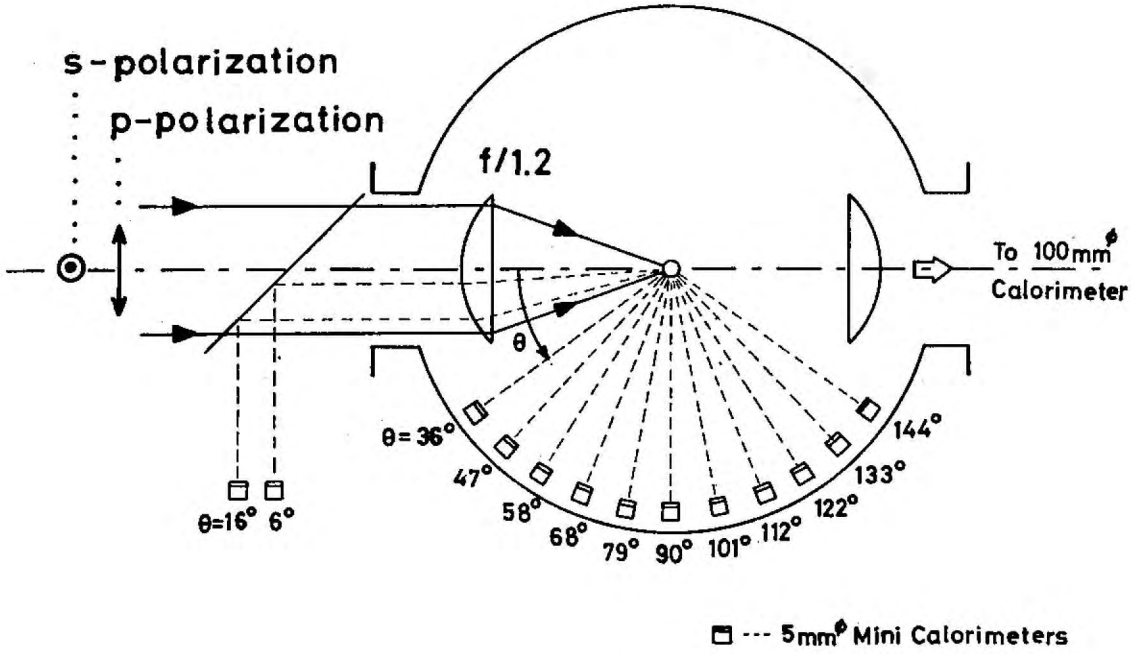


図2-13 散乱光の角度分布測定の配置

メーターを扇状に配置して測定した。カロリーメーターの有効径はφ5mmであり真空チェンバー内のものはターゲットから202mmの位置に設置した。赤外線透過用フィルターIR-80を前置することにより レーザー光だけに感度を持たせた。

このような測定装置を用いて入射レーザー光の電界ベクトルに対し平行および垂直な平面内で散乱光を測定した。プラズマ密度分布が測定平面に垂直な軸又はレーザー光軸に関して回転対称であるとすれば、P偏光(S偏光)としてプラズマに入射した光は、レーザーの電界ベクトルに対して平行(垂直)な平面へ散乱されることになる。

2-3-2 結果及び考察

図2-14に散乱光強度の角度分布を示す。入射電界ベクトルと平行な平面への散乱を×印で垂直な平面への散乱を○印で表わした。データーは3-4ショットの平均値であり、エラーバーはその標準偏差である。散乱強度は入射エネルギーが全空間に一様に散乱されたとした場合の値で規格化した。したがって実線で囲まれた下方の面積の縦軸=1で囲まれた面積に対する比が散乱率を示す。ターゲット表面での入射光の空間分布が一様でない為に0°から100°に極大値が生じているものと考えられる。0°から100°までは垂直平面への散乱強度は平行平面へのものより大きく100°から180°までへの散乱は両者でほとんど差はなかった。

図2-15に散乱角度θの関数として、垂直平面と平行平面での散乱強度比を示す。この比はθ≒45°で極大値≒4となった。

入射電界ベクトルに対して任意の角度をもつ平面への散乱強度が平行平面への散乱強度と同一の分布をもつとすると吸収率は35.5%となり、垂直平面と同一とすると5.7%となる。プラズマの密度分布が回転対称であるとすればこれらの値はそれぞれP偏光及びS偏光に対する吸収率と考えることが出来る。また入射電界ベク

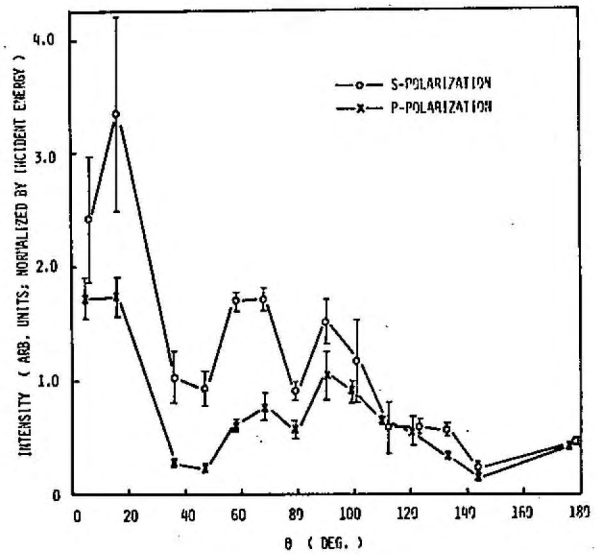


図 2-14 散乱強度の角度分布

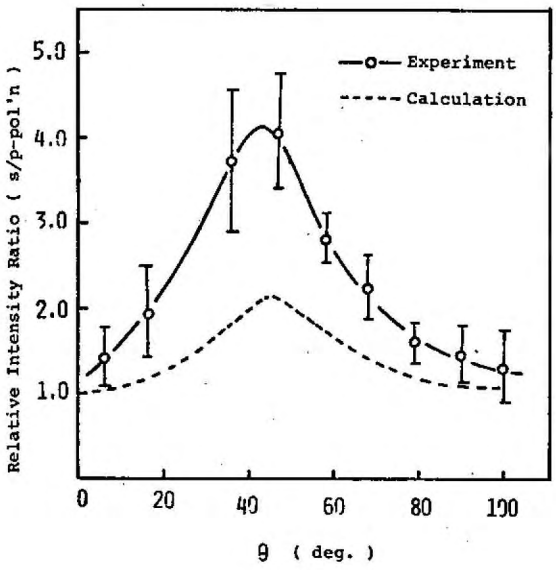


図 2-15 散乱強度比。

HVに対する角度分布が情田であると仮定すると全吸収率は18%となる。

S偏光とP偏光とで異った散乱強度を有する主原因として共鳴吸収が考えられる。散乱角θと入射角iの関係は近似的に図2-16から

$$\frac{R}{\sin(\theta-2i)}=\frac{d}{\sin i} \qquad (2\text{-}9)$$

で与えられる。ここでR≃35μmはしゃ断密度面の半径、d≃45μmはターゲット中心から焦点までの距離である。S偏光とP偏光の散乱強度比はθ≃45°で極大となったのでこのとき(2-9)式より入射角は $i=18.7°$ である。

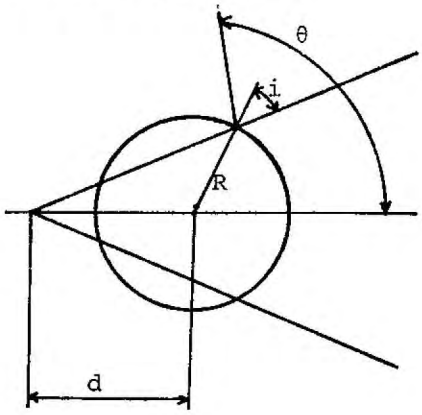


図2-16 散乱角θと入射角iとの関係

共鳴吸収が最大となるのは $(k_0L)^{1/3}\sin i\simeq 0.7$ のときである[6]からこれよりプラズマ密度勾配のスケール長は $L\simeq 1.7\,\mu m$ となる。この結果は§2-2で実験的に得た値1〜2μmと一致している。

電子密度がスケール長Lで線形に低下している分布を仮定すると逆制動吸収による吸収率 A_{cl} は入射角iに対して

$$A_{cl}=1-\exp\left[-\frac{32}{15}\frac{\nu}{c}L\cos^5 i\right]\lesssim 11\% \qquad (2\text{-}10)$$

で与えられる。ここでνは電子-イオンの衝突周波数、cは光速である。ロス・フィルター法で測定した電子温度≃1keV、及びガラスプラズマの平均電離数 $\bar{Z}\simeq 10$ を用いて A_{cl} を評価すると垂直入射の場合でも11%である。実験結果はプラズマの回転対称が保たれているとした場合6%であった。他方共鳴吸収による吸収率 A_{abs} は近似的に

$$A_{abs}\simeq \Phi^2(\tau)/\pi \lesssim 0.5 \qquad (2\text{-}11)$$

$$\tau=(k_0L)^{1/3}\sin i$$

となる。ここで $\Phi(\tau)$ は図2-17でもえられる。実験結果はS偏光に対して35%であった。P偏光とS偏光の散乱強度比は $I_P/I_S = 1/(1-A_{res})$ となりこれを図2-15の破線で示す。ここでスケール長Lを1.7μmとして計算した。$A_{res} \leq 0.5$ であるために I_P/I_S は最大2となる。計算結果は、定性的に実験と一致している。実際のターゲットは完全な球対称ではないこと、密度分布におけるリップルの存在[7]、自己磁場による共鳴吸収[8]等はS偏光とP偏光の差を小さくする方向に働くため、これらによる効果とは考えられない。

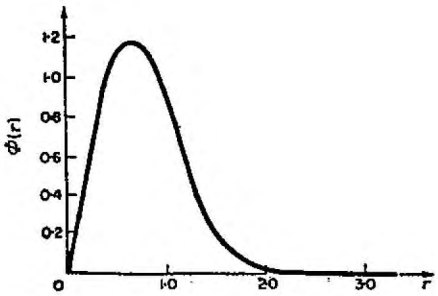


図2-17 共鳴点における関数 $\Phi(\tau)$ [6]

§2-4　誘導ブリラン散乱

パルス幅50psのレーザーパルスの場合：膨張によるプラズマの広がりが小さく また§2-2で明らかにしたように光圧力のために密度勾配の急峻化が起こり、ブリラン散乱はほとんど問題とならなかった。§2-3で行った実験では集光レンズの円錐内にもどってくるレーザーエネルギーは入射エネルギーのわずか8%であった。この値には、鏡面反射による寄与も含まれているので ブリラン散乱によるものはさらに低いと考えられる。パルス幅が長くなると プラズマのスケールが大きくなりこのため ブリラン散乱が増大することが予想される。本節では、パルス幅を変化させて反射光の時間変化を測定した結果について述べる。

2-4-1　実験装置

使用したレーザーは「激光II号」ガラスレーザー装置である。最後段に増幅器を一台増設し、又、増幅器間の結合による増幅燐光防止のために色素セルを用いていたがこれを直径25mmのポッケルス・セルと偏光子に置き換えた。発振器として音響光学変調器とニッケルコンプレックス色素の併用によるモード同期方式と 可飽和色素だけによる通常の方式とを使いかけることにより半値幅200psから1200psのパルスを発生させた。最大出力エネルギーは1ビームあたり35Jであった。レーザー装置の概略を図2-18に示す。

F数0.6、焦点距離60mmの非球面レンズと楕円体ミラーとの組み合わせによる集光系を用いて レーザー光を直径70から90μmのガラスマイクロバルーンに集光した。集光円錐の頂角は140°である。

実験の概略を図2-19に示す。入射及び反射光の時間変化を1.56nsの時間間隔をとることによりストリーク・カメラ（イマコン675）を用いて同時に測定した。時間波形の解析

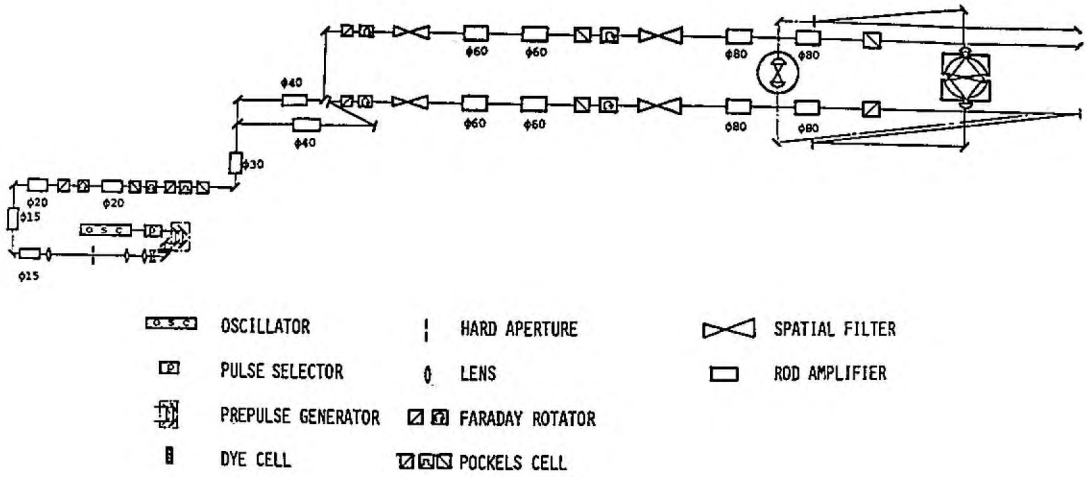


図2-18 ブリラン散乱の実験に使用したガラス・レーザー装置「激光II号」

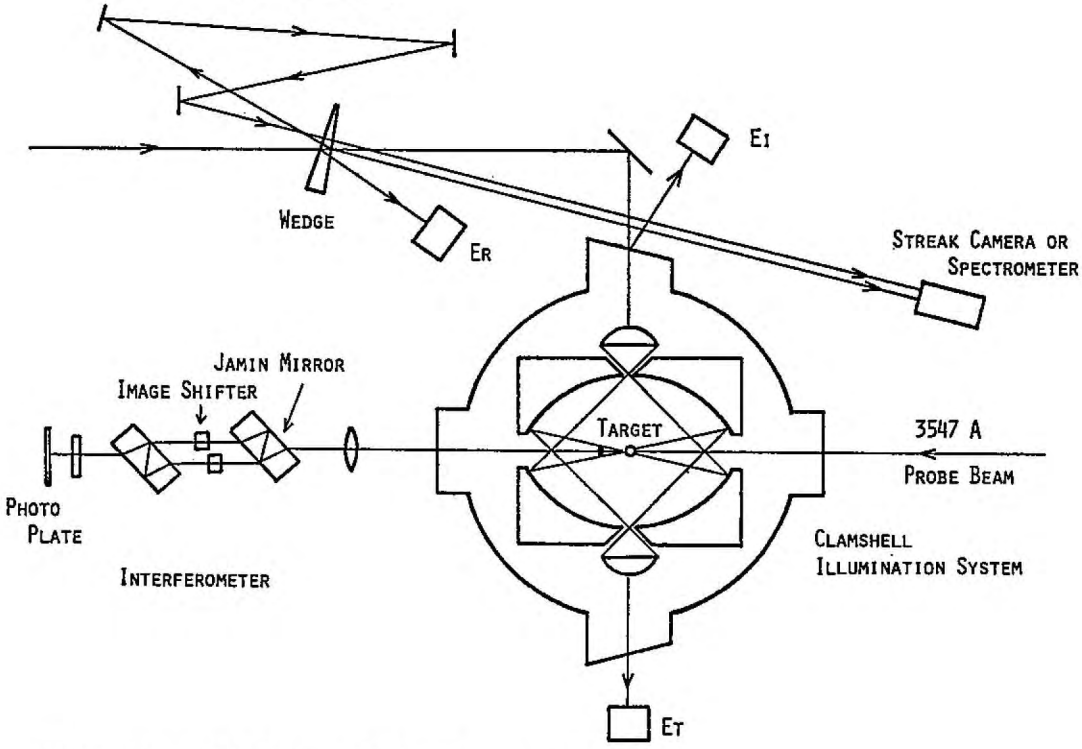


図2-19 反射光、密度分布の測定配置

にはオプティカル・マルチチャンネル・アナライザーを用いた。同様の光学配置により入反射光の分光を行った。入射(E_I)、反射(E_R)、透過(E_T)エネルギーはカロリーメーターによって測定した。しゃ断密度以下の密度分布はKDP結晶により発生させた第3高調波(3547Å)を観測光として測定した。観測光のパルス幅は約50psであった。入射レーザー光との時間的同期はストリークカメラを用いて行い、入射レーザー強度が最大となる時間を原点とした。

2-4-2 実験結果

まず反射光の分光測定をパルス幅230psから500psの場合について行った。入射及び反射レーザー光を円筒レンズによって30μm幅の分光スリットの上下に集めた。分光スペクトルは赤外ビジコンによってビデオ・レコーダーに記録しラインセレクターを用いて解析した。図2-20に実験結果の一例を示す。下側のトレースが入射光、上側が反射光の分光結果である。

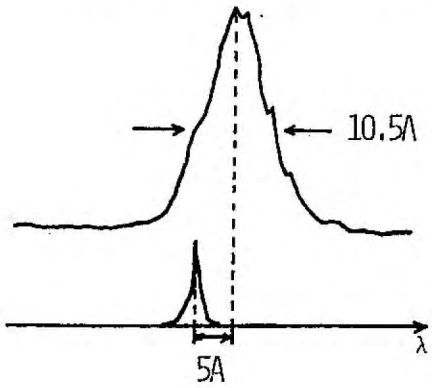


図2-20 反射及び入射光のスペクトル分布((3-4)×10^{14}W/cm^2, 500psパルス)

測定したすべての場合において、反射スペクトルの極大は入射スペクトル(10642Å)に対して2～6Å赤色変位しており、広がりは半値幅で7～13Åであった。反射面が外側へ膨張しているとすれば、ドップラー変位は青色方向であるために反射光はすべてブリラン散乱による赤色変位を受けていることになる。実際、nc/4領域から放射される$\frac{3}{2}\omega_0$(ω_0は入射レーザーの角周波数)の光(7093Å)を空間分解してストリーク計測を行った結果、レーザー強度3×10^{14}W/cm^{2}の場合

この領域は300から400psまでは外側に膨張していることが判った。また、レーザ集光系の焦点を±40μm変化させた場合においてもショット間のばらつきを上まわる反射率（E_R/E_I）の変化はみられなかった。これらの結果から反射に主として寄与しているのは、プリラン散乱によるものであると考えられる。

次にレーザーのパルス幅及びレーザー強度を変化させたときの入射光及び反射光の時間波形を図2-21に示す。実線、破線はそれぞれ入射反射をあらわす。レーザー強度が大きく（$I > 1.5 \times 10^{14} W/(m^2)$）かつ長いパルス幅（$\tau > 700ps$）の場合、パルスの前半では反射が大きいが、後半では測定可能なレベル（ピークの約1/10）以下に低下した。レーザー強度が小さいかパルス幅が短い場合にはこのような低下現象は起こらなかった。

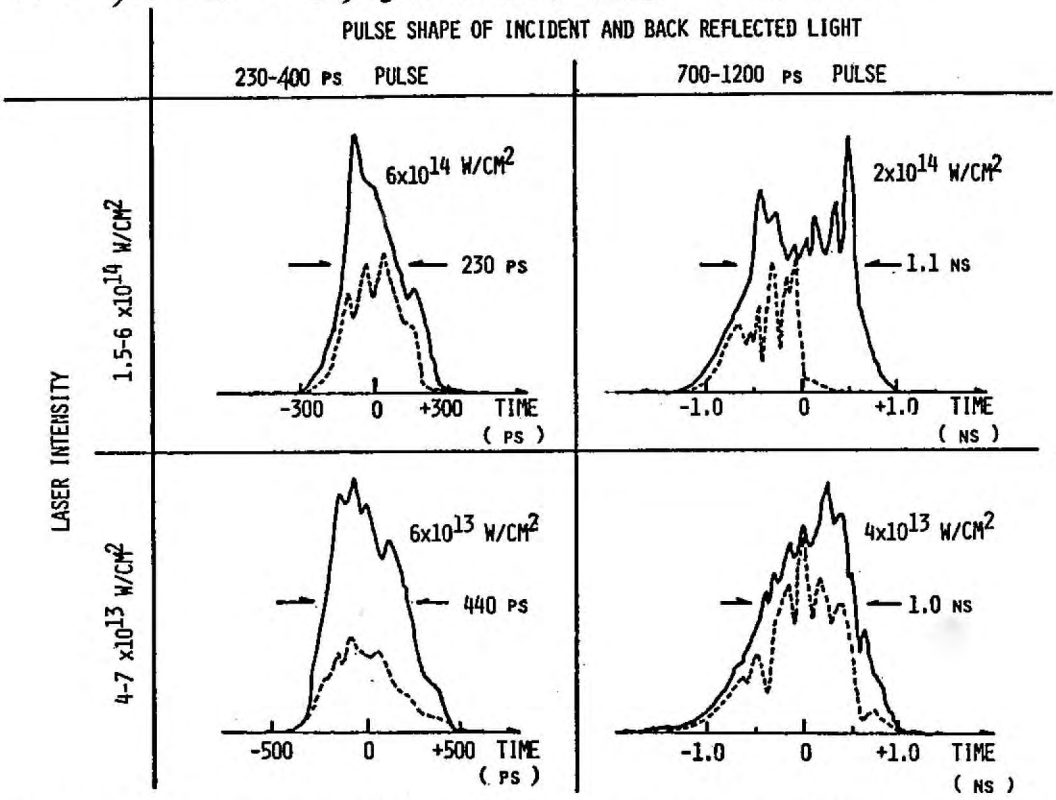


図2-21　異ったレーザー強度レベル、パルス幅における入、反射光の時間波形。実線は入射、破線は反射を示す。縦軸のスケールは両者共同一である。

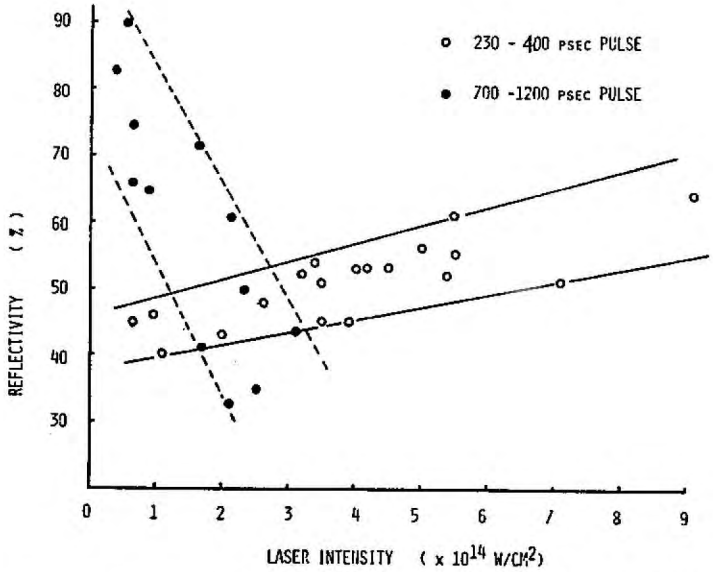
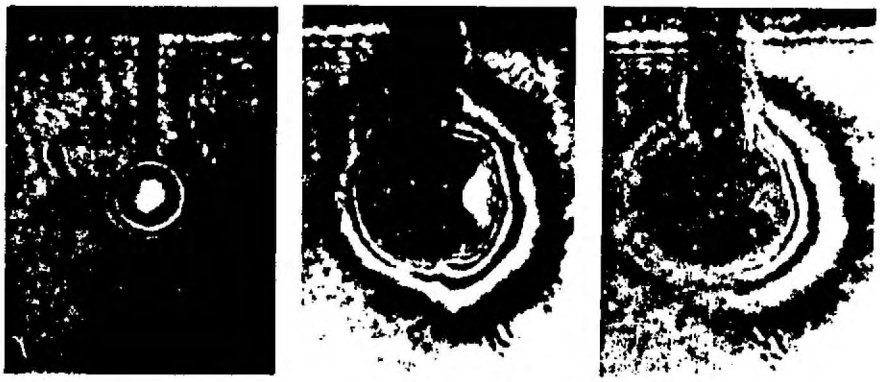


図2-22 時間積分反射率のレーザー強度依存性

時間積分した反射率をレーザー強度の関数として図2-22に示した。黒丸は230ps～400psのパルス幅の場合である。このときレーザー強度とともに反射率は40%から60%に増大した。700～1200psのパルス幅の場合を白丸で示す。反射率は逆に80%から40%程度に減少した。これはパルス後半で反射光が異常低下することに対応している。

図2-23に500psパルスの場合に行った干渉計測の結果を示す。(a)はレーザー照射前のガラス・マイクロバルーンで直径は80μmである。(b)はレーザー強度が3×10^{14} W/cm^2 (c)は1×10^{14} W/cm^{2}の場合である。観測時間はいずれも0psすなわちレーザー・ピーク時である。密度スケール長Lは(b)の場合12μm (c)の場合20μmとなり、レーザー強度の大きな方がスケール長が短いことが判った。図2-24には密度分布の時間変化を示す。レーザー強度は$(3\text{-}4)\times10^{14}$ W/cm^{2}である。明らかなように密度スケール長は-100psでの20μmから0psでの12μmに短くなり密度勾配の急峻化が起きて



TARGET DIAMETER = 80 μM　　0PSEC

(a)　　(b) 10.8J (3 x 10^{14}W/CM^2)　　(c) 3.7J (1 x 10^{14}W/CM^2)

図 2-23 異ったレーザー強度における干渉写真

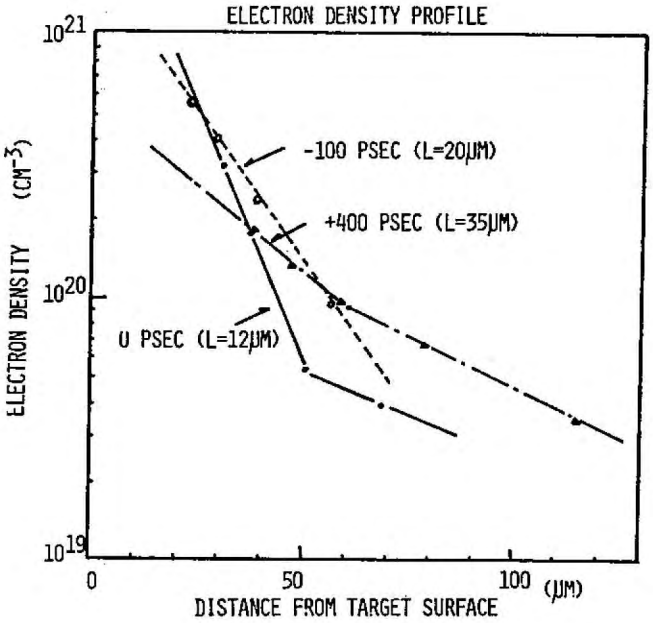


図2-24 密度分布の時間変化

いることが判る。+400psではレーザー強度が弱くなり自由膨張に近くなってスケール長が再び長くなっているものと考えられる。

次にレーザーパルス後半において反射光が異常低下する原因を実験的に検討する。考えられる過程として以下のことがあげられる

(1) プラズマの膨張；レーザー照射時間内に密度がしゃ断密度より十分低くなって散乱光が低下する

(2) イオン加熱によるブリラン散乱の低下[9]；レーザーパルスの初期ではイオン波が励起されブリラン散乱が大きいが、イオンランダウ減衰によりイオンが加熱されて減衰率が上昇する。この結果レーザーパルスの後期ではブリラン散乱が低下する。

(3) イオン温度勾配による密度急峻化[9]；イオンの熱伝導は小さい為にイオンの熱エネルギーはプラズマの流れによって運ばれる。したがってランダウ減衰によって加熱される領域よりも外側ではイオン温度が高く内側では低い。この圧力勾配によってプラズマ密度勾配の急峻化が起こりブリラン散乱が低下する。

(4) 動重力による密度急峻化[2]；ブリラン散乱が起きることによりプラズマ中に内向きの運動量が輸送され、密度勾配の急峻化が起こる。この結果ブリラン散乱が低下する。

これらの過程と実験結果とを比較する。

(a) 異常低下現象が起きる場合と同一の実験条件のもとでしゃ断密度領域から放射される第2高調波の時間変化を観測した。図2-25にその結果を示す。パルス後半での第2高調波の低下はみられずむしろ増大する傾向を示した。このことはパルス後半においてもプラズマ密度はしゃ断密度より高くなっていることを示している。また後半で増大するのはブリラン散乱が低下して

しゃ断密度面に到達するレーザー光が増大するためであると考えられる。

(b) ガラス・マイクロバルーンの代わりに直径80μmのガラス中実球をターゲットとして反射光の時間波形を測定した結果、同様に異常低下が観測された。ただしレーザー強度、パルス幅に関する異常低下の閾値は異っていた。手近計測の結果では500psの時刻においてもターゲットは観測光に対してシャドウとなっており ガラス球のプラズマがしゃ断密度以下になっているとは考えられない。

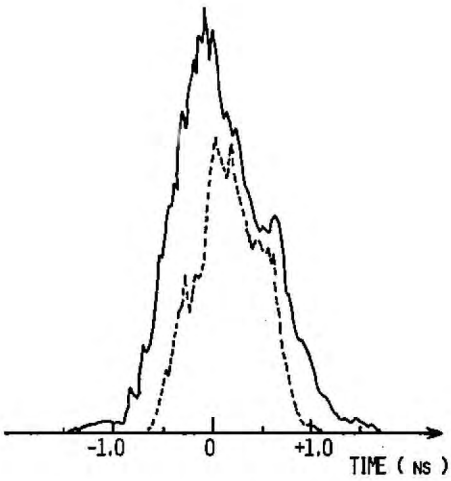


図2-25 入射(実線)及び第二高調波(破線)の時間波形。縦軸のスケールは両者で異っている。

このように(1)の過程では実験結果を説明出来ないため、他の機構を考えるべきである。

(c) §2-2で明らかにした密度勾配の急峻化はしゃ断密度面でレーザー光が反射、吸収されるために光の運動量がプラズマに伝えられることが原因であった。したがって急峻化はしゃ断密度近傍で起きていた。これに対して本節で明らかとなった急峻化はしゃ断密度より低い領域で起きている。測定した電子温度は約500eVであったことから電子の振動速度と熱速度の比は$I=3\times10^{14}$ W/cm^{2}に対して0.25となる。図2-11から、このとき0.65nc～1.1ncの領域で密度スケール長が1μm程度であることが予想されるが、図2-24で観測されている密度領域(0.6nc以下)での急峻化は説明出来ない。したがって低密度領域での急峻化を説明し得る(2)(3)または(4)の機構が重要であると考えられる。

2-4-3 検討

ブリラン散乱の異常低下現象を説明するためには、イオン加熱によるイオン波の減衰及び密度勾配の急峻化を考えに入れるべきであることを前節で示した。本節ではイオン加熱による反射率の時間変化を計算して実験結果との比較を行う。反射率の計算に際して使用したモデルの概要を以下に述べる。

1. プラズマは長さ L の大きさで密度はその中で均一であるとする。
2. ブリラン不安定性によるイオン波の励起とイオン・ランダウ減衰とがつり合ったところで反射率が決まる。
3. ランダウ減衰として線形のもののみを考え、非線形効果は無視する。三間-Thomsonの解析によれば[9] 非線形ランダウ減衰が顕著に現われるのは $(v_{os}/v_e)^2$ が0.01近傍及び1の近傍だけであり、本研究での実験条件 $(v_{os}/v_e)^2 \simeq 0.1$ 近傍では線形効果が支配的である。これは線形ランダウ減衰が T_i/ZT_e（イオン温度の電子温度に対する比）とともに増大し、過加熱の為に再び減少する（図2-27）のに対し非線形ランダウ減衰はイオン波の振幅の二乗に比例する為に、線形ランダウ減衰の小さいところで支配的となるからである。
4. イオン波の成長率 γ_g は

$$\gamma_g \simeq \frac{1}{2}\frac{v_{os}}{c}\left(\frac{\omega_0}{\omega_s}\right)^{1/2}\omega_{pi} \qquad (2\text{-}12)$$

で与えられる[10]。ここで v_{os} はレーザーの電界による電子の振動速度、c は光速、ω_0 はレーザーの振動数、ω_s はイオン音波の振動数、ω_{pi} はイオン振動の周波数である。電子温度 $T_e \simeq 0.5\,\mathrm{keV}$, イオンの電荷数と質量数の比 $Z/A \simeq 1/2$, $n/n_c = 0.2$, $I = 10^{14}\,\mathrm{W/cm^2}$ と

すると $\gamma_g \simeq 1.8\times 10^{12}\,s^{-1}$ となる。その逆数 0.5ps がほぼ成長時間と考えることが出来、レーザーパルスの幅に比べて十分短いので イオン波と電磁波に関しては定常状態と考える。

5. イオン加熱は非定常とする。
6. プラズマの流れはなしとする。

イオンプラズマ波と電磁波の波動方程式は、イオンの密度変化 $\delta n/n_0$ 及び電磁波の電界Eに対して

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2}+2\gamma\frac{\partial}{\partial t}-C_s^2\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right]\frac{\delta n}{n_0}=C_s^2\frac{\partial^2}{\partial x^2}\frac{\langle|E^2|\rangle}{8\pi n_c T_{eff}}, \quad (2\text{-}14)$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2}-c^2\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\omega_p^2\right]E=0, \quad (2\text{-}15)$$

で与えられる。ここで γ はイオン波の減衰率、$C_s^2=(ZT_e+3T_i)/M$ はイオンの音速、Cは光速、$T_{eff}=T_e(1+3T_i/ZT_e)$ である。$\delta n/n_0$ 及び Eについて空間だけに依存する振幅と波動との積で与えられる解

$$\frac{\delta n}{n_0}\equiv n_1 e^{ik_p x-i\omega_s t}+c.c., \quad (2\text{-}16)$$

$$E\equiv E_0 e^{ik_0 x-i\omega_0 t}+E_- e^{-ik_0 x-i\omega_- t}+c.c. \quad (2\text{-}17)$$

を整合条件

$$\omega_0=\omega_-+\omega_s \quad (2\text{-}18)$$

$$k_0=-k_-+k_p \quad (2\text{-}19)$$

を考慮して基礎式 (2-14),(2-15) に代入すると、$k_0\simeq k_-$ として

$$\left(\frac{\partial}{\partial x}+\frac{\gamma}{C_s}\right)(-in_1)=-\frac{k_p}{2}\frac{E_0E_-^*}{4\pi n_c T_{eff}} \quad (2\text{-}20)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}E_0=-in_1\frac{\omega_{p0}^2}{2k_0C^2}E_1 \quad (2\text{-}21)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}E_-=in_1^*\frac{\omega_{p0}^2}{2k_0C^2}E_0 \quad (2\text{-}22)$$

を得る。ただし ω_{po} は密度変化がないときの電子プラズマ周波数である。ここで

$$\left.\begin{aligned}
\alpha &= \frac{\omega_{po}^2}{2k_0c^2} \\
\alpha_p &= \frac{k_p}{2} \\
\beta &= \frac{\gamma}{c_s} \\
C_0 &= \frac{E_0}{\sqrt{4\pi n_c T_{eff}}} \\
C_- &= \frac{E_-}{\sqrt{4\pi n_c T_{eff}}} \\
C_p &= -in_1
\end{aligned}\right\} \qquad (2\text{-}23)$$

と置き換えることにより(2-20)-(2-22)式を次のように書き換える。

$$\frac{\partial}{\partial x}C_0 = \alpha C_0 C_- , \qquad (2\text{-}24)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}C_- = \alpha C_0 C_p^* , \qquad (2\text{-}25)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}C_p + \beta C_p = -\alpha_p C_0 C_-^* 。 \qquad (2\text{-}26)$$

考えている物理的状況を図2-26に示す。プラズマは $x=0$ から $x=L$ まで一様に満たされている。入射電磁波は $-x$ 方向から入射しプラズマ中を進む間にブリラン散乱によって減衰する。反射光は熱雑音レベルから成長する。

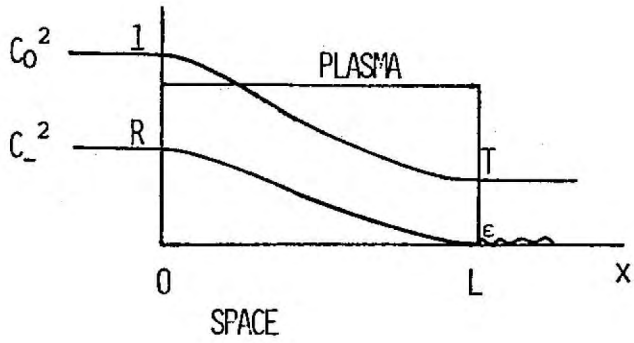


図2-26　ブリラン散乱のモデル

(2-24), (2-25)式にそれぞれ C_0^*, C_-^* をかけることにより、$\partial C_0^2/\partial x = \partial C_-^2/\partial x$ を得るから、入射光と反射光の差は

$$C_0^2 - C_-^2 = C_0^2(0) - C_-^2(0) = (1-R)\,C_0^2(0) \qquad (2\text{-}27)$$

となり一定である。

次に (2-26)式左辺中の2つの項の大小を比較する。$\partial/\partial x \sim 1/L$ であるから

$$\frac{\lambda_p}{2\pi L} \ll \frac{\gamma}{k_p c_s} \qquad (2\text{-}28)$$

が成立していれば強い減衰相にあるとして空間微分を無視出来る。ここで λ_p はイオン波の波長である。線形ランダウ減衰の減衰率は

$$\frac{\gamma}{k_p c_s} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{2}}\left(\frac{ZT_e}{T_i}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{ZT_e}{T_i} - \frac{3}{2}\right) \qquad (2\text{-}29)$$

で与えられるので (2-27)式の条件は $L \simeq 50\,\mu m$ として、

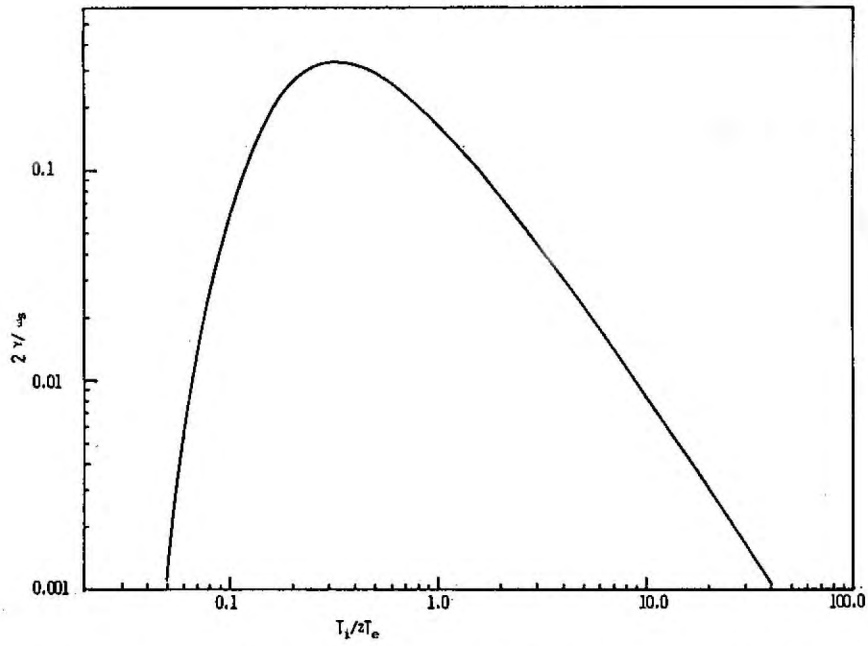


図2-27 線形ランダウ減衰率のイオン温度依存性

$0.05 \ll T_i/ZT_e \ll 30$ となる。図2-27に示したランダウ減衰率からも判るように、イオン温度が大きくなり過ぎると γ は減少する。このために T_i/ZT_e に関して上限が出来る。(2-28)式の条件下で $\partial/\partial x$ を無視した(2-26)式と(2-27)式とを用いることにより(2-25)式は直接、積分出来て

$$\frac{C_-(L)^2/C_0(0)^2}{R} = \frac{1-R}{\exp[K(1-R)]-R} \qquad (2\text{-}30)$$

を得る。[11] ここで

$$K = k_0 L \frac{\omega_s}{2\gamma}\frac{\omega_{p0}^2}{\omega_0^2}\left(\frac{v_{0s}}{v_e}\right)^2 \frac{1}{1+3T_i/ZT_e}$$

である。$C_-(L)^2$ は熱雑音レベルである。

次にプリラン散乱が時間的に初期においては大きく後期では低下する現象の原因としてイオンの加熱時間を考える。電磁波及びイオン波の波動方程式(2-14),(2-15)式及びその解(2-16)(2-17)式において E_0, E_-, n_1 が時間の関数であると考えると その変化のスケールてはレーザーのパルス幅程度であると考えられるが $\omega_0, \omega_s \gg 1/\tau$ であるから、パルス幅程度の時間変化を問題にする場合には、電磁波とイオン波については定常であると考えてよく、イオン温度の時間変化だけを考えれば十分である。イオンの熱輸送式は

$$\frac{3}{2}\left(\frac{\partial T_i}{\partial t}+v\frac{\partial T_i}{\partial x}\right)=\frac{1}{n_0}\frac{\partial}{\partial x}\kappa_i\frac{\partial T_i}{\partial x}+2\gamma\left(\frac{\delta n}{n_0}\right)^2 ZT_e \qquad (2\text{-}31)$$

で与えられる。ここで v は流速 κ_i はイオンの熱伝導度であるが、前者は先に述べたように流速は無いと仮定しており、後者は一般に非常に小さいのでこれを無視する。(2-23)式の記号を使って最終的に得られる方程式は

$$\frac{3}{2}\frac{\partial T_i/ZT_e}{\partial x} = 2C_s\beta C_p^2 \qquad (2\text{-}32)$$

である。強い減衰相の場合、(2-26)式及びその複素共

役な式において $\partial/\partial x \to 0$ とすることにより $C_p^2 = (\alpha_p/\beta)^2 C_0^2 C_-^2$ を得るから、これを(2-32)式に用い $x=0$ での T_i の変化を観測すると

$$\frac{\partial T_i/ZT_e}{\partial t} = \frac{3}{2} k_p C_s R C_0^4(0) \Big/ \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{ZT_e}{T_i}\right)^{3/2} e^{-\frac{ZT_e}{2T_i} - \frac{3}{2}} \tag{2-33}$$

を得る。この式を $t=0$ で $T_i/ZT_e = 0$ という初期条件のもとで積分すると

$$3\pi e^{-\frac{3}{2}} \left[\sqrt{\frac{2}{\pi}}\, y^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{1}{2y}} - \Phi\left(y^{-\frac{1}{2y}}\right) \right] = \omega_s R C_0^4(0)\, t \tag{2-34}$$

が求められる。ここで

$$y = T_i/ZT_e ,$$
$$\Phi(y^{-1/2}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{y^{-\frac{1}{2}}}^{\infty} e^{-\frac{x^2}{2}} dx$$

である。図2-28に(2-34)式から求めた T_i/ZT_e の時間変化を描いた。ランダウ減衰の減衰率は $T_i/ZT_e = 1/3$ のとき極大となるので、イオン温度がこの値になるまでの時間がイオン加熱の特性時間 τ_H と考えられる。$C_0^2(0) \approx (v_{os}/v_e)^2$ であることを考えに入れると図2-28より

$$\tau_H \simeq 1.4 \left[\omega_s R (v_{os}/v_e)^4 \right]^{-1} \tag{2-35}$$

となる。$R \simeq 0.5$, $T_e \simeq 0.5\,\mathrm{keV}$, $I \simeq 10^{14}\,\mathrm{W/m^2}$ とすると $\tau_H \simeq 200\,\mathrm{ps}$ となり、パルス幅と同程度となる。

次にイオン加熱の式(2-34)を反射率(2-30)式及びランダウ減衰(2-29)式と連立させて解き、反射率を時間の関数として求めた結果を図2-29に示す。

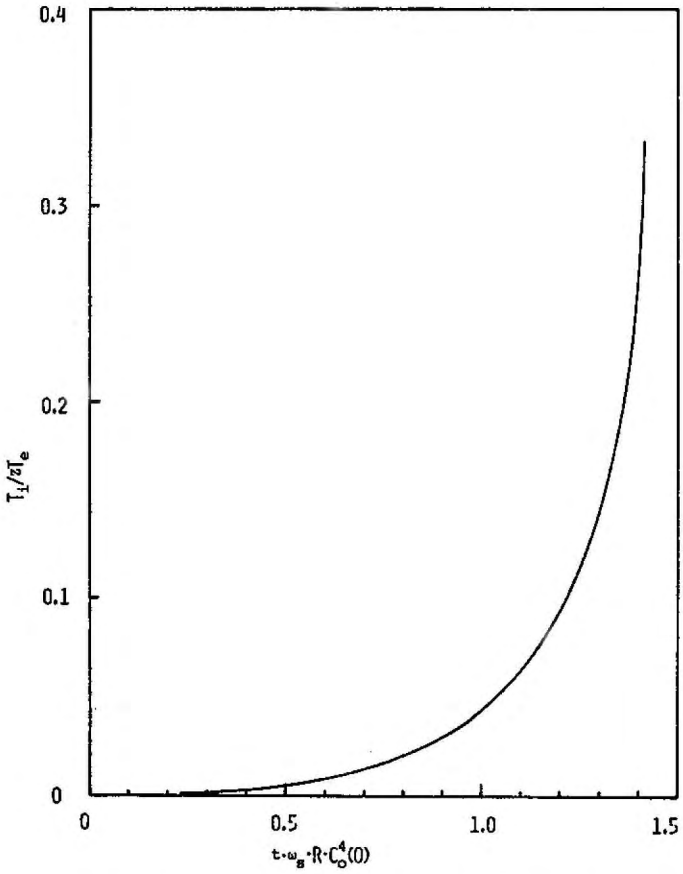


図2-28 イオン温度 $T_i/\alpha T_e$ の時間変化

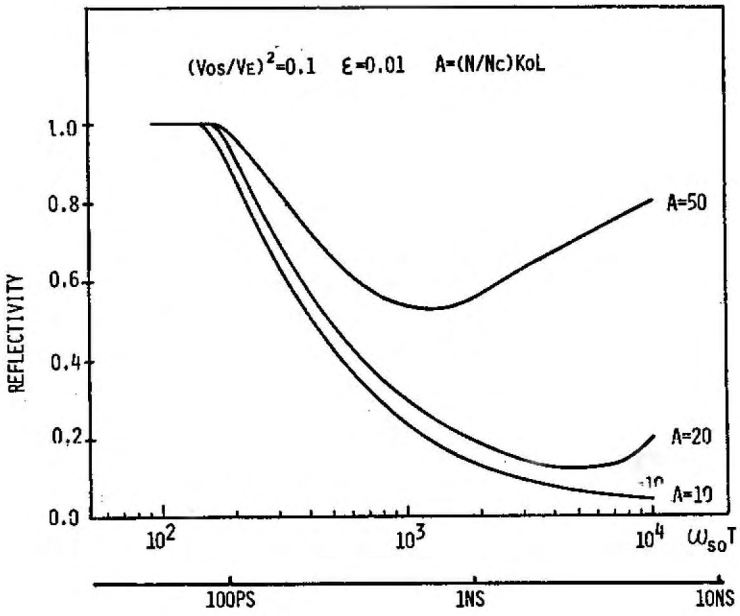


図2-29 反射率の時間変化

時間スケールは $T_i=0$ でのイオン波の振動数の逆数 $\omega_{so}^{-1}=(2k_o\sqrt{ZT_e/M})^{-1}$ である。 $Z/A=1/2$, $T_e=500\,eV$, $k_o=2\pi/1.06\,\mu m$ としたときの実時間を横軸の下に示した。パラメーターはプラズマ密度 n/n_c とプラズマのスケール長 k_oL との積であらわした。熱雑音レベルの入射強度に対する比 $\varepsilon\equiv C_-(L)^2/C_0(0)^2$ は0.01, 電子の振動速度と熱速度の比 $(v_{os}/v_e)^2$ は0.1として計算した。初期の反射率が100%に近い部分($\omega_{so}\cdot t\lesssim 200$)は $T_i/ZT_e\lesssim 0.1$ となっており強い減衰という仮定が成立していない為に意味を持たないが、それ以後の時間では十分成立している。反射率は1ns程度の時間の間に大きく変化し、特に $(n/n_c)\cdot k_oL=10\sim 20$ の場合は10%程度にまで減少していることが判る。時間が更に経過すると再び反射率が増大するのは、イオンの過加熱によってランダウ減衰率が低下する為である。密度勾配の急峻化により $(n/n_c)\cdot k_oL$ が50から20程度に減少したとすると($n/n_c=1/4$ とするとスケール長Lは34 μmから14 μmに変化することに対応する)、1nsの時間において反射率は56%から18%へ低下することになる。

以上の検討から、ブリラン散乱の異常低下現象がイオン加熱と密度勾配の急峻化とによって説明出来た。密度勾配の急峻化に要する時間を概算する為に、スケール長Lのプラズマが外部から圧力を受けるという簡単なモデルを考える。初期プラズマの密度が一様であるとすると、長さLの中に含まれているイオンの数は単位面積あたり n_eL/Z である。イオンの変位を ξ 外圧をpとすると運動方程式は $(n_eL/Z)M\ddot{\xi}=p$ で与えられる。ここでMはイオンの質量である。pとしてブリラン散乱による光圧力 $=2\cdot\langle|E|^2\rangle/8\pi$ 及びイオン温度による圧力 $=n_iT_i$ を考えると $\xi=L/2$ になるまで

の時間 τ_{steep} は

$$\tau_{steep} = \begin{cases} \dfrac{L}{\sqrt{\dfrac{Zm}{M}\dfrac{n}{n_c}}\, v_{os}} & (\text{光圧力}) \\[2ex] \dfrac{L}{\sqrt{\dfrac{T_i}{M}}} & (\text{イオン圧力}) \end{cases}$$

となる。光圧力が原因であるとすると $L \simeq 20\,\mu m$, $I = 3 \times 10^{14}\ W/cm^2$, $n/n_c \simeq 1$ に対して $\tau_{steep} \simeq 250\,ps$ となる。他方 イオン温度としてランダウ減衰が最大となる温度すなわち $T_i/ZT_e = 1/3$ を考えると、$Z=10$ $T_e = 500\ eV$ 質量数 $A=20$ とすると、イオン圧力による急峻化時間もオ. 220ps となる。異常低下が起きている場合の反射光のパルス幅が密度勾配の急峻化に要する時間と考えれば、実験的には $\tau_{steep} \simeq 500\,ps$ となり比較的良い一致を示す。

§ 2-5 むすび

本章ではレーザー光の吸収及び散乱過程を、主として遮断密度以下の密度分布との関連で解明することを目的として研究を行った。実験は短いレーザーパルス(~50ps)の場合及び長いレーザーパルス(230~1200ps)の場合とに別けられ、前者は吸収過程、後者は散乱過程に関連している。

短いレーザーパルスでの結果をまとめると

(1) 動重力による遮断密度近傍での密度急峻化を検証し密度勾配のスケール長が 1~2 μm であることを明らかにした。また遮断密度より低密度側に相関が形成されていることが判った。これはプラズマの流れを考慮した理論

の結果とよく一致している。

(2) ガラス・マイクロバルーンを照射したときの散乱光の角度分布を測定することにより共鳴吸収が支配的であることを明らかにした。この実験結果から求めた密度スケール長は1.7 μm となり (1) での結果を支持している。

長いレーザーパルスでの結果をまとめると

(3) パルス幅が 700 ps 程度以上，レーザー光強度が 1.5×10^{14} W/cm^2 以上になるとブリラン散乱光が、パルス後半で異常に低下することが判った。また低密度領域で密度勾配の急峻化が起きていることが明らかになった。

(4) これらの実験結果はイオン加熱によるランダウ減衰の増大と動重力もしくはイオン圧力による密度勾配の急峻化によって説明されることを示した。

(5) ブリラン散乱の異常低下現象の発見により、断熱圧縮においてもレーザー光の損失を十分抑えられるという見通しを得た。

第2章の文献

1) K.G. Estabrook, E.J. Valeo and W.L. Kruer, Phys. Fluids 18, 1151 (1975)

2) W.L. Kruer, E.J. Valeo and K.G. Estabrook, Phys. Rev. Letters 35, 1076 (1976).

3) H. Azechi, S. Oda, K. Tanaka, T. Norimatsu, T. Sasaki, T. Yamanaka and C. Yamanaka, Phys. Rev. Letters 39, 1144 (1977).

4) K.A. Brueckner and S. Jorna, Rev. Mod. Phys. 46, 325 (1974).

5) K. Lee, D.W. Forslund, J. M. Kindel and E.L. Lindman, Phys. Fluids 20, 51 (1977).
6) V. L. Ginzburg, The Propagation of the Electromagnetic Waves in Plasma (Pergamon, New York, 1970), p. 260.
7) K.G. Estabrook and E.J. Valeo, Lawrence Livermore Laboratory Report No. UCRL 77146, (1975).
8) W.L. Kruer and K.G. Estabrook, in Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, edited by H. Schwarz and H. Hora (Plenum, New York, 1977), vol. 4B, P. 709.
9) K. Mima and J.J. Thomson, private communication.
10) F. F. Chen, in Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, edited by H. Schwarz (Plenum, New York, 1974) vol. 3A, p. 291.
11) C.L. Tang, J. appl. Phys. 37, 2945 (1966).

第3章　爆縮の基礎研究

§3-1　はじめに

爆縮過程は、レーザーエネルギーの吸収、輸送、圧縮等多くの素過程に依存している。このため大がかりな爆縮実験と並行して、個々の過程を抽出した基礎実験が必要となる。本章では圧縮の進行過程を明らかにするためにレーザープラズマによって形成される衝撃波の生成・伝播について調べることを目的として行った研究について述べる。

§3-2　光学計測[1)]

レーザー爆縮では圧縮の安定性対称性が重要であるため、基礎実験としては衝撃波の二次元像を得る必要がある。この目的に適した光学計測の方法について概観する。

プラズマ中に観測光を通して行う光学計測には干渉法（又はホログラフィー干渉法），シュリーレン法，シャドウグラフ法があり それぞれ異った特色をもっている。

干渉法は第2章で行ったように対象となるプラズマの密度分布を定量的に測定する場合に非常に有効である。

シュリーレン法は屈折率の変化に敏感であり実験配置は単純なものですむ。図3-1にその原理図を示す。観測光の内、一部の細いビームを考え、光の進行方向をxとする。プラズマにy方向の屈折率勾配があると、そこを通ったビームは$\theta=\int(\partial n/\partial y)\,dx$だけ曲げられる。ここで$n$は屈折率である。焦点距離$f$のレンズによってプラズマの像を形成し焦点面において観測光の一部をシュリーレン・ナイフで遮って

おいたとすると、光が曲げられるために、ナイフで切り取られずに透過する光量が $f\theta \times$(定数) だけ増加する。この結果、像面における光強度 I のプラズマが存在しない場合の強度 I_0 に対する比は $I/I_0 = (\Delta y + f\theta)/\Delta y$ となる。I の増分を ΔI とあらわせば シュリーレン像のコントラストは

$$\frac{\Delta I}{I_0} = \frac{f}{\Delta y}\int \frac{\partial n}{\partial y}\,dx \qquad (3\text{-}1)$$

で与えられる。例えば $f = 50\,cm$ $\Delta y = 0.1\,mm$ の光学系を考え屈折率変化 $\partial n \simeq 10^{-3}$, x 方向のプラズマの大きさ $L \simeq 100\,\mu m$, $\partial y \simeq 100\,\mu m$ とすると $\Delta I/I_0 \simeq 5$ となり、屈折率変化に対して非常に敏感であることが判る。したがってシュリーレン法は屈折率変化の小さい低密度気体中の衝撃波の計測に有効な方法であると思われる。

シャドウグラフは位相物体の屈折率の空間二階微分に比例するシャドウと明暗物体のシャドウとの合成となる。

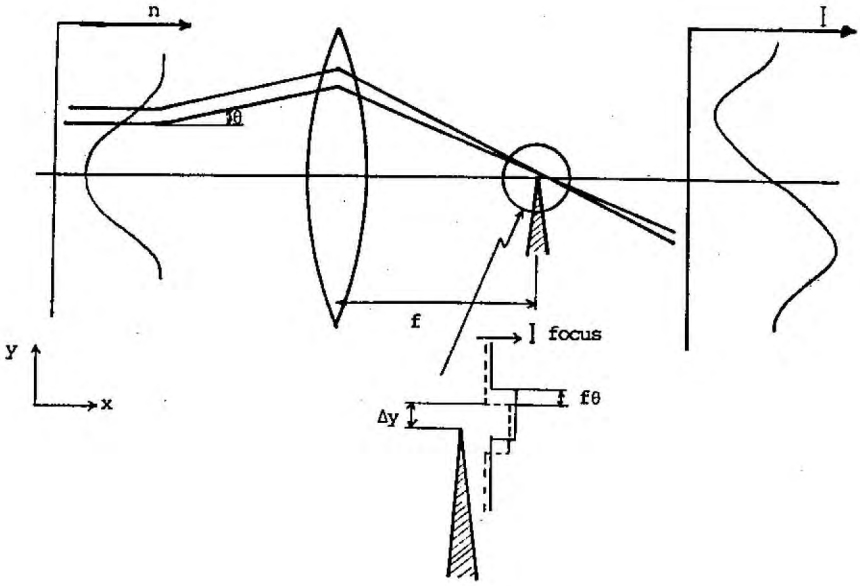


図3-1 シュリーレン法の原理図

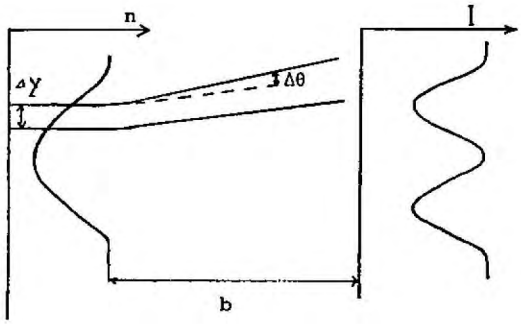


図3-2 シャドウ・グラフの原理図

図3-2に原理図を示した。屈折率に変化があるとそこを通ったビームは曲げられるだけでなく、その拡りも変化し初期にΔyだったビームの幅は$\Delta y + b\Delta\theta$に拡り、単位長あたりの光量が低下する。像面での光強度比は

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\Delta y}{\Delta y + b\cdot\Delta\theta} = \left(1 + b\frac{\Delta\theta}{\Delta y}\right)^{-1}$$

であり、Iの変化量に対して書き直すと

$$\frac{\Delta I}{I} = b\int \frac{\partial^2 n}{\partial y^2}\,dx \qquad (3\text{-}2)$$

を得る。実際には結像レンズがあるためにこのような効果は低減され、シュリーレン法のように屈折率変化に対して敏感ではないと考えられる。又、屈折のため光がレンズからはずれてしまうことによるシュリーレン的な効果もあり、上記のような単純なモデルでシャドウ・グラフのコントラストを議論することは困難である。どの程度の屈折率変化を持った衝撃波を観測することが出来るかは、実験的に判断することが適切である。そこで著者は干渉、シュリーレン、シャドウ・グラフ法による同時撮影の光学系を考案した。同時撮影により各々の計測法の適用範囲が明らかとなり、又、密度計測においては、シュリーレン法及びシャドウ・グラフ法は干渉法によって求めた密度分布のクロス・チェックとしての役割を果たす。

§3-3 実験装置

3-3-1 平面ターゲットによる実験

図3-3に全体の構成図を示す。発振器にはNd;YAGレーザーを用い、共振器ミラー間の間隔を1.5mにしてパルス間隔10nsのモード同期パルス列を得た。レーザー・ロッドとして5mmφ×75mmℓのブリュースター・カットのものを用いた。モード同期用の可飽和色素にはNDL-112（日本感光色素）を用いた。出力ミラーは反射率60%の平面鏡で全反射ミラーには曲率半径6mのものを用いTEM$_{00}$の横モードで発振させた。増幅器には5mmφ×245mmℓのNd;ガラス・レーザーを用いた。直交させたグラン・テーラー偏光子，KDPポッケルス・セル，レーザー・トリガー・スパーク・ギャップから成るパルス切り出し回路によって1パルスを切り出した。プラズマ観測用の光を得るために45°z-42°y′カットのKDP結晶によってレーザー光の第2高調波（5320Å）を発生させ入射角45°の2波長ミラーによってプラズマ生成光（1.06μm）から分離した。観測光には最大15mの光学遅延路を設けた。これは最大50nsの光学遅延に相当する。1.06μmのレーザーを焦点距離37mm F数1の非球面レンズにより ターゲットに集光した。レーザービームの直径は5mmであるから照射の有効F数は7.4である。レーザーの集光直径は20μmである。レーザー光のエネルギーをモニターする為に非球面レンズの前面にビーム・スプリッターを置き、PINフォト・ダイオードとCR積分回路を組み合わせたカロリー・メーターを用いた。表3-1にレーザーのパラメーターを示す。

ターゲットとして、内部の衝撃波を観測する為に可視光透過率の表れたアクリル樹脂（ポリ・メチル・メタクリレート（$C_5H_8O_2$））の小板（7×70×1mm）を用いた。レーザー光は70×1mmの面に集光

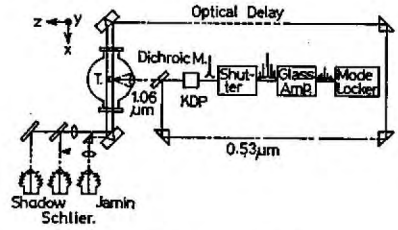


図3-3 実験配置

した。この面はあらかじめ光学研磨を行った。

レンズの軸方向の位置と集光面近傍でのバーン・パターン直径との実験曲線から焦点の位置を決定した。1回のレーザー照射ごとにターゲットを0.5mm z方向に移動させて新しいターゲット表面で実験を行った。ターゲットを取り換えた場合の焦点位置の再現性を確保するために、ターゲット面付近にミクロメーターを固定し、10~30倍の像を観測した。

干渉計用のミラーとして30mmφ×12mmℓのオプティカル・パラレルを用い、前面をAl蒸着半透鏡、後面をAl蒸着全反射鏡とした。オプティカルパラレルを2枚使用した干渉計はジャマン干渉計と呼ばれるもので屈折率変化のない時には干渉縞はあらわれず単色の干渉パターンとなり、プラズマが生成され屈折率が変化すると、干渉縞が形成される。第1のジャマン・ミラーによってかけられた2つのビームの内一方はプラズマを透過する物体光とし、他方はプラズマの背後(+z方向)を通る参照光とした。物体光と参照光は第2のジャマン・ミラーによって合成され干渉を形成する。表面半透鏡で反射した物体光の一部はシャドウ・グラフ及びシュリーレン計測用とした。シュリーレン・ナイフの刃はターゲット垂直軸(z)に平行にしターゲット面に平行な方向(y方向)の密度勾配に敏感になるようにした。ナイフをリレーレンズの焦点に設置し観測光の半分を切り取った。シャドウ・

表3-1　レーザー・パラメーター

		プラズマ生成光	観測光
波長	[μm]	1.064	0.532
レーザーエネルギー	[mJ]	5	0.5
パルス幅	[ps]	30	30
レーザー・パワー	[W]	1.7×10^{8}	1.7×10^{7}
ビーム直径	[mm]	5	5-15
集光直径	[μm]	20	—
光束密度	[W/cm²]	5.3×10^{13}	8.5×10^{7}

グラフはナイフのないシュリーレン光学系で撮影した。ターゲットの像は望遠顕微鏡系によってフィルム上に10-30倍に拡大して撮影した。この光学系では焦点距離500mm F数5の望遠レンズ(NIKON)をリレーレンズとして空像を形成し焦点距離55mm F数1.8のカメラレンズ(MINOLTA)で撮写した。光学系の空間分解能はターゲットの位置に種々の明暗格子を置き、これを撮影することによって測定した。望遠レンズをリレーレンズとして使用した場合、空間分解能は5μmとなりレーリー限界と同程度であった。また焦点距離300mm F数5の両凸単レンズを用いた場合、球面収差のために分解能は15μmにとどまった。

3-3-2 球ターゲットによる実験

プラズマ生成用としてモード同期YAGレーザーと9段のガラス増幅器から成るレーザー・システム「激光II号」を使用した。このレーザー・システムは§2-2で使用したものと同一である。ターゲットには2気圧の重水素ガスを封入した直径140~150μmのガラス・マイクロ・バルーンを使用した。このように大きなマイクロバルーンでは均一な肉厚のものが非常に少く選択が困難であったため肉厚はサンプリングによって求め平均として1.5μmであった。パルス幅70psのレーザー光は非球面レンズ(f=120mm, F/1.2)によりターゲット上に集光した。観測光を得るために主レーザー光の一部をビーム・スプリッターで取り出し、パルス幅を20psに圧縮した後にKDP結晶で第2高調波を発生させた。主レーザー光と観測光との同期精度は光学遅延距離の測定精度で決まるため極めて正確である。ターゲットの像は顕微鏡対物レンズによりフィルム上へ50倍に拡大された。空間分解能は明暗格子を撮影することにより測定した結果2μmであった。シャドウ・グラフの明暗は屈折率の空間に関する2次微分に比例する成分を含むので、屈折率が急激に変化するカット・オフ密度以下の衝撃波フロントの観測が可能である。

§3-4 実験結果及び考察

3-4-1 ターゲット内部の衝撃波[2)]

[1] 平面ターゲット

固体ターゲット内部へ発生する衝撃波の観測例を図3-4に示す。レーザー光はターゲット表面に集光した。図3-4(a)は観測時間を変化させた場合のシャドウグラフで観測時間はそれぞれ14.7ns, 28.5ns(分解能15μm), 47.0ns(分解能5μm)である。図3-4(b)は観測時間47.0nsにおけるジャ

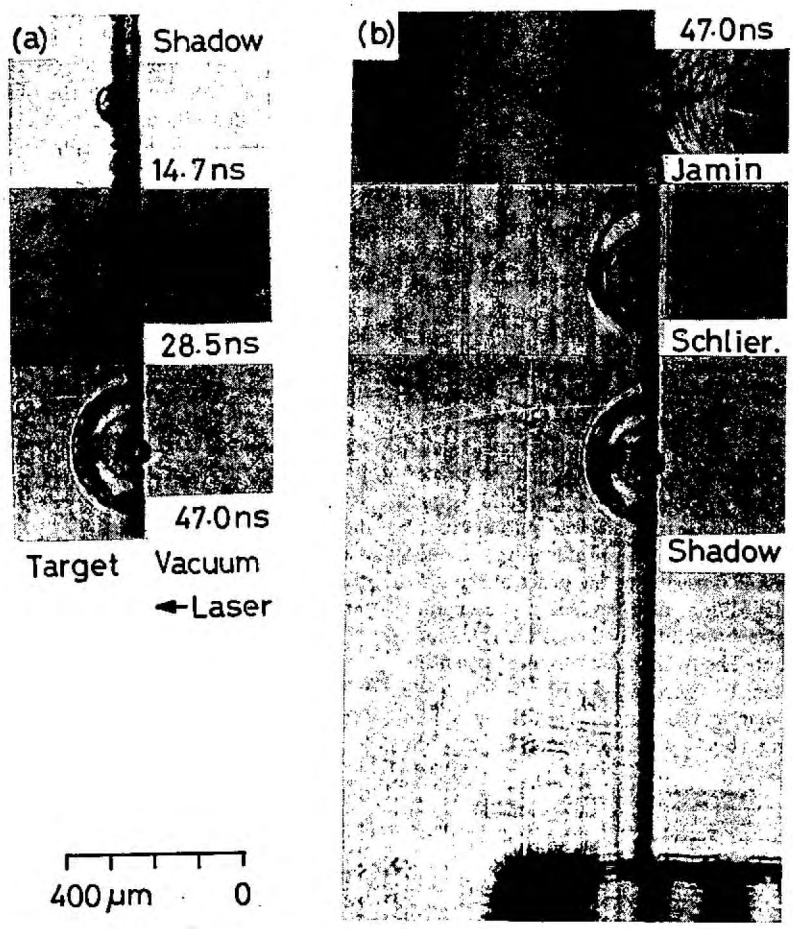


図3-4 固体ターゲット内部衝撃波の観測例

マンチ法、シュリーレン法、シャドウ・グラフ法の同時計測の結果である。ミクロメーターはレーザー集光点から測定光学計側に1mmの位置にありその最小目盛は180μmである。集光点に光学系の焦点を合わせるとミクロメーターはやや不鮮明になるが、これは被写界深度が0.5mm以下のためである。いずれもターゲット内部に伝播する半球状の衝撃波の存在が明らかである。固体内部の衝撃波は屈折率変化が大きい為あるいはメタリゼーション[3]の為に、シャドウ・グラフによってもはっきりとその形状が確認出来た。

次に膨張プラズマのエネルギーを測定する為に、ターゲットを1気圧の空気中に置き空気衝撃波の観測を行った。図3-5にその結果を示す。気体中の衝撃波は屈折率変化が小さいためにシュリーレン法が適当であった。図から明らかなように空気中には、半球状の衝撃波と突起状の衝撃波とが観測されている。後者はレーザーの異常吸収によって生成された高速イオンによって駆動されたものである[4]。5.5nsにおいてターゲット内部に衝撃波が観測されていないのは、ターゲットエッジの影になっている為であると思われる。

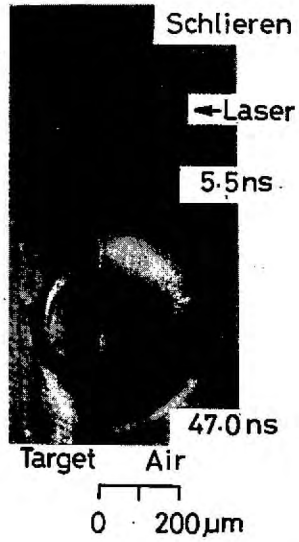


図3-5 気体衝撃波のシュリーレン写真

図3-6はターゲット内部、及び空気中における半球状衝撃波のr-t曲線である。ターゲット内部の衝撃波についてはターゲット垂直方向の伝播距離をプロットしてある。実線は計算値、破線はアクリル中の音波の伝播を示す。($C_s = 3\times10^5$ (m/s))。観測時間の間は音速に近い速度で伝播していることが判る。気体中衝撃波について

示す。図の右側のプロット点はターゲット面に対して垂直方向と平行方向で平均した値を示す。室温での音波の伝播を破線で示す。

初期密度ρの気体中で時間空間的に無限小の領域にエネルギーEが解放された場合、形成される衝撃波はブラスト波として知られており、衝撃波フロントの半径rは

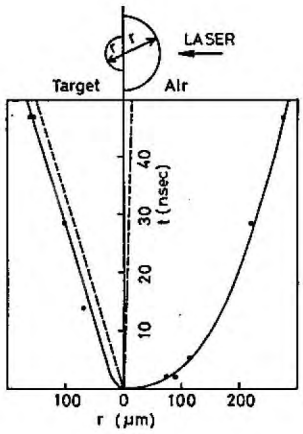


図3-6 衝撃波フロントのr-tダイアグラム

$$\left.\begin{aligned} r &= \left(\frac{f E t^2}{\rho}\right)^{1/5} \\ f(\gamma) &= \frac{75}{16\pi}\,\frac{(\gamma-1)(\gamma+1)^2}{3\gamma-1} \end{aligned}\right\} \qquad (3\text{-}3)$$

で与えられる。[5] ただしγは気体の比熱比である。実験的に得られた衝撃波フロントの半径（≲100μm）及び観測時間（>5.5ns）はそれぞれレーザー集光半径（10μm）及びレーザーパルス幅（30ps）に比して十分大きいのでブラスト波の理論が成り立つと考えられる。空気中衝撃波について$\rho=1.293\times10^3\ g/cm^3$, $\gamma=5/3$ $E=0.57\ mJ$として計算したr-t曲線を図3-6の実線で示す。実験結果はブラスト波理論曲線とよく一致し、膨張プラズマのエネルギーはレーザーエネルギーの約11%であると結論できる。ここでは簡単のため比熱比を5/3としたが正確には相変化によるγの変化を考慮する必要がある。固体中に伝播する衝撃波からエネルギーを求めるには、経験的な状態方程式を用いることが一般に行われているが、経験則が成立する圧力はアクリルの場合1Mbarまでであり、レーザープラズマの

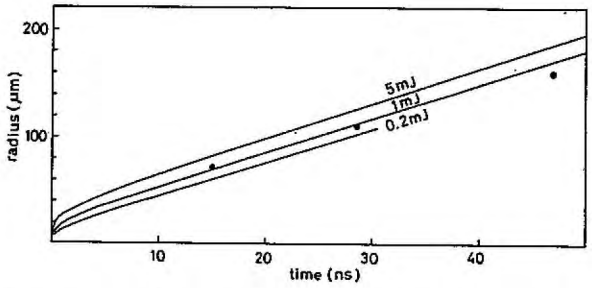


図3-7 衝撃波前方の気体の圧力を考慮したブラスト波曲線と実験値

圧力はこれに比べて非常に高く（例えば $T=100\,eV$, $Z=1$ とすると $P=n_i(1+Z)T \simeq 32\,Mbar$ となる。ここで n_i としてアクリルの固体密度をとった）、経験則が成り立つ保障はない。従ってここでは気体中の状態方程式が成り立っていると仮定する。実験プロットでは、衝撃波はほとんど音速に減速しているために、衝撃波前方の圧力を考慮する必要がある。このような場合には相似解(3-3)式は成立せず流体方程式を数値的に解く必要がある。これは Brode によって計算された[6]。図3-7にエネルギーをパラメーターにしたブラスト波曲線を示す。実験結果は 0.2－1mJ（入射レーザーエネルギーの 4－20%）の曲線と一致する。

これまで述べてきたことにより、レーザーエネルギーの11%が膨張するイオンに与えられ、また固体内で気体中の状態方程式が成り立つとして 4～20% が圧縮波に与えられることが判った。そこで次にピストンであるプラズマのパラメーターを評価することにする。ターゲットは光に対して透明なアクリル（$C_5H_8O_2$）であるが、レーザー光の遮断密度 $n_c=10^{21}\,cm^{-3}$ に比して、固体密度 $n_s=10^{23}\,cm^{-3}$ は100倍、大きいためにターゲットが電離すればレーザー光に対して不透明となる。電離時間 τ_i は近似的に

$$\tau_i = \left[0.8\pi a_0^2 n_n \sqrt{\frac{8kT_e}{m}}\ e^{-I_i/kT_e} \right]^{-1} \qquad (3\text{-}4)$$

で表わされる。ここで a_0 は原子半径，n_n は中性原子の密度 I_i はイオン化ポテンシャルである。a_0 としてボーア半径，$I_i = 13.6$ eV を考えると $kT_e = 10$ eV としても $\tau_i = 1.5\times10^{-15}$ s となる。レーザー光の周期は $\lambda/c \sim 3.5\times10^{-15}$ s であるから電離に要する時間はレーザー光の周期と同程度である。したがってレーザー・パルスに対してターゲットは不透明であり、固体表面の薄い層で吸収されると考えてよい。吸収されたエネルギーは固体内部へもっぱら電子の熱伝導によって運ばれる。ピコ秒レーザーであるからレーザーパルスの間、プラズマの流体運動が無視できると考えられるとする。吸収されたエネルギー流束密度を I とすると、エネルギー・バランスと電子熱伝導の式より、電子温度 T_e と熱波の伝播距離 l に対して

$$\left.\begin{aligned} It &= \frac{3}{2} nkT_e l \\ \frac{3}{2} nk \frac{\partial T_e}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} \kappa \frac{\partial T_e}{\partial x} \rightarrow \frac{1}{t} \simeq \frac{2}{3} \frac{\kappa}{n l^2} \end{aligned}\right\} \qquad (3\text{-}5)$$

が成立する。ここで k はボルツマン定数、n は電子密度、κ は電子の熱伝導度であり、

$$\kappa = bT_e^{5/2}, \quad b \simeq 2\times10^{-6}/Z_0 \quad (\text{cgs units})$$

であらわされる。熱波前方では温度が低いので電離数 Z_0 は近似的に 1 と置く。(3-5)式より未知数 l 及び T_e は I と t の関数として

$$\left.\begin{aligned} l &= b^{2/9} \left(\frac{3}{2} nk\right)^{-7/9} I^{5/9} t^{7/9} \\ T_e &= b^{-2/9} \left(\frac{3}{2} nk\right)^{-2/9} I^{4/9} t^{2/9} \end{aligned}\right\} \qquad (3\text{-}6)$$

であらわされる。この関係は最初にCarusoによって求められた[7]。(3-6)式は $0 \leq t \leq \tau$ (τはパルス幅)で定義される。空気中衝撃波とターゲット内部衝撃波のエネルギー和は吸収されたエネルギーと考えてよい。これはレーザー・エネルギーの15%から31%であった。ここでは簡単のために吸収率20%とすると、レーザー・パルスが終った時刻 $t=30ps$ において

$$l = 0.41 \mu m$$
$$T_e = 1.23 \times 10^6 K = 106 eV$$

となる。ただし電子密度として $n = \bar{Z} n_s$ (n_sは固体密度 $1 \times 10^{23} (m^{-3})$) $\bar{Z}$はコロナ・モデルに基いて $T_e = 100 eV$ に対し2.9とした。このようにして直径20 μm (レーザーの集光直径)長さlの円筒状のプラズマが出来ていると考えられる。イオンは電子-イオンの緩和によって加熱される。等分配時間τ_{eq}は

$$\tau_{eq} = \frac{3mM}{8\sqrt{2\pi}\, n_i e^4 Z \ln\Lambda} \left(\frac{kT_e}{m}\right)^{3/2} \qquad (3\text{-}7)$$

で与えられる[8]。 $Z=2.9$, $n_i = n_s$, $\ln\Lambda = 10$, アクリルの平均質量数 $\bar{A} = 6.67$ とすると、$\tau_{eq} = 1.4 ps$ となり、パルス幅より十分短い。したがってT_eと イオン温度T_iとはほぼ等しいと考えられる。

[2] 球面ターゲット[9]

平面ターゲットにレーザー光を照射することにより固体内部へ進行する衝撃波が形成されることが明らかとなった。そこで次に爆縮核融合の実験において使用されている球状のガラス・マイクロバルーン内部の衝撃波を観測した。

図3-8にレーザー・パルスの立ち上がりから測って(a)130 ps及び(b) 200 psでのシャドウ・グラフを示す。レーザー・エネルギーは3±1J、パルス幅は70ps(半値幅)である。

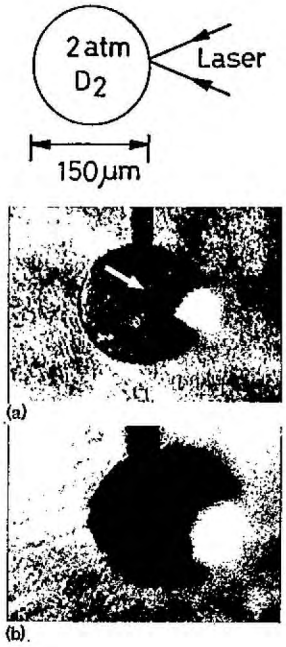


図3-8 ガラス・マイクロ・バルーン内部の衝撃波のシャドウ・グラフ
(a) 130ps (b) 200ps

図(a)ではレーザー光をターゲット表面に集光した。ターゲット表面上でのレーザー強度は約 2×10^{15} W/cm^2 である。測定した電子温度は 500eV である。レーザー光照射領域で明るく光っている部分は遮断密度領域から放出されるレーザー光の第2高調波であり、観測光と波長が等しいためにフィルターでこの光を減衰させることは出来ない。図3-8(a)においてマイクロバルーン内部の重水素中に衝撃波が観測されていることが明らかである。衝撃波の速度は時間平均として伝播距離を観測時間で割ったものと考えられ、5×10^7 cm/s であった。シャドウグラフ上の光強度は屈折率の空間に関する二階微分に比例する効果があるため、衝撃波フロントの幅は明部と暗部の間隔であると考えられる(図3-9)。図3-8(a)においては暗部があまり明らかではないが、この間隔が明部の幅の2倍程度程度と考えると10μm となる。有限の時間間隔で測定しているため、実際の衝撃波フロントの幅はこれよりも小さい。図3-8(b)(200ps)

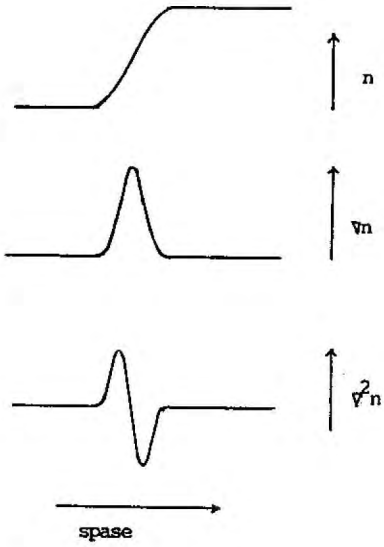


図3-9 衝撃波フロントとシャドウグラフの関係

においては、熱伝導のためにターゲット全体が電離して観測光に対して不透明になっている。

次にどのような機構でこの衝撃波が形成されているかについて簡単のため一次元問題として取り扱う。まず電子の熱伝導波がガラスの膜を破る時間 t_i を評価すると(3-6)式において熱波の伝播距離 l を膜の厚さと等しく置くことにより $t_i = 10\,ps$ となる。ここで $I = 10^{15}\,W/(m^2)$, $n_e = \bar{Z} n_s$ ($n_s = 6.6 \times 10^{22}\,(m^{-3})$), $\bar{Z} = 10$ として計算した。t_i は観測時間より十分短いので重水素と熱いガラス・プラズマとは初期において接触していると考えることが出来る。初期における圧力不連続をもった流体の運動は衝撃波管の理論でよく知られているように高圧力気体中(ドライバー・ガス)へは希薄波が伝わり、希薄波の裾の部分がピストンとして低圧力気体中(テスト・ガス)に衝撃波を形成する。[5] 図3-10にその様子を示す。ここで添え字 0, 3 はそれぞれ低圧力

及び高圧力気体中での初期物理量を示す。高圧力気体中での断熱希薄波の式、低圧力気体中での強い衝撃波におけるランキン・ユゴニオの関係式及びピストン(接触面)の条件 $p_1=p_2$, $u_1=u_2$ を用いることにより、密度比 ρ_3/ρ_0 が大きい極限で衝撃波の速度 D 及び後面での温度 T_1 が次のように求められる[5]。

$$\left.\begin{aligned} D &= \frac{\gamma+1}{\gamma'-1} C_3 \\ T_1 &= \frac{2\gamma'(\gamma-1)}{(\gamma'-1)^2} \frac{A}{A'} T_3 \end{aligned}\right\} . \qquad (3\text{-}8)$$

ここで、γ, γ' はテストガス(低圧気体)及びドライバー・ガス(高圧気体)中での比熱比、A, A' はそれぞれの質量数を示す。C_3 はドライバー・ガス中の音速である。一般にプラズマ中の衝撃波では電子の熱伝導が高いため衝撃波プロントの前方に前駆加熱層が張り出している[5]。このために、重水素ガスはこの層中であらかじめ電離されていると考えられる。したがって $\gamma=\gamma'=5/3$ と置くことが出来る。ドライバー・ガスであるガラス・プラズマの音速は $C_3=\sqrt{(ZT_e+3T_i)/M}$ である。電子-イオンの等分配時間は固体密度において 1.4 ps となり((3-7)式において Z=10, A=20 $n_i=6.6\times10^{22}\,cm^{-3}$, $\ln\Lambda=8$ として計算した)、考えている

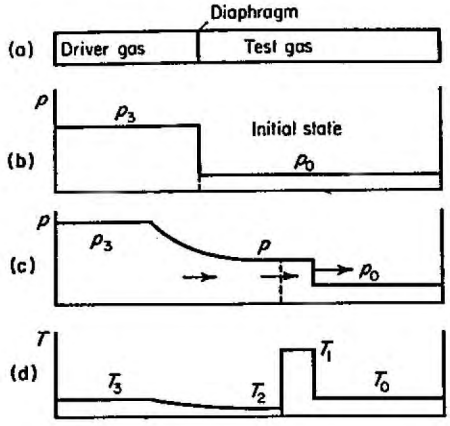


図3-10 衝撃波管

時間(≃100ps)に比して十分短いので $T_i \simeq T_e = 0.5\,keV$ とみなすことが出来る。このようにして $C_3 \simeq 1.8\times10^7\,cm/s$ より衝撃波速度は $D \simeq 7\times10^7\,cm/s$ となり、実験結果とよい一致を示す。理論と実験の相異は、主として一次元を仮定したことによると思われる。

次に衝撃波フロントの厚さを評価する。プラズマ衝撃波の構造は前方から(1)前駆加熱層，厚さΔx_0、(2)粘性フロント，厚さδ、(3)電子-イオン緩和層，厚さΔx とからなり、厚さの程度は $\Delta x_0 \sim \Delta x \sim (M/m)l_i$, $\delta \sim l_i$ である[5]（図3-11）。ここで l_i はイオン-イオンの平均自由行程である。シャドウグラフでは密度変化の領域が観測されるので、プラズマ密度が急激に変化する粘性フロントを考えればよく、

$$\delta \sim l_i = 2.42\times10^{19}\,T_i[kev]^2/Z^4 n_i \ln\Lambda \quad cm$$

で与えられる。ガスは重水素であるので $Z=1$、4倍に圧縮された イオン密度は $n_i = 4.3\times10^{20}\,cm^{-3}$ であるから $\delta \simeq 5\,\mu m$

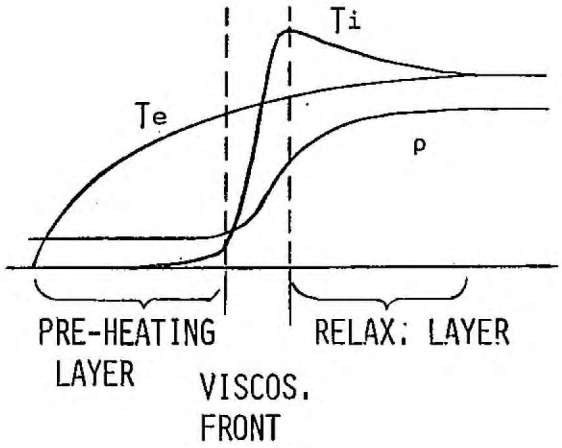


図3-11 プラズマ中の衝撃波フロントの構造

を得る。この値はマイクロ・バルーンの大きさに比して十分小さく、観測されたの衝撃波の厚さと同程度である。

このようにしてガラス・マイクロ・バルーン内部の衝撃波の発生機構について、初期に高温高密度（0.5keV, 固体密度）のプラズマが生成され、それが膨張し、膨張波（希薄波）の裾の部分がピストンとなって重心表中に衝撃波を駆動するという理解が得られた。この機構は、膨張の反作用によって圧縮するいわゆるアブレーション・モードとは異なり、強い衝撃波モードの機構と考えることが出来る。

3-4-3 ターゲット表面に沿った熱伝導[9]

レーザー爆縮核融合においては球状ターゲットの球対称を保ちながら圧縮を行うことが必要であるが、実際にはレーザー・ビームの数が有限であり、又、1本のビームの空間的な強度分布も一様でないことから、レーザー光を均一に照射することは非常に困難である。このため、ターゲット表面に沿った熱伝導によりレーザー照射の非一様性を緩和することが考えられている。本節においては空間的に非一様なレーザー照射が圧縮の対称性に与える影響を調べるモデル実験を行い、表面に沿った熱伝導の効果について議論する。

レーザー照射の空間的な非一様性の効果を調べるために、レーザー光の集光位置をターゲット内部に変えた。CW-YAG レーザーによって測定したターゲット表面におけるレーザー光強度分布は図3-12(a)に示すように、焦点中心のピークと、それを取り囲むリング状の分布とから成っていた。実際のレーザーでは、ビームのブレーク・アップ、レーザー・ロッドの熱歪等のためにCW-YAGレーザーの場合と全く同一の分布であるとは言えないが、図3-12(b)に示す

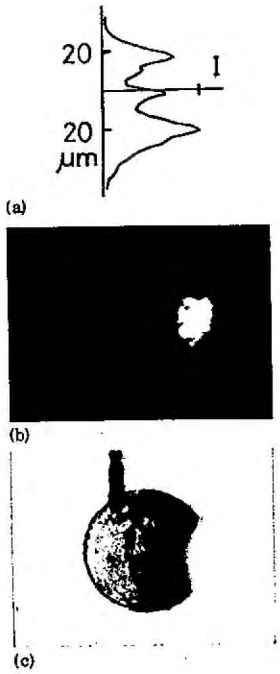


図3-12 非均一レーザー照射の影響
(a) ターゲット表面でのレーザー強度分布
(b) 第2高調波発生領域
(c) 衝撃波のシャドウ・グラフ

ように、レーザー・プラズマからの第2高調波発生領域は、(a)と相似の分布をしており、定性的には同一の分布と考えてよい。このような照射条件のもとで観測した衝撃波を図3-12(c)に示す。レーザー・エネルギーは5J、観測時間は160 PSである。レーザー強度分布に対応して衝撃波が3つに別かれていることが明らかである。(b),(c)は同一のレーザーショットで撮影したものである。この実験結果は、横方向の(ターゲット表面に沿った)熱伝導が良くないことを示している。

熱伝導の方程式

$$\frac{3}{2} n k \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \kappa \frac{\partial T_e}{\partial x}$$

より、温度が均一化される距離 x_H は近似的に

$$x_H \simeq \sqrt{\frac{\kappa(T_e)\, t}{\frac{3}{2} n k}} \qquad (3\text{-}9)$$

$$= 1.27 \times 10^4 \, (2.9313 + Z)^{-1/2} \, T_e(\mathrm{keV})^{5/4} \left(\frac{n_e}{n_c}\right)^{-1/2} t^{1/2} \sqrt{\ln \Lambda}$$

で与えられる。ここで熱伝導率 κ は

$$\kappa = \epsilon\delta_T \, 20\left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2} \frac{(kT_e)^{5/2} k}{m^{1/2} e^4 Z \ln\Lambda}$$

である。補正係数 $\epsilon\delta_T$ を

$$\epsilon\delta_T \simeq \frac{0.3706 Z}{2.9313 + Z}$$

と近似すると、$Z=1$ から $Z=16$ までの範囲で Spitzer の計算値と4%以内の誤差で一致する。

もし横方向の熱伝導が遮断密度 n_c 以下の領域を通ってなされるものとすると、$t=10\,ps$（パルス幅の1/4）としても $x_H \gtrsim 130\,\mu m$ となる。ここで Z としてコロナモデルより求めた $T_e=500\,eV$ における値 $Z \simeq 8.6$、$n=n_c$ での $\ln\Lambda \simeq 7.3$ を使って計算した。レーザー強度分布の空間変化の長さは、図3-12(a)において中心部の山と外側の山との間隔の1/2として $10\,\mu m$ であるから x_H はこれよりはるかに大きい。したがって、熱が遮断密度以下の領域を通って流れるとすると、レーザー光の不均一は十分平均化されるはずであり、実験結果と矛盾する。このようにして横方向の熱の流れは n_c 以上の領域を通じて行われると考えられる。このような機構として、例えば図3-13に示すように、(a) n_c 以下の領域の熱伝導が磁場の発生等によって制限され n_c 以上の高密度領域の熱伝導だけによって横方向に熱が流れることによる効果、もしくは(b) レーザーの光圧力によるセルフ・フォーカシングによってレーザー照射のない領域の密度が高くなっている効果が考えられる。

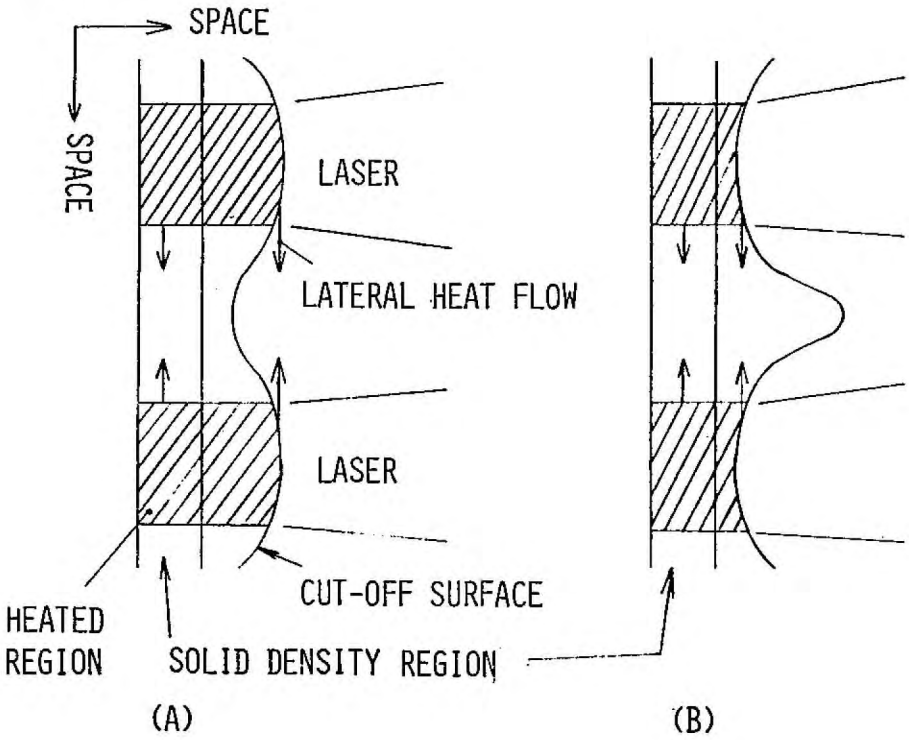


図3-13 横方向の熱伝導

§3-5 むすび

爆縮過程を模擬した衝撃波形成の実験を行った結果、固体ターゲット内の圧縮波の存在を確認した。また、ガラス・マイクロ・バルーン内部の衝撃波の観測に初めて成功した。得られた結果をまとめると

(1) 固体平面ターゲットを用いた実験により、レーザー・プラズマによってターゲット中に衝撃波が駆動されることが明らかとなった。

(2) 膨張プラズマによって駆動される気体中の衝撃波はブラスト波となりエネルギー計測に適していることが判った。この

結果求めた膨張プラズマのエネルギーはレーザー・エネルギーの10%であった。

(3) 固体ターゲット中に輸送されるエネルギーは気体中での状態方程式が成立するとして、レーザー・エネルギーの4-20%であった。

(4) 重水素を封入したガラス・マイクロバルーンを用いた実験においても燃料中に衝撃波が駆動されることが明らかとなった。

(5) ガラス・プラズマが内側に膨張し、その膨張波の裾の部分がピストンとしての役割を果しているとするモデルにより衝撃波の速度及び衝撃波フロントの厚さが説明できた。この結果、単一の短いパルスによる爆縮の機構が明らかとなった。

(6) レーザー照射の不均一性が衝撃波の形成に強い影響をおよぼすことが明らかとなった。遮断密度以下の領域を通って熱が流れるとするとレーザーの不均一は十分緩和されるはずであり、ターゲット表面に沿った熱伝導が低下していることが判った。

第3章の文献

1) U. A. Bartori and E. Chen, Plasma Physics (IAEA, Vienna, 1965), p. 287.

2) H. Azechi, Y. Sakagami, T. Yamanaka and C. Yamanaka, J. Phys. Soc. Japan 42, 1362 (1977).

3) A. A. Birsh, M. S. Tarasov and V. A. Tsakerman, Sov. Phys. JETP 11, 15 (1960).

4) H. Azechi, Y. Sakagami, T. Yamanaka and C. Yamanaka, Appl. Phys. Lett. 30, 187 (1977).

5) Ya.B. Zel'dovich and Yu.P. Raizer, Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena, edited by W.D. Hayes and R.F. Probstein (Academic, New York, 1966)
6) H.L. Brode, J. appl. Phys. 26, 766 (1955).
7) A. Caruso, in Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, edited by H.J. Schwarz and H. Hora (Plenum, New York, 1971), p.289.
8) L. Spitzer, Physics of Fully Ionized Gases, (Inter-science, New York, 1962).
9) H. Azechi, S. Oda, K. Tanaka, T. Norimatsu, T. Sasaki, T. Yamanaka and C. Yamanaka, Appl. Phys. Lett. 32 216. (1978).

第4章　エネルギー輸送過程

§4-1　はじめに

レーザー光は逆制動輻射過程（古典吸収）と共鳴吸収過程とによりプラズマに有効に吸収され、散乱損は長パルスにおいても抑えられることが第2章で明らかとなった。また第3章ではこのようにして吸収されたエネルギーによってターゲット内部に衝撃波が形成されることを明らかにした。一段の衝撃波では平面の場合、圧縮率は4倍が最大であり、球対称においても30倍程度であるから、10^3-10^4倍の圧縮率を得るには、多段の衝撃波を燃料ペレット中心で同時に集中させなければならない。この為には遮断密度領域で吸収されたエネルギーの輸送過程を解明する必要がある。エネルギー輸送の機構としては古典的な熱伝導、高速粒子による輸送、X線の再吸収の3種が考えられる。これらの微視的な機構について詳細を調べることはもちろん重要であるが工学的な見地からは上記の機構による輸送過程の結果、衝撃波に与えられるエネルギーを測定する必要がある。

第3章においてエネルギー測定の方法としてブラスト波法が有効であることが判った。しかし輸送エネルギーを評価する場合は、固体ターゲットではその状態方程式が十分解明されているとは言えず、またガラス・マイクロ・バルーンではターゲット表面が早い時期に電離され観測光に対して不透明になるため、いずれも適切な方法であるとは言い難い。本研究では薄膜ターゲットをヘリウム・ガス中に設置しターゲットの前面（レーザー照射側）と後面に形成される衝撃波を観測する方法を採用した。ターゲットとしては低Z数のマイラ・フィルム及びポーム・バーを用いて輸送エネルギーの

レーザー強度依存性を調べた。また特に熱伝導以外の機構による輸送現象を調べるために高Z数の金を裏打ちして同様な測定を行った。

§4-2 実験装置及び結果

使用したレーザー・システムは激光II号で、第2章§2-4で述べたものと同一である。実験装置の概略を図4-1に示す。10 Torr のヘリウム・ガス中に設置した平面状の薄膜ターゲットに F数1.2, 焦点距離120 mm のレンズを用いてレーザー光を垂直に入射させた。ターゲットが存在しない場合はヘリウム・ガスがプラズマ化しないことをあらかじめ確認した。ターゲット面上での時間積分したレーザー光の強度分布を図4-2に示す。(a)は焦点での分布、(b)は焦点がターゲット表面から約100 μm内部の場合の分布である。実験は主として(b)のレーザー光強度分布で行った。レーザーのパルス幅は 230-250 ps (半値幅)である。焦点位置を一定に保ち、ターゲット面上でのレーザー強度を 5×10^{13} W/cm^2 から 1×10^{16} W/cm^2 まで変化させた。

レーザー照射側(前面)にはアブレーション・イオンによって駆動された衝撃波が形成される。プラズマ中を輸送されたエネルギーはターゲット裏面に向うイオンの運動エネルギーとなり、後面にも衝撃波が形成される。これらの衝撃波は十分長い時間の後、ブラスト波となり初期エネルギーの情報を持っていることが期待できる。初期密度 ρ のガス中で時間・空間的に無限小の領域にエネルギー E が解放された場合、球状の衝撃波が形成され、その半径は第3章で与えたように、

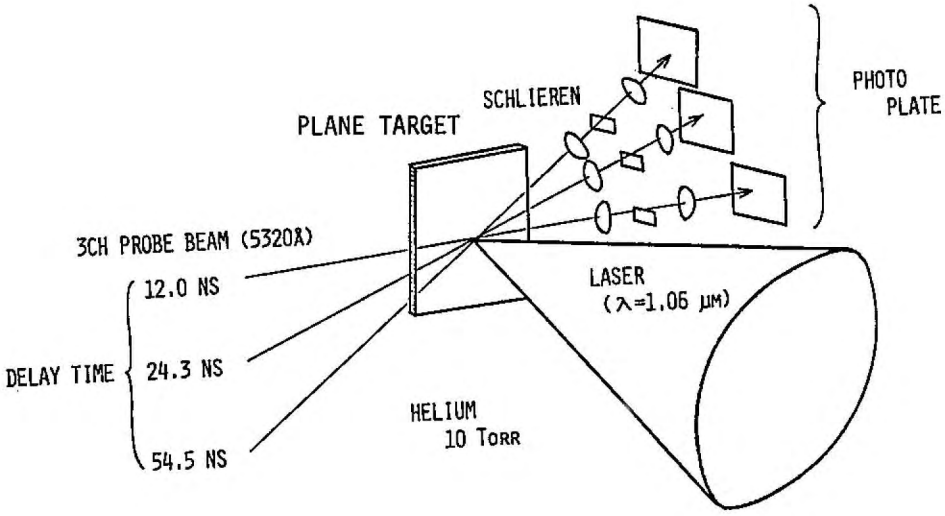


図 4-1 実験配置

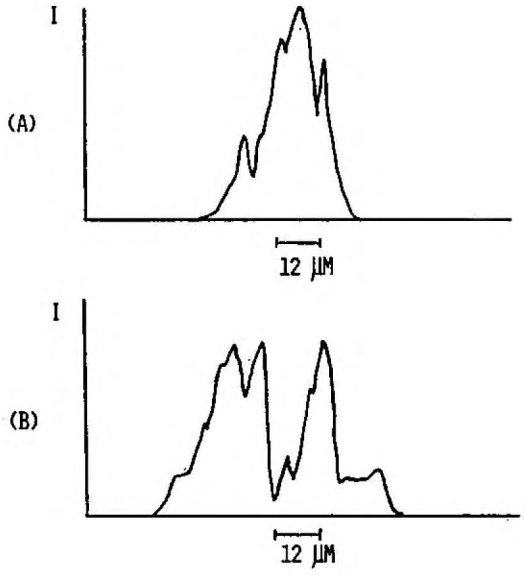


図 4-2 焦点近傍でのレーザー光の強度分布

$$R = \left(f(\gamma)\, E\, t^2/\rho \right)^{1/5} \qquad (4\text{-}1)$$

$$f(\gamma) = \frac{75}{16\pi} \frac{(\gamma-1)(\gamma+1)^2}{(3\gamma-1)}$$

となる。[1] ただしγは比熱比である。したがってブラスト波のR－t関係を測定すればエネルギーEを求めることができる。ここでは衝撃波の観測測りを3チャンネルのシュリーレン法により行った。シュリーレン系は以下の通りである。焦点距離300mm、F数7.14のアクロマートレンズによりプラズマの像を1対1でリレーし、その実像を焦点距離50mm、F数2.0のカメラレンズにより×2.0または×3.6の倍率で撮写した。シュリーレン・ナイフはターゲット表面に対して垂直な軸と平行にした。観測測り光はKDP結晶によって発生させた第2高調波（5320Å）であり観測測り時間はレーザー光に対して12.0ns、24.3ns及び54.5nsである。

[1] 低Z数ターゲット

ターゲットには3μm厚のユイラ・フィルム（$C_{10}H_8O_4$）を使用した。

図4-3に典型的な3つのレーザー光強度領域での衝撃波を示す。レーザー光は左側から照射されている。前面（レーザー照射側）の衝撃波は測定したすべてのレーザー強度において半球状であったのに対し、後面ではレーザー強度が低い場合（$I < 5\times10^{14}$ W/(m²)）は半球状の衝撃波となるが、中間の強度の場合（$5\times10^{14} < I < 5\times10^{15}$ W/(m²)）ターゲット垂直に強い方向性をもつジェット状の衝撃波が形成された。レーザー光強度を更に大きくすると（$I > 5\times10^{15}$ W/(m²)）再び半球状に近い形状となった。

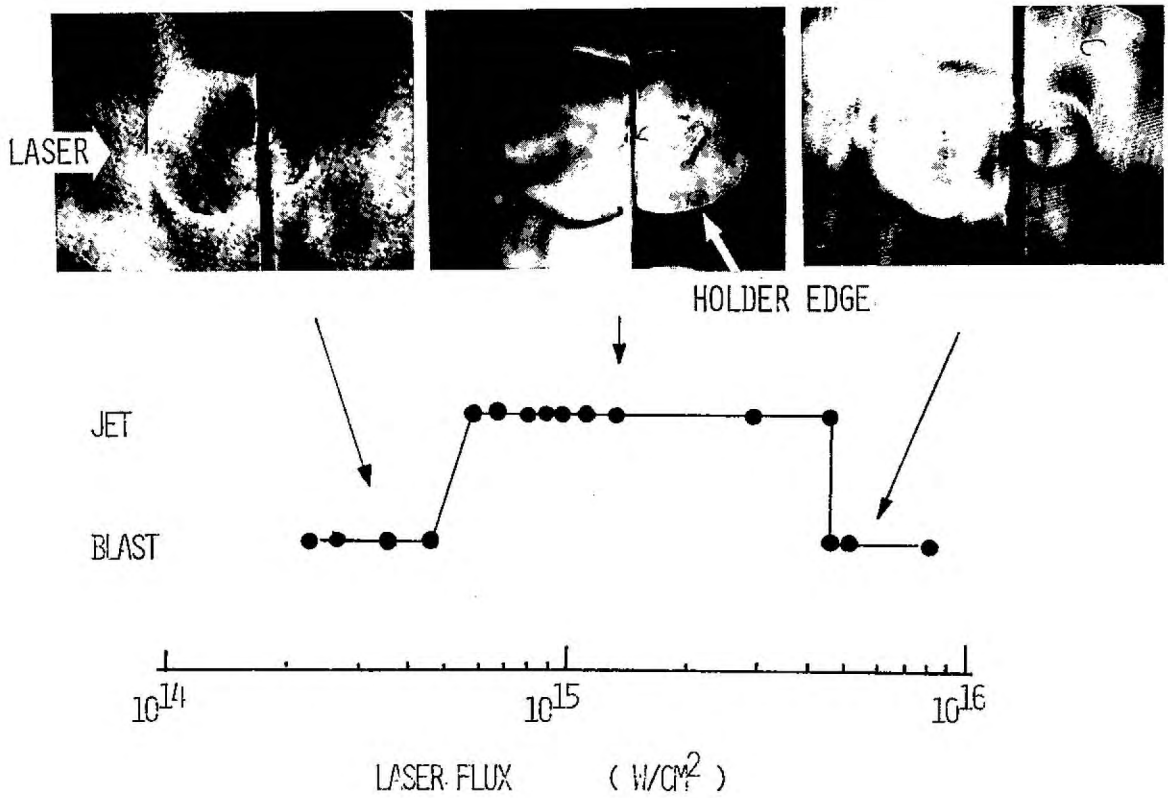
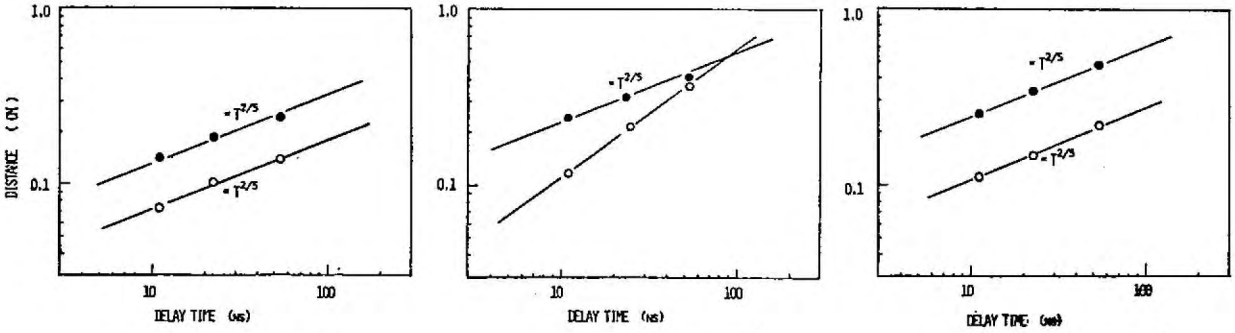


図4-3 衝撃波のレーザー強度依存性



2.3×10^{14} W/cm^2　　2.9×10^{15} W/cm^2　　5.0×10^{15} W/cm^2

図4-4 衝撃波フロントの伝播特性
● 印；前面　○；後面

2×10^{14} W/cm^2 以下では後面に衝撃波が観測されなかった。これは最も短い観測時間 12.0 nS より以前に衝撃波が減衰したためと考えられる。衝撃波フロントの半径の時間変化を図4-4に示す。前面の衝撃波においても、完全な半球状となっていないためどの点を半径としてブラスト波理論と比較するかに問題が残るが、ここではターゲット面に平行な方向の最大半径を比較した。ジェット状の衝撃波については半径を定義できないために、ターゲットからの距離をプロットした。半球状に近い衝撃波はほぼ $t^{2/5}$ 則に乗っているのに対しジェット状の衝撃波は等速運動に近

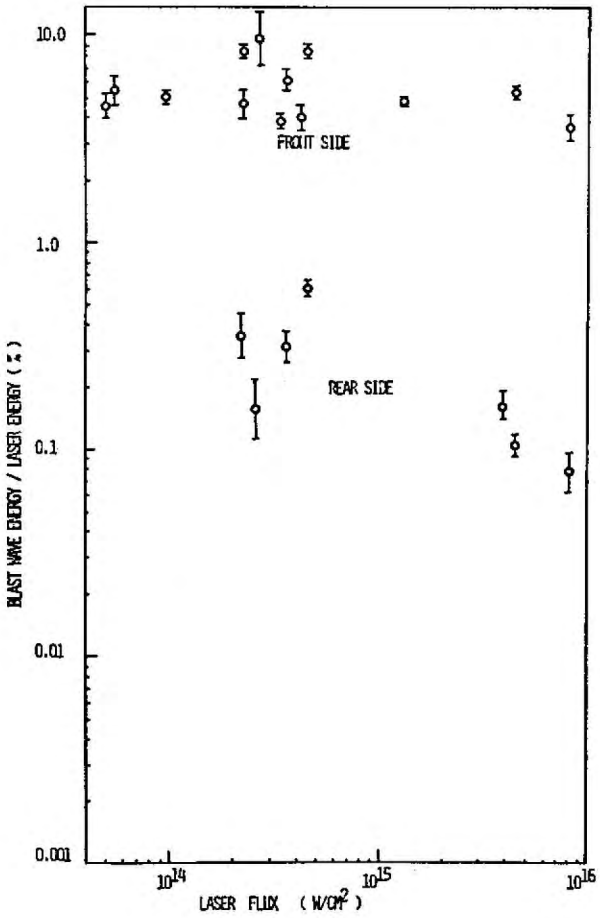


図4-5 入射エネルギーで規格化したブラスト波エネルギーのレーザー強度依存性

いことが判る。観測時間はレーザーのパルス幅に比べて十分長く、レーザーの集光径も衝撃波の大きさに比べて十分小さいので半球衝撃波はブラスト波とみなして差しつかえないと考えられる。図4-5にはこのようにして求めた前面及び後面ブラスト波エネルギー E_f, E_r の入射エネルギー E_0 に対する比を示した。E_f/E_0 はレーザー強度が 5×10^{13} から 1×10^{16} W/cm² までの範囲でほぼ一定値を示し5~10%であった。これに対し後面ブラスト波エネルギー E_r/E_0 はレーザー強度とともに減少する傾向を示した。

ターゲットの厚さを6μm, 12μmとしたときにおいても後面ジェット衝撃波が観測された。また0.1μmのポリバー(ポリ・ビニル・ホルマール $C_4H_6O_2$)を使用した場合にはジェット衝撃波は形成されずターゲット前面と後面で対称なブラスト波となった。(図4-6)

[2] 高Z数物質を裏打ちした二重構造ターゲット

高Z数物質により高速粒子、X線による燃料の前駆加熱を防ぐターゲット構造が考えられている。これをモデル化するために3μm厚のマイラ・フィルムに金を蒸着したものをターゲットとし、マイラ側からレーザー光を照射して同様の測定を行った。金の厚さは0.17μmから0.6μmまで変化させた。図4-7(a)に測定結果の一例を示す。測定した全てのレーザー強度において前面・後面ともにブラスト波が形成された。図4-7(b)に前面及び後面ブラスト波エネルギーのレーザーエネルギーに対する比をレーザー強度の関数として示す。前面ブラスト波エネルギー比 E_f/E_0 は、マイラだけの場合と同様にほぼ一定の値を示した。後面ブラスト波エネルギー E_r は 10^{15} から 10^{16} W/cm² の範囲で前面ブラスト波エネルギー E_f の1/100程度となった。

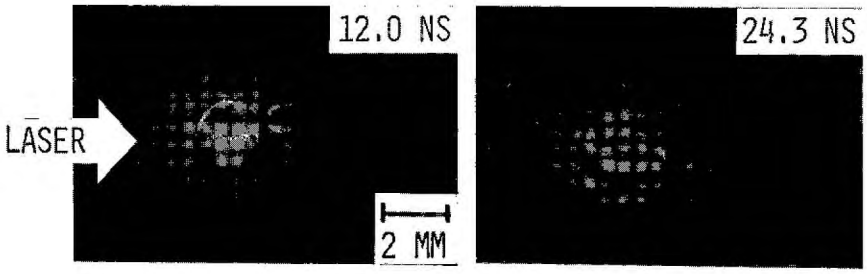
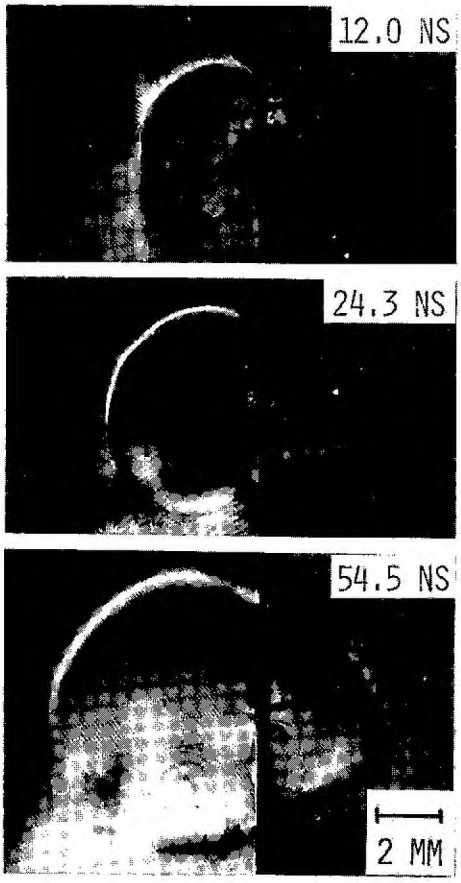
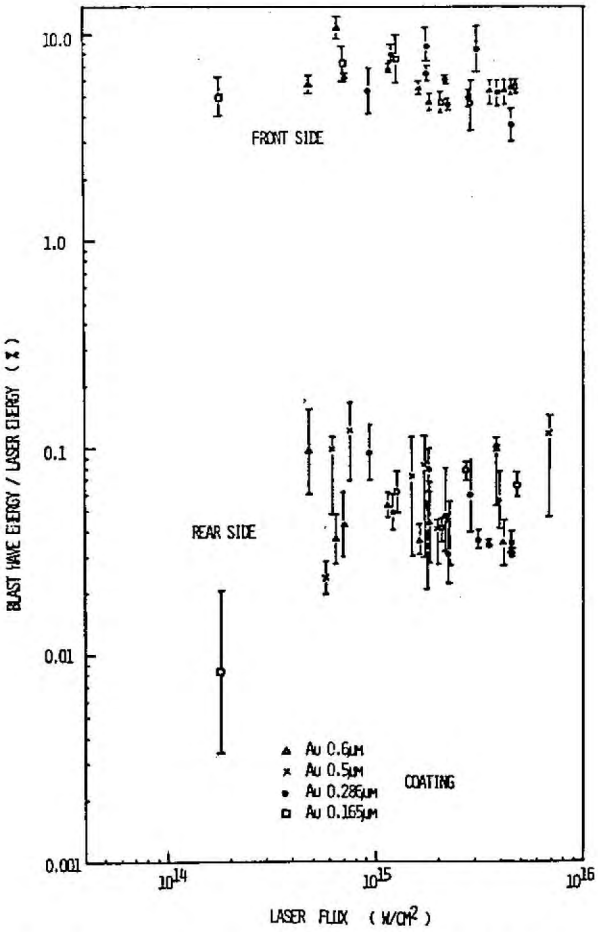


図4-6 ポリビニルホルマール 0.1μm ターゲットでの衝撃波
(2×10^{14} W/cm^2)





(a) Au 0.3 μ 裏打ちターゲット
$I = 4.8\times10^{15}$ W/cm^2

(b) 入射エネルギーで規格化したブラスト波エネルギーのレーザー強度依存性

図4-7 金を裏打ちしたターゲットでの衝撃波

二重構造ターゲットでは ジェット衝撃波は形成されず 後面は常にブラスト波となった。 低Z数ターゲットの場合、膜厚を6μm, 12μmにしたときもジェット衝撃波が形成されたことから、単にターゲット質量が増加した効果であるとは考えられず、高Z数物質固有の現象である。

§4-3 検討

3μm低Z数ターゲットでの実験結果をまとめると以下のようになる。

(1) 前面の衝撃波は測定した全てのレーザー強度において半球状のブラスト波となり、そのエネルギーはレーザー・エネルギーの5～10%の範囲で一定であった。

(2) 後面の衝撃波は 5×10^{14} W/cm^2 以下でブラスト波となるが、それ以上のレーザー強度ではジェット状の等速衝撃波となった。さらにレーザー強度を増し、5×10^{15} W/cm^2 以上になると再びブラスト波に近い半球状の衝撃波となった。

(3) エネルギー輸送の効率はレーザー強度の増加に伴い減少する傾向を示した。

ジェット状の衝撃波が形成されるためには、ターゲット垂直方向に強い方向性を持ったエネルギーの流れが存在しなければならない。このように強い方向性をもつ過程として (1) 高速電子によるエネルギー輸送 (2) 磁場の発生によるプラズマ流のコリメーション[2] (3) 熱伝導が何らかの原因により低下し、圧力勾配がいつまでも存在するためにターゲットを後方に押し続けること が考えられる。

エネルギー輸送過程として最近、X線の再吸収の

重要性が指摘されている[3]がX線が強い方向性を持つとは考えられず、また低Z物質中での吸収長は長いため、ジェット衝撃波の原因であるとは考えられない。一方エネルギーEの高速電子の平均自由行程 l_{ei} は、電荷数Z、イオン密度 n_i 中で

$$l_{ei} = 7.7\times 10^{18}\frac{E^2(\mathrm{keV})}{Z^2 n_i \ln\Lambda} \qquad (4\text{-}2)$$

で与えられる。E=15keVの場合、Z=4.55（エイラの平均電荷数），$n_i=9.6\times10^{22}\,\mathrm{cm}^{-3}$ とすれば $l_{ei}=0.8\,\mu\mathrm{m}$ となりこれはターゲットの厚さより短い。従って内向きの高速電子はターゲット内部で散乱され方向性をもったイオンは後方へは出てこないと考えられる。ターゲットの厚さを6μm，12μmにした場合もジェット衝撃波が形成され、また0.1μmのターゲットの場合は形成されなかったことは、いずれも、高速粒子がこの衝撃波を駆動しているのではないことを示している。加に磁場の効果であるとするとターゲット前面ではブラスト波になることが説明できず、さらに $5\times10^{14}\,\mathrm{W/cm^2}$ 以上で磁場が発生したとしても $5\times10^{15}\,\mathrm{W/cm^2}$ 以上で再びブラスト波に近くなることが説明出来ない。そこで以下では熱伝導の効果だけを考えることにする。

ブラスト波形成の過程では、初期においては膨張プラズマがピストンとしてガスを押し、通常の衝撃波を形成するが、プラズマの圧力が衝撃波後面の圧力より低下してしまうと、ピストンは減速することになり衝撃波はブラスト波に近づいて行く[4]。従ってプラズマの平均圧力が衝撃波後面の圧力と等くなるまでの時間 t_p が観測時間に比べて十分短ければ、衝撃波は常にブラスト波として観測されることになる。この時間の大きさを非常に単純化したモデルで評価する。初期半径 r_0，温度 T_0，密度 ρ_0 のプラズマが、密度 ρ_g のガス

中へ一様な温度、密度分布を保ちながら断熱膨張すると考え、膨張フロントの速度は初期の音速 C_0 で一定とする。時刻 t において半径、温度、密度がそれぞれ r, T, ρ になったとすると、断熱条件より $(\rho/\rho_0)\sim(r_0/C_0t)^3$, $(T/T_0)\sim(r_0/C_0t)^2$ であるから、圧力を衝撃波後面の圧力 $[(\gamma+1)/2]\rho_g C_0^2$ に等しいとおいて

$$t_p \sim \frac{r_0}{C_0}\left(\frac{3}{4}\frac{\rho_0}{\rho_g}\right)^{1/5} = 360\,ps \qquad (4\text{-}3)$$

を得る。ここで r_0 としてレーザー光の焦点直径，ターゲット厚さの円筒プラズマと同じ体積をもつ球の半径をとり、$C_0 \approx 3\times10^7$ cm/s とした。この時間は観測時間に比べて十分短い。実験では前面衝撃波は常にブラスト波となっており、t_p は十分短いと考えて良いと思われる。このように衝撃波からブラスト波への遷移時間を無視することが出来るので、後面の衝撃波がブラスト波になるかジェット状の衝撃波になるかは、熱波がターゲット裏側まで達する時間 t_b と観測時間 $t_{observe}$ の大小関係で決まる。すなわち

$$\begin{cases} t_b \ll t_{observe} & \text{の場合 ブラスト波が} \\ t_b \approx t_{observe} & \text{の場合 ジェット衝撃波が} \end{cases} \qquad (4\text{-}4)$$

形成されると考えられる。

図4-8に熱波の伝播距離 l を時間 t の関数として示す。初期においては熱波は超音速で進行する為にプラズマの流体運動を無視することが出来る。後期においては、流体運動を伴った熱波すなわち

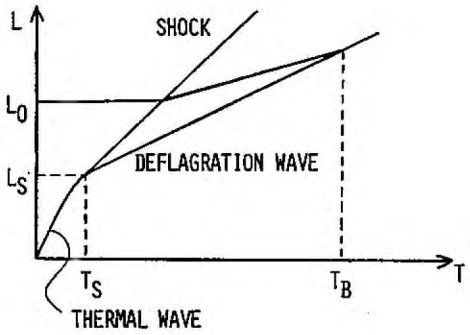


図4-8 熱波の伝播特性

燃焼波（Deflagration Wave）として伝播する。このようにして熱波がターゲット中で音速に減速するまで進む距離 l_s とターゲットの厚さ l_0 の大小で熱波が支配的か燃焼波が支配的かが決まる。すなわち

$$\begin{cases} l_s > l_0 \text{ では熱波が支配的となり強い衝撃波モードに近くなる} \\ l_s < l_0 \text{ では燃焼波が支配的となりアブレーション・モードとなる。} \end{cases} \quad (4\text{-}5)$$

流体運動が熱波の伝播に比べて無視出来る場合（$t < t_s$）をまずはじめに考える。熱波の伝播距離 l と電子温度 T の吸収されたエネルギー流束密度 I と時間 t に対する関係は第3章の(3-6)式で求めたように

$$\left.\begin{aligned} l &= b^{2/9}\left(\tfrac{3}{2}nk\right)^{-7/9} I^{5/9}\, t^{7/9} \\ T &= b^{-2/9}\left(\tfrac{3}{2}nk\right)^{-2/9} I^{4/9}\, t^{2/9} \end{aligned}\right\} \quad (4\text{-}6)$$

で表わされる[5]。ここで $b = 2\times 10^{-6}/Z_0$（cgs単位系）で、熱波前方の電離数 $Z_0 = 1$ である。l の時間微分を音速 $C_s = \sqrt{ZT/M}$ に等しいと置くことにより、

$$\left.\begin{aligned} t_s &= \left(\tfrac{7}{9}\right)^3 b\left(\frac{M}{kZ}\right)^{3/2}\left(\tfrac{3}{2}nk\right)^{-2} I \\ &\simeq 2.92\times 10^{20}\left(\frac{A}{Z}\right)^{3/2}\frac{I\,[\mathrm{W/cm^2}]}{n^2} \\ l_s &= \left(\tfrac{7}{9}\right)^{7/3} b\left(\tfrac{3}{2}nk\right)^{-7/3}\left(\frac{M}{kZ}\right)^{7/6} I^{4/3} \\ &\simeq 5.48\times 10^{30}\left(\frac{A}{Z}\right)^{7/6} n^{-7/3}\, I\,[\mathrm{W/cm^2}]^{4/3} \end{aligned}\right\} \quad (4\text{-}7)$$

が得られる。ここで A は質量数である。流体運動が始まる前にターゲットが全部熱化される条件 $l_s > l_0$ は(4-7)式より求めることが出来、

$$I > I_B = \left(\frac{7}{9}\right)^{-7/4} b^{-3/4} \left(\frac{3}{2} nk\right)^{7/4} \left(\frac{M}{kZ}\right)^{-7/8} l_0^{3/4}$$

$$\simeq 8.83 \times 10^{-24}\, n^{7/4} \left(\frac{A}{Z}\right)^{-7/8} l_0^{3/4} \quad [\mathrm{W/cm^2}]$$

$$= 2.67 \times 10^{15}\ \mathrm{W/cm^2} \qquad (4\text{-}8)$$

となる。数値はエイラターゲットでの値 $A \simeq 8.73$ $Z \simeq 4.55$ $n = Z \times (9.6 \times 10^{22})\ \mathrm{cm^{-3}}$, $l_0 = 3\ \mu m$ を用いて計算した。このようにして $I > I_B$ では燃焼波は形成されずターゲットを破る時間 t_D は超音速の熱波だけで決まり、(4-6)式において $l = l_0$ と置くことによって

$$t_D = b^{-2/7} \left(\frac{3}{2} nk\right) l_0^{9/7} I^{-5/7}$$

$$= 8.80 \times 10^{-20}\, n\, l_0^{9/7} I^{-5/7} \quad [\mathrm{W/cm^2}] \qquad (4\text{-}9)$$

を得る。熱波が支配的な領域 ($I > I_B$) では(4-9)式により t_D は 10 ps 以下となる。燃焼波はピストンとして働く[6]ために、膜が破れる時間は長くなる。図4-9に燃焼波が形成されたときの l-t ダイアグラム、及びある時刻での密度分布を示す。この l-t 曲線は図4-8において $l = l_s$, $t = t_s$ を原点としたものである。ここで λ_D は燃焼波、u は流体、λ_s は衝撃波の静止系からみた速度である。チャップマン=ジュゲー (C-J) 点は燃焼波に乗った座標系からみて流速が音速になる点である[7]。燃焼波はピストンの役割をするが、通常のピストンとは異り、流体は少しずつ漏れて真空中へ流れ出る。このため λ_D と u には速度差が生じる。強い衝撃波に対するランキン=ユゴニオの関係式を用いると燃焼波が膜の後面に達するのに要する時間 $\tau = t - t_s$ は

$$\tau = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{l_0}{\lambda_D - u} \qquad (4\text{-}10)$$

で与えられる。燃焼波に乗った座標系で前面と後面の質量保存則は

$$\frac{u-\lambda_D}{c_{CJ}} = \frac{n_{CJ}}{4n_s} \qquad (4\text{-}11)$$

である。ここで n_{CJ}, c_{CJ} はC-J点での密度及び音速であり、$4n_s$ は衝撃波後面の密度（n_s は固体密度）である。n_{CJ}, c_{CJ} は高部によって解析された方法[8]を使って次のように求められる。燃焼波は定常であると考えているのでエネルギー注入は必要ではないが、衝撃波によって圧縮される領域および真空中に膨張する領域は非定常であり、エネルギー注入が必要となる。圧縮領域でのエネルギーは膨張領域のエネルギーに比して小さいので前者を無視する[8]。膨張領域では燃焼波に乗った座標系 x（$+x$ が真空側）で

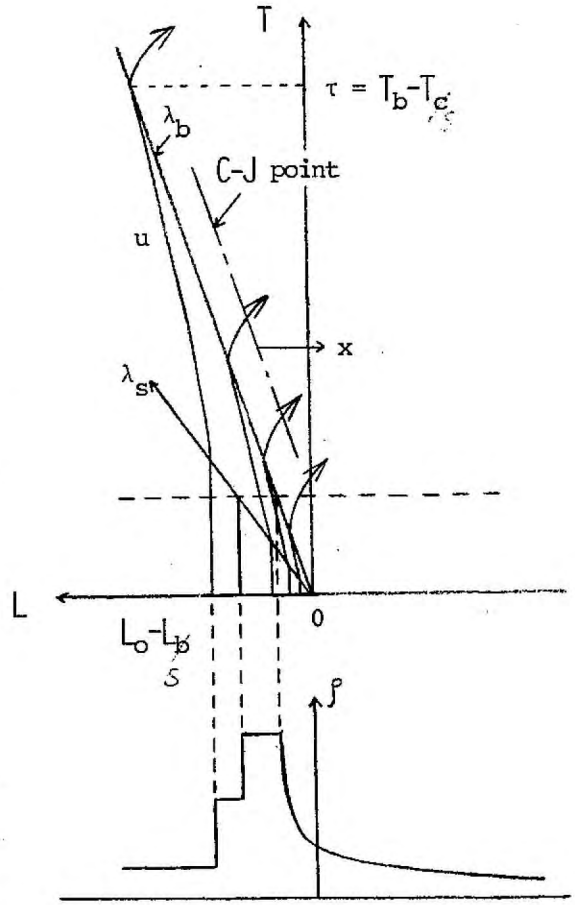


図4-9 燃焼波の伝播

$$\left.\begin{aligned} n_i &= n_{CJ}\exp\left(-\frac{x}{c_{CJ}t}\right) \\ v &= c_{CJ} + \frac{x}{t} \end{aligned}\right\} \qquad (4\text{-}12)$$

が成立する。従ってこの領域のエネルギーは

$$E = \int_0^\infty \left(\frac{1}{2}Mn_i v^2 + \frac{3}{2}Zn_i T_{CJ}\right)dx$$
$$= 4n_{CJ}Mc_{CJ}^3 t \qquad (4\text{-}13)$$

で与えられる。一方遮断密度近傍で吸収されたエネルギー束Iは電子によって運ばれるので

$$I = f n_c m v_e^3 \qquad (4\text{-}14)$$

が成立する。ここでfは熱流の減少係数であり、$f \leq 0.4$ である。$\dot{E}$ を(4-14)式を等しいと置くことにより、

$$\left.\begin{aligned} n_{cJ} &= \frac{1}{4} f \sqrt{\frac{M}{m}}\, n_c Z^{-\frac{3}{2}} \\ c_{cJ} &= \sqrt{\frac{Z T_{cJ}}{M}} = \sqrt{Z\left(\frac{m^{\frac{1}{2}}}{f n_c} I\right)^{\frac{2}{3}} / M} \end{aligned}\right\} \quad (4\text{-}15)$$

を得る。ただし遮断密度面とチャップマン=ジュゲー点での電子温度は等しいとした。(4-15)式を(4-11)式に代入することにより膜が破れるまでの時間 t_b は

$$t_b - t_s = \tau = \frac{1}{4} m^{1/3} n_c^{-2/3} n_s Z^{-1} f^{-2/3} I^{-1/3} (l_0 - l_s)$$

$$\propto f^{-2/3} I^{-1/3} \qquad (4\text{-}16)$$

で与えられる。導出過程で明らかなように(4-16)式はチャップマン=ジュゲー点が遮断密度面より内側にある場合にのみ成立する。したがって

$$f \leq 4 \left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} Z^{1/2} \simeq 0.066 \qquad (4\text{-}17)$$

の場合には(4-16)式を用いることが出来ない。

このようにして

$I > I_B$ に対しては (4-9)式

$I < I_B$ に対しては (4-16)と(4-7)式

を用いて Iの関数として t_b を計算したものが図4-10である。パラメーターはfである。$I > 2.7 \times 10^{15}$ W/cm² では強い衝撃波モードとなっており、ターゲットは10ps以下の間に

全て熱化される。
$I < 2.7 \times 10^{15}$ W/cm^2
ではアブレーション駆動モードとなる。もし熱流の減少がない($f \simeq 0.4$)とすれば、t_bは常に観測時間≈10nsよりも短く全てのレーザー強度においてブラスト波が形成されるはずである。
$I > 5 \times 10^{14}$ W/cm^{2}でジェット状の等速衝撃波が形成される実験事実は、この領域で熱流の減少が起こりt_bが大きくなって観測時間に近づくのであると思われる。

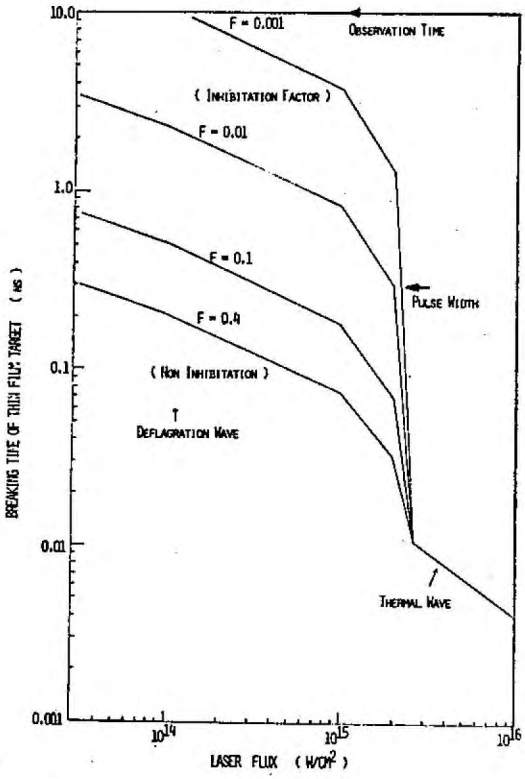


図4-10 t_bのレーザー強度依存性

この理論曲線はレーザー・パルスの存在時間内で成立するものであるから、燃焼波がターゲット裏面まで達する前にレーザー・パルスが終った場合には、t_bはさらに大きくなって観測時間に近づく。エネルギー輸送効率を示す実験結果(3)も同様に熱流の低下現象の存在を示している。このようにしてレーザー強度が5×10^{14} W/cm^2 ($=I_1$)以上でジェット衝撃波が形成され、5×10^{15} W/cm^2 ($=I_2$)以上で再びブラスト波になることが説明出来た。ここでI_1は熱流低下現象の閾値、I_2は強い衝撃波モードと燃焼波モードの境界条件I_Bに対応しているものと考えられる。

高Z数物質を裏打ちしたターゲットでは、熱伝導とは

独立にエネルギーが輸送されていると思われる。このような過程としては高速電子による予備加熱、X線の再吸収があるが前者は先述したようにマイラ中で散乱され高Z数領域にまで達することが出来ないため後者が重要であると考えられる。

§4-4 むすび

本章ではエネルギー輸送過程の結果としての輸送効率を測定することを目的として研究を行った。実験は低Z数薄膜ターゲット（3μm厚マイラ・フィルム）の場合と、それに高Z数物質（金）を裏打ちした二重構造ターゲットの場合に分かれる。

低Z数ターゲットでの結果をまとめると

(1) ターゲット前面（レーザー光照射側）の衝撃波は測定したレーザー強度（5×10^{13}～1×10^{16} W/(cm²)）において常に半球状のブラスト波となり、そのエネルギーは入射レーザーエネルギーの5～10%の範囲で一定であった。

(2) 後面の衝撃波は 5×10^{14} W/cm² 以下でブラスト波となるが それ以上のレーザー強度ではジェット状の高速衝撃波となり、さらにレーザー強度を増し 5×10^{15} W/cm² 以上になると再びブラスト波に近い半球状の衝撃波となった。

(3) エネルギー輸送効率はレーザー強度の増加に伴い減少する傾向を示した。

(4) ターゲットの厚さを変えた場合 薄い膜厚（0.1μm）では前後対称のブラスト波、厚い膜厚（3, 6, 12μm）では、後面はジェット状衝撃波となった。

(5) ジェット衝撃波の形成は熱流の低下を伴う燃焼

波の形成によって説明されることを示した。

二重構造ターゲットでの結果をまとめると

(6) ターゲット前面は(1)と同様に常にブラスト波となり後面もまたブラスト波となってジェット衝撃波は形成されなかった。

(7) 高Z数物質の厚さを0.16から0.6 μm まで変化させてもエネルギー輸送効率には実験誤差範囲で変化はなく1%程度であった。
金を裏打ちした場合はX線の再吸収が重要な輸送機構になっていると考えられる。

第4章の文献

1) Ya. B. Zel'dovich and Yu. P. Raizer, Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena (Academic, New York, 1971), p.97.
2) K. Itoh and S. Inoue, Phys. Rev. Lett. 37, 508 (1976).
3) J. Mizui, N. Yamaguchi, T. Yamanaka and C. Yamanaka, Phys. Rev. Lett. 39, 619 (1977).
4) 島本守, レーザープラズマのピコ秒光学計測・ユイクロバルーン内部衝撃波, (岐阜大学工学部修士論文, 昭和52年1月).
5) A. Caruso, in Laser Interaction and Related Plasma phenomena, edited by H.J. Schwarz and H. Hora (Plenum, New York, 1971), p.289.
6) 例えば 西原功修, 第16回プラズマ若手グループ夏の学校テキスト (名古屋大学プラズマ研究所 核融合総説会, 昭和52年8月)
7) ランダウ・リフシッツ, 流体力学 (東京図書, 1971).
8) H. Takabe, K. Nishihara and T. Taniuchi, J. Phys. Soc. Japan 45, 2001 (1978).

第5章　結　論

レーザー核融合の基礎過程となるレーザー光の吸収と散乱、吸収エネルギーの輸送、圧縮波形成の過程を解明することを目的として研究を行った。まずレーザー光の動重力によるプラズマの密度勾配の急峻化を検証した。この効果が共鳴吸収を増大させることを明らかにし、さらにイオン加熱の効果と共にレーザー光の散乱を低下させることを示した。これにより断熱圧縮における散乱光抑制の見通しを与えた。次に爆縮の基礎となるレーザー駆動衝撃波の振舞を調べた。その結果に基いてエネルギー輸送過程の研究を行い熱伝導低下が重要な機構となっていることを示した。本論文における結果を総括すると次のようになる

第2章

(1) 新しく開発した干渉顕微鏡によりプラズマ密度分布を測定した。この結果電子温度 1keV、レーザー強度 1×10^{16} W/cm^2 において、遮断密度領域でのプラズマ密度勾配のスケール長が1～2 μmであることが明らかとなった。実験結果はレーザー光の動重力による密度勾配の急峻化の理論によって説明出来た。

(2) 散乱光の角度分布の測定の結果、共鳴吸収が支配的な吸収機構となっていることを明らかにした。この結果から求めたスケール長は1.7 μm となり(1)の結果とよく一致した。

(3) 断熱圧縮におけるレーザー光の散乱を模擬するために長いレーザー・パルス(～1ns)を用いて反射光の時間変化を調べた。パルス幅が700ps以上、レーザー強度が 1.5×10^{14} W/cm^2 以上においてブリラン散乱が異常に低下することを明らかにし、

この現象がイオン加熱によるランダウ減衰の増大とプラズマ密度の急峻化とによって説明されることを示した。

第3章

(1) 時間分解光学計測により平面ターゲット及びガラス・マイクロ・バルーン・ターゲット内部の衝撃波の存在を検証した。マイクロ・バルーン内部衝撃波の速度及び衝撃波フロントの厚さは、衝撃波管の理論によって説明されることを示し、強い衝撃波モードでの圧縮機構を明らかにした。

(2) 内部衝撃波の形状がレーザー照射の空間的均一性に強く依存していることを明らかにし、ターゲット表面に沿った熱伝導の重要性を示した。

第4章

(1) レーザー・プラズマ中でのエネルギー輸送過程を調べるために、ターゲット前面及び後面での衝撃波を観測しエネルギー輸送効率のレーザー強度依存性を測定した。入射レーザー強度が5×10^{14} W/cm^{2}を超えるとターゲット後面にジェット状の衝撃波が形成されることを明らかにし、この現象は熱流の低下によって説明されることを示した。

以上の結果からレーザー核融合における動重力の有用性が明らかになり、又、輸送過程、圧縮過程における基本的現象を明らかにした。

謝　辞

本研究の遂行に際し、終始御懇篤なる御指導、御鞭撻を賜わりました山中千代衛教授に深厚なる謝意を表します。
あかせし大学院在学中御指導、御教示を戴いた木下仁志教授、西村正太郎教授、犬石嘉雄教授、藤井克彦教授、鈴木胖教授、横山昌弘教授、中井貞雄教授に謝意を表します。
修士課程在学中御指導、御鞭撻を戴き、その後も終始御教示、討論を戴いた岐阜大学工学部有馬泉教授、阪上孝男助教授に謝意を表します。
また終始変わらぬ御指導、討論、激励を戴いた山中龍彦助教授、佐々木孝友助教授、加藤義章助教授、西原功修助教授、三間圀興助教授、井沢靖和助教授、望月孝昌助教授、吉田国雄助手、的場幹史助手、北川米喜助手、今崎一夫助手、矢部孝助手、さらに終始御討論を戴いた名古屋大学プラズマ研究所水内順一助手に謝意を表します。
終わりに研究生活の苦楽を共にし熱心な討論激励を戴いた研究室の方々および本研究の大部分において協力して戴いた尾田重遠君をはじめ諸氏に感謝いたします。

業績目録

主要論文

1) A Protuberant Shock Wave Driven by Laser-produced Fast Ions
Applied physics Letters 30, 187 (1977).

2) Optical Measurement of Laser Driven Imploding Shock Wave
Journal of the Physical Society of Japan 42, 1362 (1977).

3) Measurement of Density Modification of Laser-Fusion Plasmas
physical Review Letters 39, 1144 (1978).

4) Laser Driven Shock Wave inside a Glass Microballoon Target
Applied physics Letters 32, 216 (1978).

発表論文

1) レーザープラズマの時間分解密度計測;
電磁流体シンポジウム (東工学宮研, 1976), p.89.

2) ガラスレーザーによる爆縮の研究
電磁流体シンポジウム (東工学宮研, 1977), p.116.

3) Compression Experiment on Laser Fusion in Osaka
7th Annual Conference on Anomalous Absorption of Intense High Frequency Waves, The University of Michigan, May 18-20, 1977.

4) Laser Fusion Experiments in Osaka
Topical Meeting on Inertial Confinement Fusion, San diego, February 7-9, 1978.

5) Thermo-Nuclear Fusion Study by Glass Laser "GekkoII"
Technology Reports of the Osaka University 28, 1414 (1978)

6) Inertial Confinement Fusion Recearch in Osaka
7th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Recearch, IAEA-CN-37-M-4, Innsbruck, Austria, August 23-30, 1978.

7) Picosecond Microphotography of Laser-Plasma
13th International Congress on High Speed Photography and Photonics, paper No. TS-27-2, Tokyo, August 20-25, 1978.

8) Laser Fusion Experiment on Pellet Implosin Observed by X-Ray Streak Photography
13th International Congress on High Speed Photography and Photonics, paper No. Ts 10-4, Tokyo, August 20-25, 1978.

学会発表

1) ターゲット内部のレーザープラズマ密度計測　物理学会　京大　昭50年4月
2) レーザー・プラズマ密度計測　物理学会　日大　昭50年10月
3) ガラスレーザーによる核融合の研究 I 密度計測　物理学会　名大　昭51年4月
4) レーザー核融合研究用ピコセカンド撮影法について　応用物理学会 高速度写真シンポジウム　慶大　昭52年3月
5) 爆縮プラズマの光学計測　物理学会　山口大　昭52年4月
6) 爆縮プラズマの密度計測　電気学会　北大　昭52年7月
7) ガラスレーザー「激光」による核融合の研究 IV アブレーション領域における密度プロフィール　物理学会　東京理大　昭52年10月
8) 超高速X線ストリーク・カメラ　応用物理学会 高速度写真シンポジウム　昭53年3月
9) ガラスレーザー「激光」による核融合の研究 V 密度計測　物理学会　東北大　昭53年4月

10) レーザー爆縮核融合における運動量とエネルギー輸送　物理学会、　都大　昭53年10月