レーザー核融合におけるエネルギー吸収と爆縮の一様性に関する研究

昭和60年1月

阪　部　周　二

レーザー核融合におけるエネルギー吸収と爆縮の一様性に関する研究

昭和60年1月

阪　部　周　二

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，後期課程及びその後，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核融合におけるエネルギー吸収と爆縮の一様性に関する研究成果をまとめたものである。

レーザーによる爆縮核融合において高利得を達成するためには，高い爆縮効率と爆縮の対称性が要求される。著者は，レーザーの吸収率の集光条件，レーザー強度依存性を調べるとともに，吸収エネルギー損失や，予備加熱の原因の一つである高温電子と重要な関係のある高速イオンの加速機構を解明した。対称性に関しては，アブレーション圧力分布が吸収レーザーエネルギー分布と関係していることを実験的に調べ，吸収レーザー強度のペレット表面での分布及びその一様性を明らかにした。さらに，高い爆縮の一様性を実現する方法として，X線による間接照射型爆縮を提案し，初めてペレットのX線による圧縮を実験検証するとともに，この方法の有効性を明らかにした。

本論文は7章より構成されている。

第1章は緒論であり，レーザー核融合過程の全体的視野から，本論文で扱うエネルギー吸収，高速イオン発生，爆縮の一様性に関する研究の重要性を明らかにする。

第2章では，ペレットからの散乱光計測において積分球が有効であることを評価したあと，実験により得られたレーザーのペレットへの吸収率の集光条件，レーザー強度依存性について述べる。

第3章では，複雑な種類，速度分布をもつレーザー生成プラズマイオンを分析することのできるThomson parabola分析器の設計，改良，広ダイナミックレンジ化について述べる。

第4章では，第3章で述べた分析器を用いて多種プラズマ高速イオンの速度分布を調べるとともに，膨脹シミュレーションコードを用いた計算より得られた分布との対比を行うことにより，高速プラズマイオンの加速機構を明らかにした。

第5章は，直接照射型爆縮における一様性に関するもので，実験で得られた吸収率，アブレーション圧力分布を説明できる光線追跡コードを用いて，ペレット表面での吸収エネルギー分布を調べ，最適照射条件を明らかにした。

第6章では，さらに高い一様性を得るために，X線による間接照射を行い初めてペレットが圧縮されるのを観測した。アブレーション圧力の比例則，及び幾何学的一様化の効果について述べる。

第7章は結論であり，以上の研究において得られた結果をまとめ，本論文の総括とした。

目　次

第1章　緒　　論

核融合燃料の充填された小球（ペレット）に高強度エネルギーを投射することにより，ペレット殻外部は高温度，高密度のプラズマとなりその膨張力の反作用によりペレットは圧縮されLawson条件を達成することが可能となる。この方式は加熱されたペレット殻の膨脹力による慣性のみにより核融合プラズマを閉じ込めることから，慣性核融合と称されている。大出力レーザーの出現，実用炉への可能性の高さ等の点から注目を浴び，近年著しい研究進歩をあげている。

レーザーによる爆縮核融合は次のような過程により達成される[1]。レーザーのエネルギーは臨界密度以下の領域で吸収され，そのエネルギーは電子による熱伝導や輻射により輸送され内部の固体領域を加熱剝離する(ablation)。エネルギー吸収領域とアブレーション面との間では，圧力が最も高くなり，低密度側へのプラズマ流が形成される。その反作用により燃料を保持している部分(pusher)に内向きの運動量が与えられ，圧縮が始まる。固体密度の10^3倍まで圧縮された燃料は自己点火(ignition)を起し，核融合粒子(α粒子)による自己加熱により中心部から反応波が広がる(burning)。

このような一連の過程から，高いエネルギー利得を達成するためには，(1)高爆縮効率（エネルギー吸収率，流体力学的効率），(2)予備加熱の抑制が要求される[2,3]。レーザーの吸収機構に関する研究はレーザープラズマ相互作用の研究としてすすめられてきたが，爆縮効率を考えた場合，ペレットを用いた照射条件との関係が重要となってくる。また，高強度レーザーを照射した場合，吸収過程において高エネルギー電子が生成され，コロナ領域に高速イオンを発生し実質的な吸収エネルギーを減少させ，爆縮効率を低下させることになる。また，プッシャー層厚さよりも長い平均自由行程をもつ高エネルギー電子は燃料を予備加熱することになる。この高速イオンに関する情報にはエネルギー損失の他に，高温電子のエネルギー分布，エネルギー吸収機構などの爆縮効率を決める重要な要因が含まれている。

(1), (2)の条件が満たされても，一様に圧縮されなければ圧縮燃料の密度を上げることは不可能である。爆縮の対称性を低下させる原因としては，不均一照射とレーリーテーラー不安定性が考えられる。前者に対しては，今まで，輸送領域での横方向熱伝導による均一化が期待され重要な問題とされなかったが[1,4]。爆縮実験が行われるに従い，一様圧縮は容易でないことが明らかとなってきた。そのため，レーザー照射の一様性と圧縮の一様性の関係が重要な問題となってきている。

最近の研究結果によると，爆縮効率向上のためには短波長レーザーが有効であると言われている[5,6]。この延長線上として，X線による爆縮が考えられる[7,8]。これは爆縮効率の面だけではなく，一様照射が容易であると考えられる。外部のX線源から吸収領域までの間は真空であるので損失も，横方向への広がりを妨げるものもない。そのため，この間で，非一様な分布を持つX線源のエネルギーは一様化され，ペレット表面では一様な照射が実現できる。現在のところこのような高輝度，強力X線源として考えられるものは，レーザー生成プラズマより発生する軟X線である。

ペレットにレーザーを直接に照射する従来の方式を直接照射型爆縮，また，X線発生用物質（エミッター）にレーザーを照射し，それより発生するX線をペレットに照射する方式を間接照射型爆縮と呼ぶ。

以上のような観点から，著者はペレットへのエネルギー吸収，高速イオン発生，直接及び間接照射型爆縮における圧縮の一様性に関する研究を行った。

第2章では，ペレットへのレーザー吸収率の

集光条件，レーザー強度依存性について得られた実験結果について述べる。第3章，第4章はは高速イオンに関連したもので，第3章では高速イオン計測器を開発設計し，第4章ではレーザー生成多種プラズマイオンの速度分布と加速構を解明した。第5章では直接照射型爆縮における一様性について論じる。エネルギー吸収率と吸収エネルギー分布の集光照射条件，レーザー波長などの依存性を光線追跡シミュレーションにより求めた。さらにアブレーション圧力分布と吸収レーザー強度分布の関係から一様化係数を導き，照射の一様性の重要性について述べる。最後に，多ビーム照射における照射の最適化を行う。第6章は間接照射型爆縮に関連したものである。X線によるペレット駆動の実験検証を行い，アブレーション圧力の比例則を求めた。さらに，アブレーション圧力分布とX線強度分布の関係，及び幾何学的一様化の効果について論ずる。

第1章の参考文献

1) J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, and G. Zimmerman: Nature, **239**, 139 (1972).
2) R. E. Kidder: Nuclear Fusion, **16**, 3 (1976).
3) R. E. Kidder: Nuclear Fusion, **16**, 405 (1976).
4) D. B. Henderson and R. L. Morse: Phys. Rev. Lett., **32**, 355 (1974).
5) C. E. Max, C. F. McKee, and W. C. Mead: Phys. Rev. Lett., **45**, 28 (1980).
6) C. Garban-Labaune, E. Fabre, C. E. Max, R. Fabbro, F. Amiranoff, J. Virmount, M. Weinfeld, and A. Michard: Phys. Rev. Lett., **48**, 1018 (1982).
7) S. L. Bogolyubskii, B. P. Gerasimov, V. I. Liksorov, A. P. Mihailov, Yu P. Popov, L. I. Rudakov, A. A. Samarskii, and V. P. Smirrov: JETP Lett., **24**, 182 (1976).
8) F. Wintergerg: Z. Physik A-Atoms and Nuclei, **296**, 3 (1980).

第2章　核融合ペレットへのレーザー吸収

2.1 序　論

爆縮核融合における総合効率は，レーザーの吸収効率と爆縮の流体力学的効率によって決まる。レーザーの吸収に関する実験は，平面ターゲットを用いたものはいくつか行われており[1~4]，またその結果に対する理論的検証もなされて，吸収の機構に関してはかなりの部分が明らかになってきている。しかしながら，これらの実験研究の大部分は平面ターゲットによるもので，レーザープラズマ相互作用に関する基礎的研究としての成果であって，爆縮核融合ダイナミックスの研究に際しては，球状ターゲット（ペレット）へのレーザー吸収率の照射条件やレーザー強度に対する依存性が特に重要となる。球状ターゲットに有限のビームを照射した場合，散乱する粒子，光は非一様な空間分布を持っているためこれらの精度ある測定を行う場合には，充分多くの（あるいはターゲットを見込む立体角の大きい）計測器を配置する必要がある。

著者は，非一様な空間分布を持つ散乱光の全エネルギー測定に積分球を導入し，ペレットへのレーザー吸収率のレーザー集光条件，強度依存性について調べた。

本章では，現在までに明らかになっている基本的なレーザーの吸収機構について記述したあと，実験に用いた積分球の原理，さらに積分球による測定の精度計算の結果について述べる。積分球の有用性を評価したあと積分球を設計し実験に導入した。本章後半は吸収に関する実験結果と検討について述べる。

2.2 レーザーの吸収機構

レーザーの吸収機構としては，主に古典吸収，共鳴吸収，パラメトリック吸収の3つの過程が考えられている。一般に，高密度，低温度プラズマの場合には，古典吸収[5~7]が重要となるが，レーザーによる光圧がプラズマ圧力と同程度となるようなレーザー強度の場合には共鳴吸収[8~10]やパラメトリック[11~13]のような集団的過程が重要となってくる。これらの各過程については，それぞれ詳細な理論実験研究がなされている。本節では著者の得た実験結果を解釈する上で必要なこれらの過程の物理内容を概説する。

(1)　古典吸収（逆制動幅射）

プラズマ中の電磁場により振動する電子がイオンと衝突を起こし，その結果電子による振動電流に位相の遅れが生じ，吸収が起こる。この吸収係数 $\varkappa_e$ は

$$\varkappa_e = \frac{\nu_c}{c}\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} = \varkappa_0 \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \tag{2.1}$$

で与えられる。ここで ν_c は電子イオン間の衝突周波数，c は光速，ω_p はプラズマ周波数，ω は電磁波周波数，ε は誘電率で $\varepsilon = 1 - \omega_p^2/\omega^2$ で与えられる。$\varkappa_0$ は

$$\varkappa_0 = \frac{(4\pi)^3 (Ze^3)^2 n_e n_i}{3\omega^2 c (2\pi m k_B T)^{3/2}} \ln \Lambda \tag{2.2}$$

と示される。ここで m, e は電子の質量，電荷量，Z はイオンの電荷数，n_i はイオン密度，k_B はボルツマン定数，T は電子温度で，Λ は

$$\Lambda = \frac{v_{th}}{\omega_p p_{min}},\quad p_{min} = \max\left[\frac{Ze^2}{k_B T},\ \frac{\hbar}{(m k_B T)^{1/2}}\right] \tag{2.3}$$

で（v_{th} は熱速度，$\hbar$ はプランク定数）表わされる量子力学的補正である。また，$\varkappa_e = \varkappa_0/\sqrt{\varepsilon}$ と分母に $\sqrt{\varepsilon}$ がつくのは，光の群速度 v_g が $\varepsilon^{-1/2}$ に比例して，遅くなるため媒質との相互作用の時間が実質的に長くなる効果による。

(2)　共鳴吸収

レーザーとプラズマの相互作用においては噴出プラズマ中を電磁波が伝播することになる。このとき，このプラズマは，空間的に密度が不

均一であるため，当然電磁波の伝播の様子もこのことに左右される。Ginzburgは密度nがz方向に線形に増大しているプラズマ中での電磁波の伝播（図2.1，$n=n_c(1+az)$）を与えている。その結果噴出しているプラズマ中へp偏向状態でレーザー光が入射したとき，$\varepsilon=0$のカットオフ近傍で共鳴的に電場が増大する。これは次のように解釈できる。トンネル効果によってカットオフまでしみ込んだ電磁波がプラズマを振動させ，このとき，密度勾配の方向に成分をもつ電場のしみ込みがあると（p偏向に対応），この電場は電子を振動させ，プラズマは電荷分離を起す。このとき，カットオフでは$\omega=\omega_P$つまり，プラズマの固有振動数ω_Pが外場の振動数と一致するため，プラズマ波が共鳴的に励起される。その結果，電磁波から静電波へのモードの変換が行われることになり，静電波が混在することになる。このカットオフ近辺での局所的な振動は，それ自体独立ではなく，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と変換していき，又，粒子の熱運動によりプラズマ波が回りに伝播し，エネルギーを運び去る役割をはたす。ここでいう，共鳴吸収とは，このような過程を通して，レーザーのエネルギーがプラズマの熱エネルギーに変換されることをいう。吸収率は，

$$\eta_r=\frac{\phi^2(\tau)}{2} \tag{2.4}$$

で与えられ（ここでϕは共鳴関数（図2.2），$\tau=(\omega/ca)^{1/3}\sin\theta_0$），50%以上の吸収が期待できる。

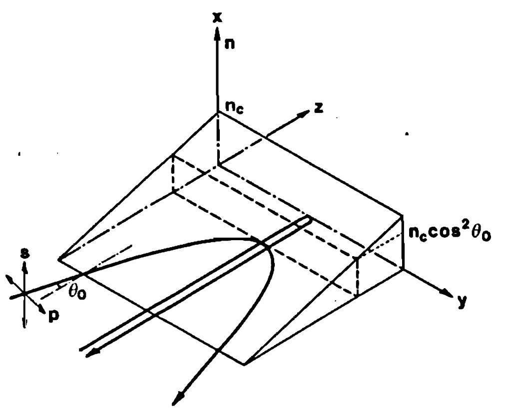


図2.1　線形密度形状プラズマへの光の入射

(3)　Parametric 不安定による吸収

レーザープラズマにおいてParametric不安定を引き起こす固有モードとしては，次の3種が代表的である。

○Photon（電磁波）：

$$\omega^2=\omega_P^2+c^2k^2 \tag{2.5}$$

○Plasmon（電子プラズマ波）：

$$\omega^2=\omega_P^2+3v_e^2k^2 \tag{2.6}$$

○Acoustics（イオン音波）：

$$\omega^2=k^2c_s^2/(1+k^2\lambda_D^2) \tag{2.7}$$

ここで，v_eは電子熱速度，c_sは音速，λ_Dはデバイ長である。

これらの固有モードの結合により，種々のParametric不安定が発生する。入射電磁波の振動数，波数を(ω_0, k_0)，励起される波を(ω_1, k_1)，(ω_2, k_2)とすれば，パラメトリック結合で

$$\omega_0=\omega_1+\omega_2\,, \tag{2.8}$$

$$k_0=k_1+k_2 \tag{2.9}$$

の整合条件が成立しなければならない。以下にレーザープラズマで重要な結合を示す。

(a)　Photon < Acoustics, Plasmon　振動二流体不安定

(b)　Photon < Acoustics, Plasmon　e-i崩壊

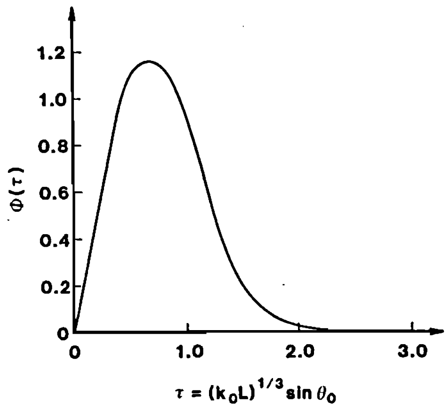


図2.2　共鳴関数。k_0は入射光波数，Lはプラズマスケール長。

(c) Photon $<$ Plasmon / Plasmon　　e-e 崩壊

(d) Photon $<$ Acoustics / Photon　　誘導ブリラン散乱

(e) Photon $<$ Plasmon / Photon　　誘導ラマン散乱

ここで，(a)(b)(c)は，それぞれ崩壊した波が，衝突やLandau減衰の効果で最終的にプラズマを加熱するため，吸収の機構として重要である。又，(d), (e)はManley-Roweの関係から明らかなようにAcousticsやPlasmonに与えるエネルギーに比して散乱されたPhotonのエネルギーは大きいため，加熱に使われるべき入射エネルギーを後方へ散乱してしまうことになる。これは加熱の点から非常に有害な効果である。

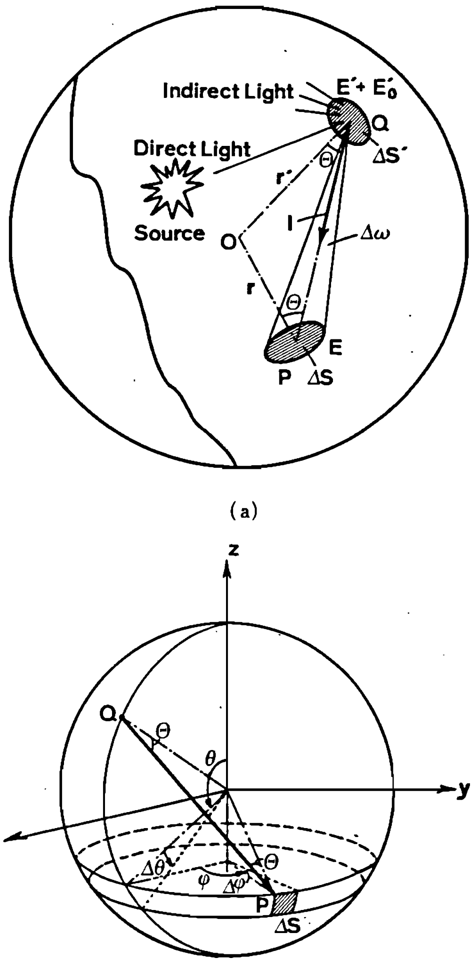
2.3 積分球を用いた散乱光計測法

2.3.1 入射レーザーの散乱とその計測

先に述べた機構によりレーザーエネルギーを吸収したアブレータープラズマは温度上昇し，その温度に相当する膨張力により，ペレットを圧縮する。温度上昇したプラズマからはX線輻射も生じる。吸収されなかったレーザーは散乱光として，プラズマをぬけ反射する他は，誘導Ramman光や誘導Brillouin光といった電磁波エネルギーとして反射される。よって，吸収エネルギーは，照射エネルギーからの散乱光エネルギーの差分により求められる。吸収エネルギーの測定には，膨張するプラズマイオンのエネルギーを直接測る方法と，散乱する光を測る方法とがある。前者は，膨張プラズマイオンの種類やエネルギー分布が複雑であるため，検出器の較正が困難となり，精度のよい計測が容易でないという問題がある。それに対して，後者では，検出器の較正は容易である。しかしながらペレットからの散乱光を測定する場合，その空間分布の非一様性が大きいため，多くの検出器を空間的配置する必要がある。実際，4ビーム照射の場合，数10チャンネルの検出器が必要となり，データ収集，処理が困難となる。著者はこれらの問題点を解決するため，全散乱光計測に積分球を用いた。これは，無限個の検出器を空間配置したものと等価で，全散乱光をのがすことなく測定できる上，検出器は1個（実際は精度を上げるため2個とりつけた）でよく，データ収集効率にすぐれている。

2.3.2 積分球の原理とその応用

積分球[14,15]は球の内壁面を完全拡散面にしたもので，それにより，球の内壁面上では，光源からの直射光を遮ぎれば，位置に関係なく，照度が一定になるという特徴をもっている。またその照度は光源から全拡散面に到達する全光束に比例することから，全立体角に任意の空間分布で輻射発散する光の全エネルギー測定に有用



(a)

(b)

図2.3 (a) 積分球の概念図，(b) 球座標系

である。

図2.3に原理図を示す。球の内壁面 S 上の任意の点 $P(\boldsymbol{r})$ での間接光 (壁面からの反射光)による照度 $E(\boldsymbol{r})$ は

$$E(\boldsymbol{r})=\frac{\Delta F_1(\boldsymbol{r})}{\Delta S(\boldsymbol{r})} \tag{2.10}$$

で表わされる，ここで $\Delta F_1(\boldsymbol{r})$ はPの近傍の微少面素 ΔS に入る間接光光束で

$$\Delta F_1(\boldsymbol{r})=\int_s \mathrm{d}F_Q(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}') \tag{2.11}$$

のように，壁面上の任意の他点 $Q(\boldsymbol{r}')$ からP近傍 $\Delta S(\boldsymbol{r})$ に照射される光束 $\mathrm{d}F_Q$ で表わされる。QからPに向う光強度を $I(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')$, Qより $\Delta S(\boldsymbol{r})$ を見込む立体角を $\Delta\omega$ とすると

$$\mathrm{d}F_Q(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')=I(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')\Delta\omega \tag{2.12}$$

となる。また，$I(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')$ はQ点の輝度で次のように表わすことができる。

$$I(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')=\frac{1}{\pi}\rho(\boldsymbol{r}')\Delta F(\boldsymbol{r}')f(\theta) \tag{2.13}$$

ここで，$\rho(\boldsymbol{r}')$ は，Q点の反射率である。$\Delta F(\boldsymbol{r}')$ はQ点近傍の微少面素 $\Delta S(\boldsymbol{r}')$ に入る全光束で

$$\Delta F(\boldsymbol{r}')=\{E(\boldsymbol{r}')+E_0(\boldsymbol{r}')\}\Delta S(\boldsymbol{r}') \tag{2.14}$$

と，Q点での間接光による照度 $E(\boldsymbol{r}')$ と光源からの直接光による照度 $E_0(\boldsymbol{r}')$ で表わされる。$f(\theta)$ は拡散強度分布を示し，θ はQPとQ点での垂線とのなす角度である。完全拡散面の場合

$$f(\theta)=\cos\theta \tag{2.15}$$

となる。(2.10)～(2.14) 式をまとめると間接光照度は次のようになる。

$$E(\boldsymbol{r})=\frac{1}{\pi\Delta S(\boldsymbol{r})}\int_s \rho(\boldsymbol{r}')\{E(\boldsymbol{r}')+E_0(\boldsymbol{r}')\} f(\theta)\Delta\omega(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')\Delta S(\boldsymbol{r}') \tag{2.16}$$

$\Delta\omega$ は図から分るように

$$\Delta\omega=\frac{\cos\theta\Delta S(\boldsymbol{r})}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|^2}=\frac{\Delta S(\boldsymbol{r})}{4R^2\cos\theta} \tag{2.17}$$

となり，(2.16) 式は

$$E(\boldsymbol{r})=\frac{1}{4\pi R^2}\int_s \rho(\boldsymbol{r}')\{E(\boldsymbol{r}')+E_0(\boldsymbol{r}')\} \cdot\frac{f(\theta)}{\cos\theta}\Delta S(\boldsymbol{r}') \tag{2.18}$$

となる。いま完全拡散面を考えると(2.15) 式が成り立つので，(2.18) 式右辺は $\boldsymbol{r}$ に依存しなくなり，$E(\boldsymbol{r})$ は $\boldsymbol{r}$ に関係なく一定となる。ρ を一定とすると

$$E=\frac{\rho}{4\pi R^2}E\int_s \Delta S(\boldsymbol{r}') +\frac{\rho}{4\pi R^2}\int_s E_0(\boldsymbol{r}')\Delta S(\boldsymbol{r}') \tag{2.19}$$

より

$$E=\frac{\rho}{1-\rho\alpha}\,\frac{\phi}{4\pi R^2},\quad \alpha=\frac{1}{4\pi R^2}\int_s \Delta S(\boldsymbol{r}') \tag{2.20}$$

となる。ここで ϕ は，

$$\phi=\int_s E_0\,\mathrm{d}S \tag{2.21}$$

で光源から壁面上 S に達する全光束を表わす，(2.20) 式は，壁面上の照度が位置に関係なく一定で，それは光源からの全光束に比例することを示しており，これにより，任意の点での照度が求まれば光源からの全光束が求められることがわかる。

2.3.3 積分球による測定の誤差要因と精度評価

前小節での議論はあくまで理想的な場合であり，原理を展開してきた過程から，次のような誤差要因が考えられる。

① 球窓からの直接光損失

② 内壁面での不完全拡散

③ 球内の検出器前の直接光遮へい板の効果

④ 内壁面反射率の非一様性

①に対しては本質的な問題にならない，つま

り，積分球の窓からぬけてくる光源からの直接光を計測すれば，窓以外の内壁面に達する直接光は，積分球自身により計測できる。これは，(2.19)式において，面積分範囲Sが減じるだけで，原理に影響を及ぼすものではない。

②の誤差要因について考えてみる。先に述べた原理からも分るように，(2.18)式を球座標(図2.3(b))で表わすと，

$$E(\theta,\psi)=\frac{1}{4\pi R^2}\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi}\rho(\theta',\varphi')$$
$$\cdot\{E(\theta',\varphi')+E_0(\theta',\varphi')\}$$
$$\cdot\frac{f(\Theta)}{\cos\Theta}R^2\sin\theta'\mathrm{d}\theta'\mathrm{d}\varphi' \qquad (2.22)$$

となる。ただし $\alpha=1$ (S=全球面)とした。ここで図から分かるようにΘは次のようになる。

$$\Theta=\cos^{-1}\left(\frac{\overline{\mathrm{PQ}}}{2R}\right)$$
$$=\cos^{-1}\left[\frac{1}{\sqrt{2}}\{1-\cos\theta\cos\theta'\right.$$
$$\left.-\sin\theta\sin\theta'\cos(\varphi-\varphi')\}^{1/2}\right] \qquad (2.23)$$

簡単のため図2.3(b)に示すように軸対称を仮定すると，

$$E(\theta)=\frac{1}{4\pi}\int_0^{\pi}\rho(\theta')\{E(\theta')+E_0(\theta')\}\sin\theta'$$
$$\cdot\int_0^{2\pi}\frac{f(\Theta)}{\cos\Theta}\mathrm{d}\varphi'\,\mathrm{d}\theta' \qquad (2.24)$$

と表わせる。ここで，Θは(2.23)式において，$\varphi=0$としたものである。いま，

$$g(\theta,\theta')=\int_0^{\pi}\frac{f(\Theta)}{\cos\Theta}\mathrm{d}\varphi'$$

とおくと，(2.24)式は

$$E(\theta)=\frac{1}{2\pi}\int_0^{\pi}\rho(\theta')\{E(\theta')+E_0(\theta')\}$$
$$\cdot\sin\theta'\,g(\theta,\theta')\mathrm{d}\theta' \qquad (2.25)$$

となる。(2.25)式の積分に対して

$$\int_{\theta_j-\frac{1}{2}\Delta\theta}^{\theta_j+\frac{1}{2}\Delta\theta}H(\theta')\mathrm{d}\theta'=H(\theta_j)\Delta\theta \qquad (2.26)$$

と近似することにより

$$E_i=\frac{1}{2\pi}\sum_{j=1}^{m}\rho_j(E_j+E_{0j})g_{ij}\sin\theta_j\Delta\theta \qquad (2.27)$$

と表わせる。ここで$E_i=E(\theta_i)$, $E_{0j}=E_0(\theta_j)$, $g_{ij}=g(\theta_i,\theta_j)$, $\rho_j=\rho(\theta_j)$, $\Delta\theta=\pi/m$である。

$$p_{ij}=\rho_j g_{ij}\sin\theta_j \qquad (2.28)$$

とおくと，(2.25)式よりE_iは

$$\underline{E}=\begin{pmatrix}E_1\\ \vdots\\ E_m\end{pmatrix},\quad \underline{E_0}=\begin{pmatrix}E_{01}\\ \vdots\\ E_{0m}\end{pmatrix}$$

とすれば

$$\underline{A}\,\underline{E}=\underline{B}\,\underline{E_0},\quad \underline{E}=\underline{A}^{-1}\underline{B}\,\underline{E_0} \qquad (2.29)$$

より求められる。ここで$\underline{A}$，$\underline{B}$は次のような行列である。

$$\underline{A}=\begin{bmatrix}\frac{2\pi}{\Delta\theta}-p_{11} & -p_{12} & \cdots & -p_{1m}\\ -p_{21} & \frac{2\pi}{\Delta\theta}-p_{22} & & \vdots\\ \vdots & & \ddots & \vdots\\ -p_{m1} & \cdots & \cdots & \frac{2\pi}{\Delta\theta}-p_{mm}\end{bmatrix} \qquad (2.30)$$

$$\underline{B}=[p_{ij}] \qquad (2.31)$$

この行列式を用いて，誤差要因②について評価してみた。計算結果を図2.4に示す。図(b)の短波線は光源からの直接光による照度分布を示す。非一様を100％として，4つの分布モードに対して計算を行った。拡散分布は図(a)に示すような，完全拡散（点線）から大きく異なる楕円体分布(離心率0.5，2.0)とした。結果は，このような不完全な拡散面に対しても，間接光の照度の非一様性は3.5％以内になっている。これより，積分球は，拡散面拡散分布が完全なものでない場合でも充分に機能することが明らかになった。

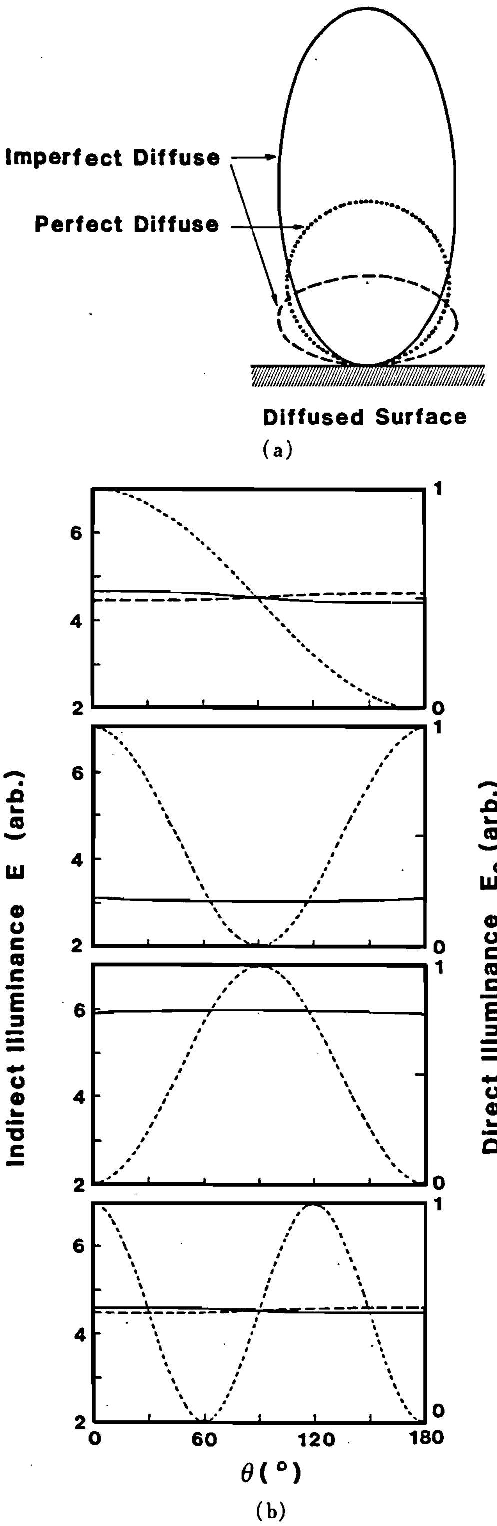


図2.4 (a) 計算に用いた拡散分布，(b) 不完全拡散面の場合の照度分布。(点線は直接光分布)

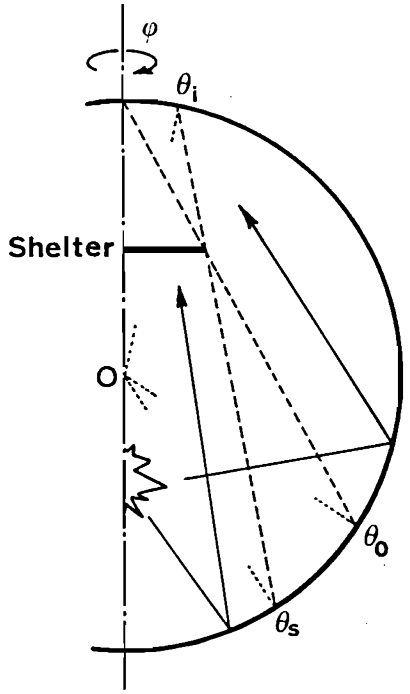


図2.5 直接光遮蔽板の効果。

次に③の球内の直接光遮蔽板の効果について検討する。間接光による照度が全光束に比例する特徴を利用するには，検出器の前で光源からの直接光を遮断する必要がある。遮蔽板を入れることにより，照度の一様性が減じる。図2.5のような遮蔽板を考える。今，簡単のため板を完全吸収体とすると，照度を与える(2.27)式は

$$E_i=\frac{1}{2\pi}\sum_{j=1}^{m}h_{ij}\rho_j(E_j+E_{0j})g_{ij}\sin\theta_j\Delta\theta \tag{2.32}$$

とかわる。ここに，

$$h_{ij}=\begin{cases}1 & (\theta_j<\theta_s)\\ 0 & (\theta_j\geqq\theta_s)\end{cases} \tag{2.33}$$

となる。しかしながら図より分かるようにmの代りに $m'=\theta_0/\Delta\theta$ ((2.25) 式での積分範囲を $0<\theta<\pi$ から $0<\theta<\theta_0$) とすると照度は

$$E_i=\frac{1}{2\pi}\sum_{j=1}^{m'}\rho_j(E_j+E_{0j})g_{ij}\sin\theta_j\Delta\theta \tag{2.34}$$

となり，(2.27) 式と同じ形になる。これから分

かるように，直接光の受ける領域を$\theta<\theta_0$とすれば，照度一定はなりたつ。$\theta>\theta_0$に入る直接光は別の検出器で測る必要が生じるが，レーザー光の導入窓へ戻る直接光は測定するので，$\theta>\theta_0$が窓に入るようにすればよい。つまり，レーザー導入窓の対向に遮蔽板を設ければ，照度の一定はほぼ保たれることが明らかとなった。

もう一つの要因④について検討してみる。(2.18)式より，今，完全拡散面とすると，

$$E=\frac{1}{4\pi R^2}E\int_s\rho(r')\Delta S(r')$$

$$+\frac{1}{4\pi R^2}\int_s\rho(r')E_0(r')\Delta S(r') \quad (2.35)$$

となり$\int_s\rho(r')\Delta S(r')=\bar{\rho}4\pi R^2$とおくと

$$E=\frac{1}{1-\bar{\rho}}\frac{1}{4\pi R^2}\int_s\rho(r')E_0(r')\Delta s(r') \quad (2.36)$$

となる。この式より

$$\frac{\Delta E}{E}=\frac{\Delta\rho}{\rho} \quad (2.37)$$

が得られ，光源からの光束の空間分布の変動に伴う照度の変化量は反射率の非一様性の一次に比例するのみである。実際は反射率の一様性を数%以内に製作可能である。

以上の検討結果より，誤差要因として考えられるものはすべて測定精度に大きな影響を及ぼすものでないことが明らかとなり，積分球は全散乱光計測に最適であることが分った。

2.3.4 積分球の設計と較正

著者の設計した積分球は，4ビームガラスレーザー装置“激光Ⅳ号”での実験に適用できるように4個のレーザー導入窓を有したもので，構造図，外観図を図2.6, 2.7に，基本仕様を表2.1に示す。

内部の拡散面としては配化マグネシウムを蒸着したものを用いた。これは，完全拡散面としては一般的なものであり，S. Sekiらが散乱光分布を測定している[16]。また，拡散面の損傷閾値は実験によると3 J/cm²であり，充分に実験にたえうるものであるが，安全のため球は可能な限り大きいものとした。レーザー入射窓に戻る直接散乱光はレーザー光路に設けたビームスプリッターを介してカロリメーターで測定を行った。他の窓からの損失は，窓の立体角が全体

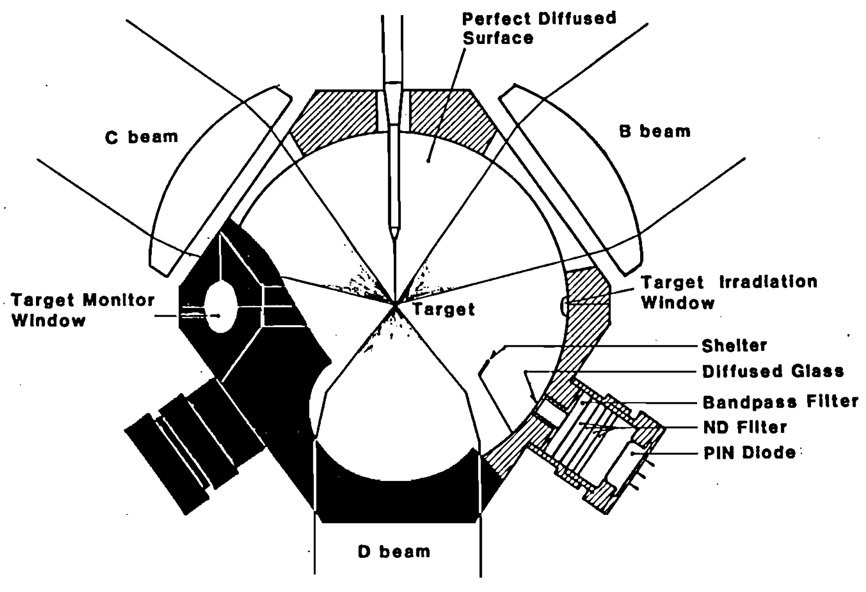


図2.6 積分球の構造

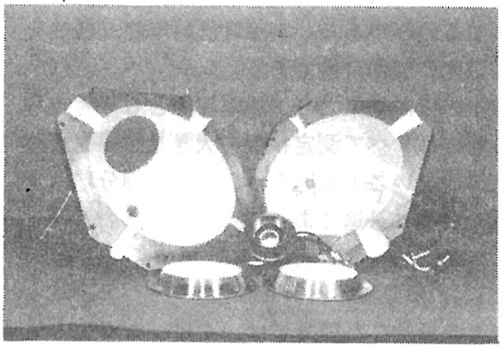


図2.7　積分球の概観図。

表2.1　積分球のパラメーター

Radius of inner surface		105 cm
Material of inner surface		MgO powder coated Al
Potes and solid angle		
	Laser irradiation	0.62×4 sr
	Target insert	0.03×1 sr
	Target monitor	0.07×2 sr
	Target irradiation	0.02×2 sr
Inner surface reflection		0.98
Inner surface damage threshold		3 J/cm²

のわずか1.7%であるので無視できるものである。受光素子はPINダイオードを用い，測定精度を上げるために2カ所レーザー入射窓の対向にとりつけた。較正は，図2.6のターゲットを引き上げ，ターゲット（吸収体）のない状態でレーザーを照射し，入射エネルギーとダイオード出力の比例則を求めることにより行った。

図2.8は，次節以降で述べる実験時の2つの検出器の相関を示している。2つの検出器は5%以内の精度で一致しており，ここでも積分球計測の精度のよさが示されている。

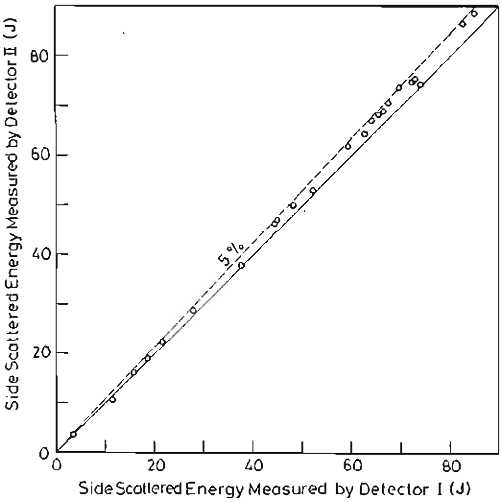


図2.8　2個の検出器の出力の相関

2.4　吸収率の集光条件とレーザー強度依存性

積分球を用いて，散乱光の計測を行い，レーザーのペレットへの吸収率の，(1)集光条件依存性，(2)レーザー強度依存性を調べた。実験条件を表2.2に示す。集光位置pはペレット中心と集光レンズ焦点位置との距離z（符号はレーザー進行方向に向ってペレットより手前を＋，後を－とする)と，ペレット半径Rにより$p=z/R$と表す。レーザー強度はレーザーパワーとペレット表面上の照射面積より算出した。

(1)　集光条件依存性

実験結果を図2.9に示す。吸収率の最大点は$p=-1.2$あたりになり，集光位置がペレット中心より後の方が高い吸収率が得られることが明

表2.2　吸収率測定の実験条件

Laser	Wavelength	1.05 μm
	Beam Number	4
	Pulse Width	100 psec (FWHM)
	Energy	30-300 J
Irradiation	Direction	Tetrahedrally
	F-number of Focusing Lens	1.5
	Focusable Spot Size	30 μm
	Focusing Position	$z/R^{*}=-3.0\sim1.0$
Target	Material	Glass Microballoon (GMB) CH_2 coated GMB Au coated GMB Be coated GMB
	Diameter	150 ± 10 μm
	Thickness	2 + 0.3 μm

* z is the distance between focus point and pellet center. －: in focus, ＋: out focus
R is radius of a pellet.

らかになった。これは第5章で述べる計算結果とも一致している。

(2) レーザー強度依存性

図2.10に実験結果を示す。用いたターゲットは，直径150μm，肉厚2μmのGMBと，その上に，ポリエチレン$(CH_2)_n$，あるいは，金Auをコートした3種類である。これはターゲットの物質のZ値依存性を調べるためである。レーザー強度の調整はパルス幅一定で，エネルギーを変化させることにより行った。実験は10^{15}～10^{16} W/cm²の領域で行った。その結果，図から分かるようにこの強度領域では吸収率は

(1) ターゲットアブレーターの物質種類に依存しない。

(2) レーザー強度I_Lに対し$I_L^{0.5}$の比例則をもつ

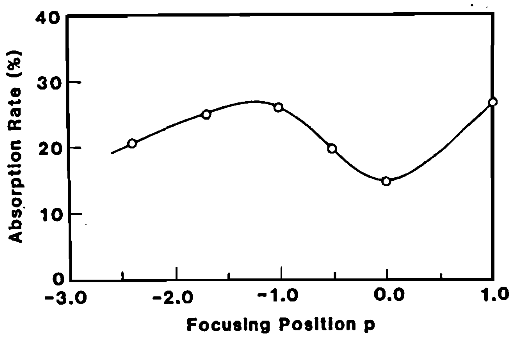


図2.9 吸収率の集光位置依存性

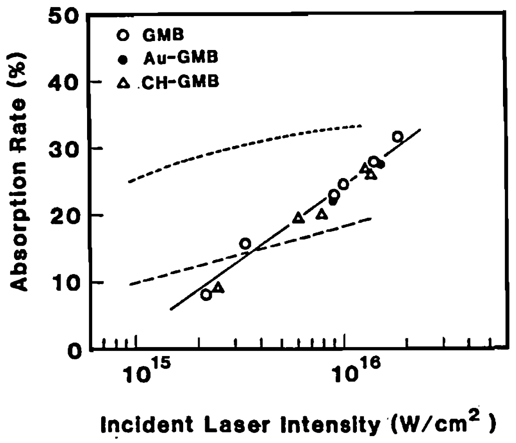


図2.10 吸収率のレーザー強度依存性
点線と破線はそれぞれ平面ターゲット球状ターゲットの場合の共鳴吸収率

ことが明らかとなった。

(1)より>10^{15}W/cm²では，Z値に依存する古典吸収はほとんど起こらないと考えられ，吸収はZ値に依存しない機構によるものであると考えられる。(2)より，古典吸収の減じてしまった10^{15}W/cm²以上の領域でも，強度の増加とともに増している。共鳴吸収による吸収率は平面ターゲットの場合 $\eta_r=1/2\,\phi^2(\tau)$， $\tau=(k_0L)^{1/3}\sin\theta_0$ で表されることは先にも述べたが 1.05μmレーザーの場合のスケール長L依存を図2.11に示す。ただし45°偏向の直線偏向を考えているため$\eta_r=1/4\,\phi^2(\tau)$となる（第5章参照)。球状ターゲットの場合の吸収率は第5章で述べるシミュレーションコードを用い計算したものである。スケール長のレーザー強度比例則はまだ実験的に求められていないが, D. T. Attwood[17], R. Benatlar[18]やA. Raven ら[19]は,3×10^{14}W/cm²で1.5μm，10^{16}W/cm²で0.5μmの実験結果を示している，この間のスケール長を直線比例と仮定，補間し，吸収率比例則を求めた結果が図2.10の破線である。レーザー強度とともに吸収率の増加の傾向を示している。点線は同じスケール長比例則を用いて求めた平面ターゲットの場合（40°入射）の吸収率であり，これからも球

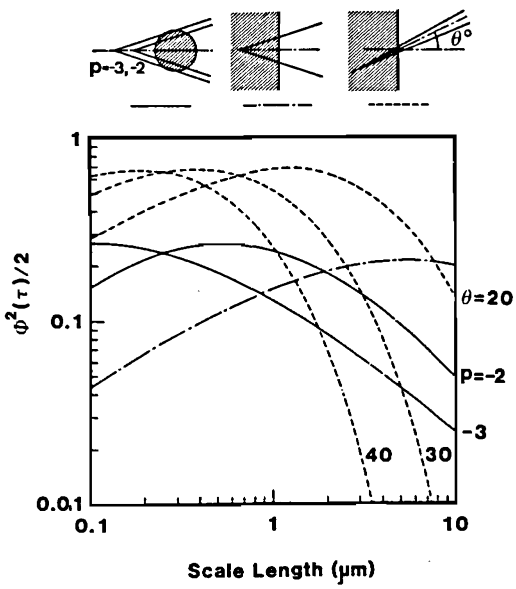


図2.11 共鳴吸収率のプラズマスケール長依存性

ターゲットの場合，平面ターゲットの場合よりも吸収率が小さいことが示される。

2.5 まとめ

積分球による散乱光計測における誤差要因と精度評価を行った。その結果球内壁面が不完全な拡散面の場合でも，数%以内の精度で照度が一定となることが明らかになった。また，直接光遮蔽板はレーザー入射窓の対向に設ければ誤差要因とならないことも明らかになった。積分球を設計製作し，吸収率の計測に導入した。2つの検出器の出力相関は5%以内で一致しており，精度の高さが証明された。実験により吸収率の集光条件，レーザー強度依存性が求められた。$p=-1.0$近傍の集光位置で吸収率が最大となり，10^{15}～10^{16} W/cm^2 ではターゲット物質に関係なくレーザー強度I_Lに対し$I_L^{0.5}$ の比例則が得られた。

第2章の参考文献

1) K. R. Manes, V. C. Rapert, J. M. Auerback, P. Lee, and J. E. Swain: Phys. Rev. Lett., **39**, 281 (1977).
2) J. P. Authes, M. A. Palmer, M. A. Gusinow, and M. K. Matzen: Appl. Phys. Lett., **34**, 841 (1979).
3) H. Hama, K. Mima, Y. Kato, T. Uenoyama, N. Miyanaga, M. Nakai, and C. Yamanaka: IEEE Trans. Plasma Sci. **PS-10**, 55 (1982).
4) J. Perlman and J. J. Thomson: Appl. Phys. Lett., **32**, 703 (1978).
5) J. W. Shearer: Phys. Fluids, **14**, 501 (1971).
6) T. Johnston and J. Dawson: Phys. Fluids, **16**, 722 (1973).
7) J. W. Shearer and J. J. Duderstadt: Nucl. Fusion, **13**, 401 (1973).
8) V. L. Ginzburg: *"The propagation of electromagnetic waves in Plasmas"* (New York, Pergamon, 1964).
9) J. Balmar and T. Donaldson: Phys. Rev. Lett., **39**, 1084 (1977).
10) D. W. Forslung, J.M.Kindell, 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. Rundsinski: Phys. Rev. Lett., **27**, 795 (1972).
11) K. Nishikawa: J. Phys. Soc. Japan, **24**, 916, 1154 (1968).
12) V. P. Silin: Sov. Phys. -JETP, **21**, 1127 (1965).
13) A. A. Galeev and R. Z. Sagdeen: Nucl. Fusion, **13**, 603 (1973).
14) A. C. M. de Visser and M. vander Woude: Lighting Res. Tech., **12**, 42 (1980).
15) M. Yu. Sakhnovskii, S.G.Guminetskii, V.E.Kravtsov, V. I. Kuznetsov, L. S. Lovinskii, and Ya. P. Marchuk: Opt. Spectrosc., **46**, 287 (1979).
16) S. Seki, T. Ogawa and K. Tsurui: Researches on the Electrothechnical Laboratory, No. 424 (1938).
17) D. T. Atwood, D. W. Sweaney, J. M. Auerbach and P. H. Y. Lee: Phys. Rev. Lett., **40**, 184 (1978).
18) R. Benatlar and C. Popovics: Phys. Rev. Lett., **45**, 1108 (1980).
19) A. Raven and O. Willi: Phys. Rev. Lett., **43**, 278 (1979).

第3章　レーザー生成高速プラズマイオン計測器の開発

3.1 序　論

荷電粒子の定量的な測定をするための計測器には，チャージコレクター，フィルム検出器[1]，電磁場ローレンツ力を利用した分析器[2]などがある。チャージコレクターは既知のイオン種（レーザー生成低Z値プラズマのような完全電離しているプラズマの場合など）に対して，その速度分布を調べるのに有効である上に小型であることから多チャンネル化が容易で列配置をして空間分布を調べるのにも適している。フィルム検出器はとりあつかいが簡単で連続空間分布を知る場合に便利であるが，イオン種分解は不可能（プロトンと他種のイオンの分解ぐらいなら可能）で，既知のイオン種に対しても速度分解は困難である。つまりフィルムに形成されたトラックの深さからある程度のエネルギー分解は可能であるが，精度は得られない。またフィルターとの組み合わせによるエネルギー分解も原理的には可能であるが，粒子に対するフィルターの材質，製作を考えると，測定可能エネルギー範囲が限られる。しかしながら既知イオン種，既知エネルギー（あるいは分解不要の場合）に対しては，イオン数を最も正確に調べることができる。よってチャージコレクター，フィルム検出器などは粒子検出部に用いることができる。正確な各イオン種に対する速度分布を調べるには結局分析器が必要になる。

ローレンツ力を利用する代表的な分析器には静電型と磁場型とがある。その基本概念図を図3.1に示す。これらの分析器にはともに発散型と収束型とがある。静電型の場合に基づいてこれらの特徴を考えてみる。発散型の場合，粒子（質量m，電荷量q，速度v）の変位x及び速度分解能Rは図に示す配置では，

$$x=\frac{q}{mv^2}\,E\,l\left(\frac{l}{2}+L\right) \tag{3.1}$$

$$R=\left|\frac{\Delta v}{v}\right|=\left|\frac{\Delta x}{x}\right|\frac{1}{2} \tag{3.2}$$

で表わされる。測定可能最大速度v_{max}は分解可

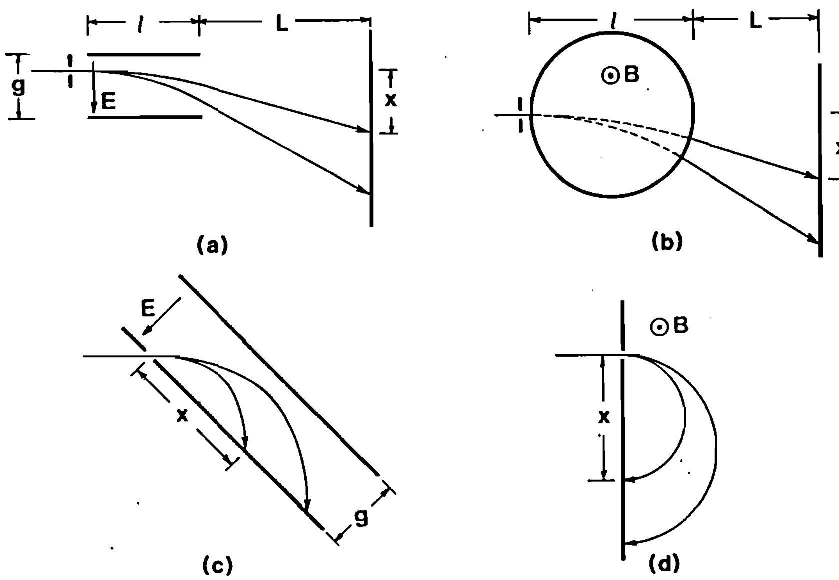


図3.1　静電型分析器と磁場型分析器の概念図

能最小変位，

$$x_{\min}=\frac{(\Delta x)_0}{2R_0} \tag{3.3}$$

で決まる。ここでR_0は必要分解能で，$(\Delta x)_0$は入射粒子をコリメートするスリット幅wで決まる粒子位置の精度で，

$$(\Delta x)_0=\frac{1}{2}\{w+(\Delta s+w)(l+L)/l_0\} \tag{3.4}$$

と表わされる。ここでΔsはイオン源の大きさ，l_0はイオン源からスリットまでの距離を表わす。最小速度$v_{\min}$は電界ギャップ（有効ギャップ長g）で制限される最大変位

$$x_{\max}=g\frac{l+2L}{l} \tag{3.5}$$

で決まる。これからダイナミックレンジを$D\equiv v_{\max}/v_{\min}$と定義すると，

$$D=\left(\frac{x_{\max}}{x_{\min}}\right)^{\frac{1}{2}}$$
$$=\left\{4R_0\frac{g}{l}\frac{l+2L}{w+(\Delta s+w)(l+L)/l_0}\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{3.6}$$

と求まる。同様な考察を収束型に対して行うと

$$x=\frac{mv^2}{qE}\ , \tag{3.7}$$

$$x_{\min}=\frac{(\Delta x)_0}{2R_0}=\frac{w}{4R_0} \tag{3.8}$$

$$x_{\max}=2g \tag{3.9}$$

より

$$D=\left(8R_0\frac{g}{w}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{3.10}$$

と表わされる。(3.6) 式と (3.10) 式を比較してみると，発散型では$\Delta s/l_0$が大きい場合（イオン源がスリットに比べ大きいか，スリットが源に近い場合）R_0を大きく（必要分解能を下げる）しなければ充分なダイナミックレンジが得られないが，$\Delta s/l_0$が小さい場合にはLを大きくす

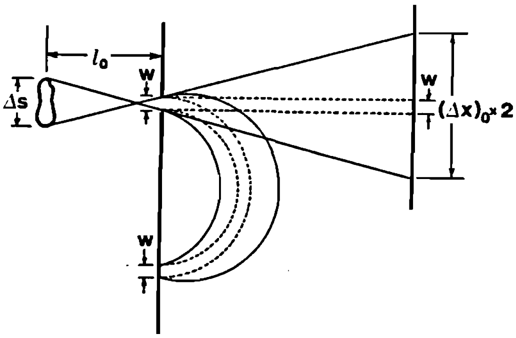


図3.2　収束型と発散型におけるビーム拡がり

ることにより，ダイナミックレンジを大きくすることができる。一方収束型では$\Delta s/l_0$が大きい場合でも，一次収束性（電場への入射角がθの場合，$\Delta x=(2mv^2/qE)\cos 2\theta\cdot\Delta\theta\approx 0(\theta=\pi/4)$，磁場の場合$\Delta x=(mv/qB)\sin\theta\cdot\Delta\theta\approx 0(\theta=\pi/2)$）より（図3.2 参照），ダイナミックレンジには影響を及ぼさない反面，ダイナミックレンジを広げるにはgを大きくする必要があり構造限界がある。このように発散型と収束型はそれぞれ特徴があり，測定の対象としている。イオン（電子）源によって使い分けられるものである。すなわち大きい粒子源や，粒子密度が小さく源よりスリットをみこむ立体角を大きくする必要がある場合，発散型では充分な分解能が得られないので収束型にする必要がある。しかし，逆に粒子源が小さく，密度の高い粒子源に対してはダイナミックレンジの得られない収束型よりも分析器内での飛程距離を充分にとった発散型の方が有効である。レーザー生成プラズマはイオン源としては後者に属するもので($\Delta s\leqq 300\mu$m，イオン密度～10^{22}/cm^3)，発散型が有効になる。

以上に述べてきた静電型，磁場型ではその変位量から分るように，q/mv^2，q/mvの分解しかできない（q, m, vはそれぞれイオンの電荷量，質量，速度)。mとqの既知の場合はこの分析器でよいが，イオン種q/m，速度vの同時分解はできない。そのため検出部に速度分解できるもの（チャージコレクター）などをとりつける必要がある。この場合，分解できる速度間隔は，検出部に列配置してとりつけられる検出器

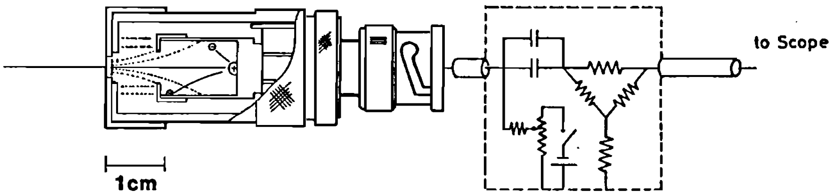


図3.3 Charge Collectorの構造

の大きさによって制限されてしまう。後節で述べるThomson parabola分析器[3]は電場と磁場を同時印加することにより，単独でイオン種と速度を分解できるもので，そのため検出部にフィルムを用いることができ，連続的なイオン種，速度分解が可能になる。

以上の理由よりThomson parabola分析器はレーザー生成プラズマの膨張の詳細な機構を知るのに有力な計測器であると考えられる。本章ではチャージコレクターと著者が開発した改良型Thomson parabola分析器の原理設計について述べる。

3.2 Charge Collector

膨張するプラズマイオンを導体で受けることによりイオン電流を時間の関数として記録できる。イオンの飛行距離Lを飛行時間tで割ったものがイオン速度v_iに対応し，電流分布の変数となる。Charge collectorではイオン種の分離が不可能であるため，多種イオンのプラズマ膨張に対しては，定性的な情報しか得られないがその構造が簡単，小型であるため，レーザー生成プラズマ計測のための一般的計測器として普及したものである。

図3.3は，著者が実験のために製作したものである。Charge collectorは2つの点に留意して作られなければならない。つまり，(i)プラズマ電子の侵入を防ぐ，(ii)導体表面より生じる2次電子の影響を少なくすることである。前者に対しては，入射口にメッシュをもうけ，メッシュ-コレクター導体間に電圧をかける方法をとっている。この場合，電子をイオンと分離して，メッシュコレクター間の電界領域に導けるように，メッシュ間隔を入射プラズマのDebye長$\lambda_D=(k_B T_e/4\pi n_e e^2)^{\frac{1}{2}}$より短く選ばなければならない（図3.4）。ここで$k_B$はボルツマン定数，$T_e$は電子温度，$n_e$は電子密度，$e$は電子電荷量である。著者は500本/インチ（透過率55％）のNiメッシュを用いた。

イオン電流はオシロスコープで記録される。図3.5に典型的なチャージコレクター信号を示す。最初のピークはX-ray，紫外光，高速電子がコレクター表面から電子をたたきだすことにより生じる電流で，このピークをイオンのTime

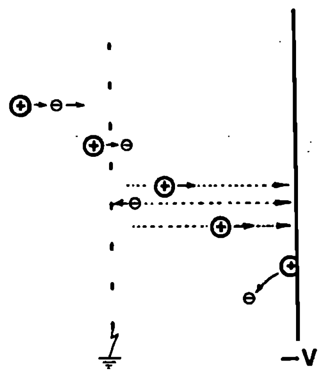


図3.4 メッシュ-コレクター間のイオンと電子の挙動

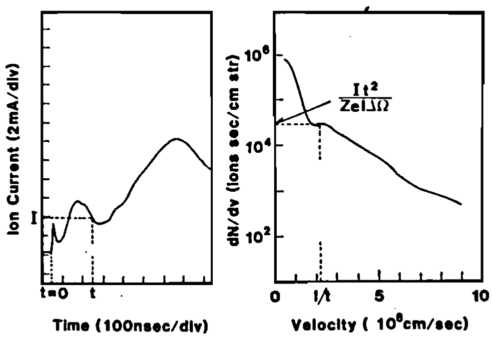


図3.5 イオン信号電流とイオン速度分布の例

of flight

$$t=\frac{L}{v_1}-\frac{L}{c} \qquad (3.11)$$

の時間印に用いる。ここで c は光速である。大部分の場合 $v_1/c \ll 1$ であるので $t=L/v_1$ となる。(3.11) 式を用いると，イオン速度は charge collector の時間履歴と関係づけられる。時間 t におけるコレクター電流 I_t は

$$I_t=[\sum_i(\gamma_i+Z_i)n_i](L/t) \qquad (3.12)$$

となる。ここで，Z_i は i 番目のイオン種の電荷数である。γ_i はイオン1個がコレクター面に衝突した際に発生する2次電子数で，入射イオンの質量，電荷量，速度の関数である。(3.12) 式はイオンのtime of flight t とイオン源とコレクター間の距離 L が，イオン源の特性時間，大きさに比べ充分大きい限り有効である。大低のレーザー生成プラズマは (3.11) 式は有効である。(3.12) 式から分るように，チャージコレクターは，種類の異なるイオンも同時に収めるので速度分布についてより定量的な情報を得るには γ_i, $Z_i(t)$ の評価が要求される。

粒子が固体表面に衝突した時に電子が放射されるには2つの機構がある。ポテンシャル型と熱型放射である。ポテンシャル型放射は入射粒子のポテンシャルエネルギーが，金属の仕事関数より大きい時に起る。この場合電子放出は衝突粒子のポテンシャルエネルギーが金属へ遷ることにより生じる。よって，ポテンシャル型放射は衝突粒子の熱エネルギーに関係なく電荷数に大きく依存する。もう一つの電子放射機構は熱による放射である。この場合衝突粒子の熱エネルギーが標的電子に遷る。そのため熱型放射は粒子の電荷数には依存しない。

高エネルギーイオン (>10KeV/Z) の場合，ポテンシャル型による2次電子放出の寄与は熱型に比べ小さい。よって，2次電子係数 γ_i は，高エネルギー領域では入射イオンの電荷数に依存しないと考えられる。しかしながら，イオンの金属への進入深さは質量に依存するので，入射イオンの質量は γ_i に影響を与えると考えられる。また2次電子係数 γ_i に大きく影響するパラメーターとして，charge collector 表面の清浄度がある。このように，2次電子係数 γ_i は入射粒子 (種類, エネルギー) や，コレクター表面状態等に依存する。γ_i の計測は重要であり，いくつか報告されている[4,5]が，イオン源の種類速度分布が複雑になるとイオン種や速度に依存する γ_i を評価することは困難である。そのため，γ_i を評価して I_t を補正するよりも2次電子放出をおさえる方が，より正確な速度分布が得られる。Perlman ら[6]はいくつかの構造の charge collector に対して2次電子放出を測定した結果，Faraday cup は最も有効で2次電子放出効果は無視できることを示している。

著者は Faraday cup における電界計算を行った[7]。図3.6に結果を示す。カップは深ければ深いほど有効であるが，大きくなると，小型であるという特徴に反する。図に示すように，バイアス電圧による電界強度はカップの中では1/20以下なので，2次電子が電界によりカップの外に引き出されることは少ない。著者らが製作したカップの大きさを図3.3に示す。

$\gamma_i=0$, $\sum_i Z_i n_i=\overline{Z}N$ とするとイオン電流は

$$I_t=\overline{Z}e\frac{dN}{dt} \qquad (3.13)$$

と表わせイオン速度分布は

$$\frac{dN}{dv_1}=\frac{\partial N}{\partial t}\frac{dt}{dv_1}=\frac{I_t}{\overline{Z}e}\frac{t^2}{L} \qquad (3.14)$$

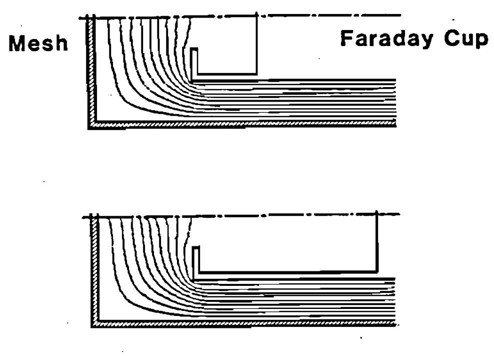


図3.6　Faraday Cup内の電界強度分布

$$v_i = \frac{L}{t} \tag{3.15}$$

とイオン電流より求められる。図3.5にその例を示す。

3.3 Thomson parabola 分析器

ローレンツカを利用した分析器には色々な種類のものがある[8]が，著者が測定の対象としているレーザー生成プラズマイオンは多種に及び，そのエネルギー分布（スペクトル）も複雑である。そのためイオン種とエネルギーの両者を分析できる機能の持った分析器が必要となる。電界型あるいは磁界型の分析器では前にも述べたようにそれぞれq/mv^2，q/mvの分解しかできない。q/mの既知の粒子に対してのみ速度分解は可能（q，mの既知の場合はエネルギー分解可能）である。J. J. Thomsonは，電場と磁場の共存する場をぬけた粒子は放物線上にイオン種ごとに分れることを見出した。これにちなんでこの原理を利用した分析器はThomson parabola分析器と名付けられている。本節は本分析器の基本原理を記述したあと，レーザー生成プラズマ計測器用としての設計，改良について述べる。

3.3.1 基本原理

(1) 粒子軌道

Thomson parabola分析器の基本構成図を図3.7に示す。コリメート用ピンホール，電極，磁極，検出器より構成されている。図中のように座標軸を設定（電磁場入射点：$z=0$）し，電極，磁極間の電磁場強度をそれぞれ$E\boldsymbol{i}_x$，$B\boldsymbol{i}_x$とする。また時間原点（$t=0$）を粒子（質量m，電荷量q）が上の場に入射する時とし，入射初期速度を $\boldsymbol{v}(0)=\boldsymbol{v}_0=v_0\boldsymbol{i}_x$ とする。t後の速度を$\boldsymbol{v}(t)=v_x(t)\boldsymbol{i}_x+v_y(t)\boldsymbol{i}_y+v_z\boldsymbol{i}_z$とすると，検出器面上での$x$，$y$座標と$v_0$，$\varepsilon=\frac{1}{2}mv_0^2$ の関係は

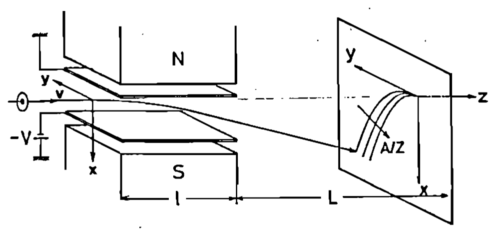


図3.7　Thomson Palabora分析器の原理図

$$x=\frac{q}{2\varepsilon}C_x,\ C_x=El\left(\frac{l}{2}+L\right) \tag{3.16}$$

$$y=\frac{q}{\sqrt{2m\varepsilon}}C_y,\ C_y=Bl\left(\frac{l}{2}+L\right) \tag{3.17}$$

$$x=\frac{m}{q}\frac{C_x}{C_y^2}y^2=\frac{A}{Z}\left(\frac{m_P}{e}\frac{C_x}{C_y^2}\right)y^2 \tag{3.18}$$

$$\frac{x}{y}=\frac{1}{v_0}\frac{C_x}{C_y} \tag{3.19}$$

$$\frac{qBl}{mv_0}\ll 1 \tag{3.20}$$

となる。ここでA，Z，m_P，eはそれぞれ質量数，電荷数，陽子質量，電子電荷量を表わす（付録1.1参照)。(3.16)，(3.17) 式はε をパラメータとした放物線関数(3.18)となり，これにより本分析器がThomson parabola 分析器と言われている。また，(3.19)式は，検出器面上で原点(0, 0, $l+L$) を通る直線は等速度線に対応していることを示す。

(2)　電磁場形状と平面検出器の場合の誤差

先に求めた基本式は(3.20)式の$v_y(\tau_1)/v_0=qBl/mv_0\ll 1$ という条件のもとでの近似解である（τ_1は電磁場をぬける時間)。これは，この条件下では$\tau_1\approx l/v_0$，$\tau_2\approx(l+L)/v_0$となる（τ_2は検出器に達する時間）ことから分るように，z軸方向の速度が初期入射速度v_0をそのまま保っているという近似になっている。実際は図3.8に示すように，入射ビームは$q\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}$のローレンツ力を受けて，$z$軸方向には　$v_0\cos(qBt/m)$の速度で，電磁場をぬけていく。そのため，上の近似を用いた場合よりも，長い時間電磁場に粒子が存在することになっておりその時間は(付1.5)式より

$$\tau_1=\frac{m}{qB}\sin^{-1}\frac{qBl}{mv_0} \tag{3.21}$$

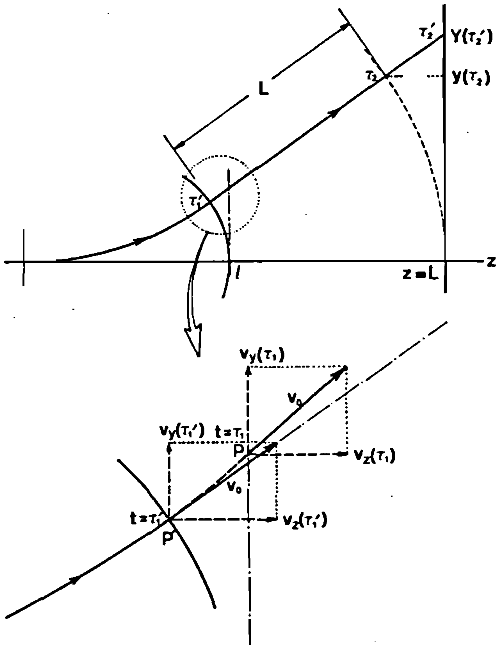


図3.8　磁場出口でのイオン軌道

と求められる。このような近似を用いなくてもよいようにするためにはどのような種類の粒子に対しても $t=\tau_1=l/v_0$ に電磁場をぬけでるように電磁場の形状を決めてやればよい。すなわち粒子は

$$0 \leqq t \leqq \frac{l}{v_0} \qquad (\text{電磁場内})$$

$$t > \frac{l}{v_0} \qquad (\text{電磁場外})$$

となれば，今までの議論は正しく成り立つ。$\tau_1' = l/v_0$ とすると，$t=\tau_1'$ のときの粒子の y-z 面内での位置P′は，

$$y(\tau_1') = \int_0^{\frac{l}{v_0}} v_y(t)\mathrm{d}t = \frac{mv_0}{qB}\left(1-\cos\frac{qBl}{mv_0}\right) \tag{3.22a}$$

$$z(\tau_1') = \int_0^{\frac{l}{v_0}} v_z(t)\mathrm{d}t = \frac{mv_0}{qB}\sin\frac{qBl}{mv_0} \tag{3.22b}$$

となり，

$$\frac{y(\tau_1')}{z(\tau_1')} = \tan\frac{qBl}{2mv_0} \tag{3.23a}$$

$$\left[1-\frac{qB}{mv_0}y(\tau_1')\right]^2 + \left[\frac{qB}{mv_0}z(\tau_1')\right]^2 = 1 \tag{3.23b}$$

と書き直せる。これより求める電磁場の形状を表わす方程式は

$$y^2+z^2-\frac{2yl}{\tan^{-1}\dfrac{y}{z}}=0 \tag{3.24}$$

と求められる。これは，z 軸近くを通過する粒子に対しては，$y/z \ll 1$ となり

$$y^2+z^2-lz=0 \tag{3.25}$$

と円形に近似できる(図3.9)。

このような電磁場形状を設定することにより新しい電磁場に対する粒子座標を X, Y, Z で表わす。電磁場を出る時間までの粒子の運動は正しく記述できた。ただし，検出器面に達する時間については $\tau_2 \approx \tau_1' + L/v_0$ の近似を用いている。上のような電磁場にした場合検出器到達時間 τ_2' は

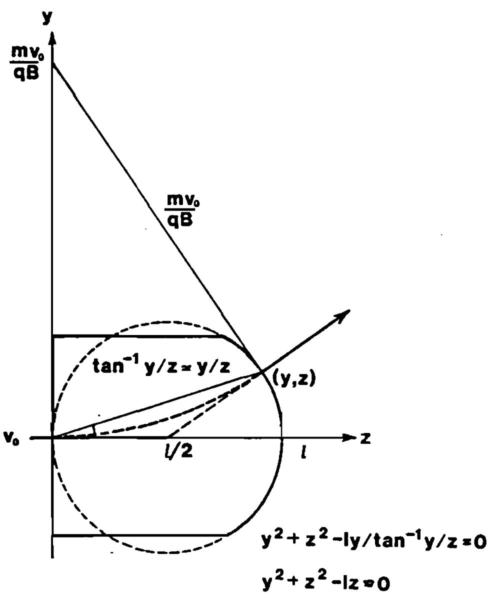


図3.9　磁極の形状

$$\tau_2' = \tau_1' + \frac{(l+L) - z(\tau_1')}{v_z(\tau_1')}$$

$$= \frac{l}{v_0} + \frac{l + L - \frac{mv_0}{qB}\sin\frac{qBl}{mv_0}}{v_0 \cos\frac{qBl}{mv_0}} \quad (3.26)$$

検出器面上での粒子の位置Q′のX-Y座標は(付1.9)式より

$$X(\tau_2') = X(\tau_1') + (\tau_2' - \tau_1')v_X(\tau_1')$$

$$= \frac{qEl}{mv_0^2}\left(\frac{l}{2} + \frac{l + L - \frac{mv_0}{qB}\sin\frac{qBl}{mv_0}}{\cos\frac{qBl}{mv_0}}\right) \quad (3.27a)$$

$$Y(\tau_2') = Y(\tau_1') + (\tau_2' - \tau_1')v_Y(\tau_1')$$

$$= \frac{mv_0}{qB}\left(1 - \cos\frac{qBl}{mv_0}\right) + \left[l + L - \frac{mv_0}{qB}\sin\frac{qBl}{mv_0}\right]\tan\frac{qBl}{mv_0} \quad (3.27b)$$

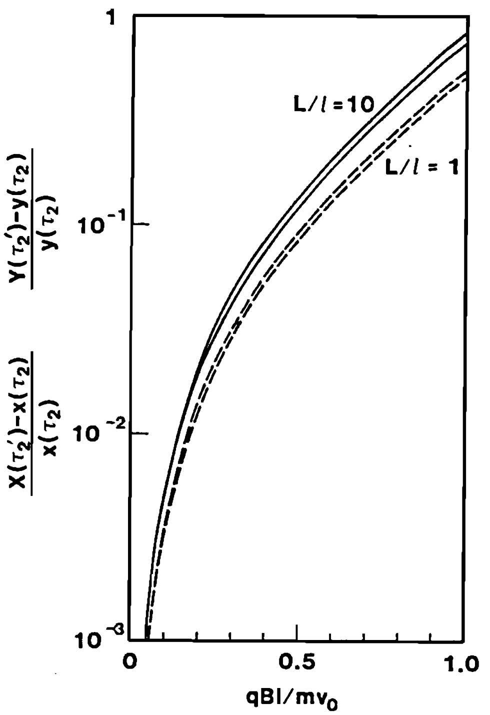


図3.10 平面検出器による粒子位置の誤差
(上はx，下はy方向)

と求められる。先に求めた基本式(3.16),(3.17)の位置(x, y)と上記の正確な位置(X, Y)を比較することにより，(x, y)の誤差を評価できる。図3.10にその誤差を示す。これによると平面検出器を用いても$qBl/mv_0 \leqq 0.2$の粒子に対しては0.1%以下の誤差であることが分り(3.16)，(3.17)式の妥当性が明らかになった。

(3) 分解能

分解能の評価を行う。(3.19)式より

$$v = \frac{y}{x}\frac{C_x}{C_y} \quad (3.28)$$

となり，速度分解能は

$$\left|\frac{\Delta v}{v}\right| = \left|\frac{x\Delta y - y\Delta x}{xy}\right| \leqq \frac{x|\Delta y| + y|\Delta x|}{xy} \quad (3.29)$$

と求められる。さらにイオン種分解能は(3.18)式

$$\frac{A}{Z} = \frac{eC_y^2}{m_P C_x}\frac{x}{y^2} \quad (3.30)$$

より

$$\left|\frac{\Delta(A/Z)}{A/Z}\right| = \left|\frac{y\Delta x - 2x\Delta y}{xy}\right|$$

$$\leqq \frac{y|\Delta x| + 2x|\Delta y|}{xy} \quad (3.31)$$

と得られる。$|\Delta x|$, $|\Delta y|$は主に有限径のピンホールによる広がりΔrに起因する。$|\Delta x| \sim |\Delta y| \sim \Delta r$とする。(3.29), (3.31) 式右辺の最大値を分解能とし，2つの分解能をそれぞれR_v, $R_{A/Z}$と定義すると，

$$R_v = \frac{x+y}{xy}\Delta r \quad (3.32)$$

$$R_{A/Z} = \frac{2x+y}{xy}\Delta r \quad (3.33)$$

となる。図3.11に検出器面上での分解能を示す。例として，$\Delta r = 0.01$cmの場合，$R_v < 0.01$の分解能が得られるのは図中の$R/\Delta r = 1$の実線より

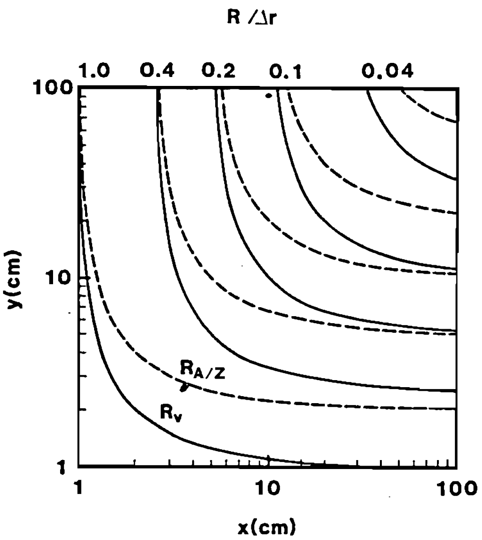


図3.11 検出器面上における速度とイオン種の分解能

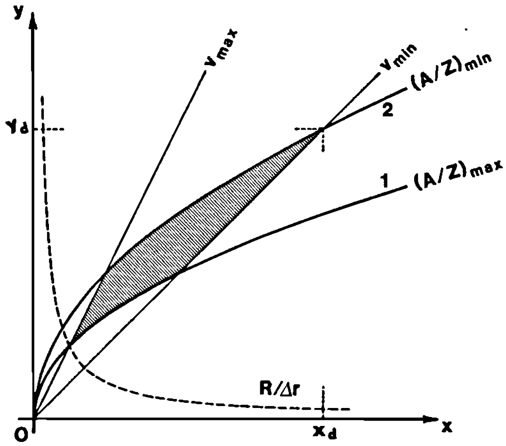


図3.12 検出器面上における測定可能領域

上の領域となる。

(4) ダイナミックレンジ

粒子速度 v_0, 粒子種 A/Z に対する測定可能範囲を

$$v_{min} \leqq v_0 \leqq v_{max},\ (A/Z)_{min} \leqq A/Z \leqq (A/Z)_{max}$$

とすると検出器面上では，粒子位置は図3.12の斜線部に入る。図中の破線は，必要最低分解能曲線で,これより上部の領域(I)では，分解能の条件は満たされる。斜線部はこの曲線より上部，さらに検出面の大きさ $x_d \times y_d$ 内 ($x \leqq x_d, y \leqq y_d$) にならなければならない。必要分解能を R_v^0, $R_{A/Z}^0$ とすると， この値の等分解能曲線はそれぞれ (3.32), (3.33) 式より

$$\frac{x+y}{xy} = \frac{R_v^0}{\Delta r},\quad \frac{2x+y}{xy} = \frac{R_{A/Z}^0}{\Delta r} \tag{3.34}$$

で表わされる。$R_v \leqq R_v^0$, $R_{A/Z} \leqq R_{A/Z}^0$ を満たす領域 I は

$$y \geqq \frac{kx}{\dfrac{R}{\Delta r}x-1} \tag{3.35}$$

となり，R, k は

(i) $R_{A/Z}^0 < R_v^0$ のとき

$$R = R_{A/Z}^0,\quad k=2$$

(ii) $R_v^0 \leqq R_{A/Z}^0 < 2R_v^0$ のとき

$$R = \begin{cases} R_v^0 \\ R_{A/Z}^0 \end{cases},$$

$$k = \begin{cases} 1 & \left(\dfrac{\Delta r}{R_v^0} < x < \dfrac{\Delta r}{2R_v^0 - R_{A/Z}^0}\right) \\ 2 & \left(x \geqq \dfrac{\Delta r}{2R_v^0 - R_{A/Z}^0}\right) \end{cases}$$

(iii) $R_{A/Z} \geqq 2R_v^0$ のとき

$$R = R_v^0,\quad k=1 \tag{3.36}$$

となる。

図より分るように v_{min}, $(A/Z)_{min}$ は，検出器の大きさできまる，つまり(3.19), (3.18)式より

$$v_{min} = \frac{y_d}{x_d} \cdot \frac{C_x}{C_y} \tag{3.37}$$

$$\left(\frac{A}{Z}\right)_{min} = \frac{x_d}{y_d^2}\ \frac{eC_y^2}{m_p C_x} \tag{3.38}$$

となる。また $(A/Z)_{max}$ が与えられると，*parabora 2* を表わす，

$$x = \left(\frac{A}{Z}\right)_{max} \frac{m_p C_x}{e C_y^2} y^2 \qquad (3.39)$$

と領域 I の境界線(3.35)式の交点 (x_1, y_1) が得られる。これより v_{max} は

$$v_{max} = \frac{C_x}{C_y}\frac{y_1}{x_1}$$

$$= \frac{C_x}{2C_y}\left[-k + \left(k^2 + \frac{R}{\Delta r}\frac{eC_y^2}{(A/Z)_{max} m_p C_x}\right)^{\frac{1}{2}}\right] \qquad (3.40)$$

と求められた。ダイナミックレンジを

$$D_v = \frac{v_{max}}{v_{min}}, \qquad (3.41)$$

$$D_{A/Z} = \frac{(A/Z)_{max}}{(A/Z)_{min}} \qquad (3.42)$$

と定義すると

$$D_v = \frac{1}{2}\left[-k + \left(k^2 + \frac{4R}{\Delta r D_{A/Z}}\frac{y_d^2}{x_d}\right)^{\frac{1}{2}}\right]\frac{x_d}{y_d} \qquad (3.43)$$

$$D_{A/Z} = \frac{(A/Z)_{max}}{\frac{x_d}{y_d^2}\frac{eC_y^2}{m_p C_x}} \qquad (3.44)$$

となる。D_v は検出器の大きさ (x_d, y_d) と分解能 $R(R_v, R_{A/Z})$ 及び $D_{A/Z}$ によってきまる。図3.13に D_v, $D_{A/Z}$, $R/\Delta r$, x_d, y_d の関係を示す。

3.3.2 設計

今までの解析をもとに本分析器を設計する。後に述べるように，対象としているプラズマを主として低 Z 値物質と考える。設計仕様を表3.1に示す。

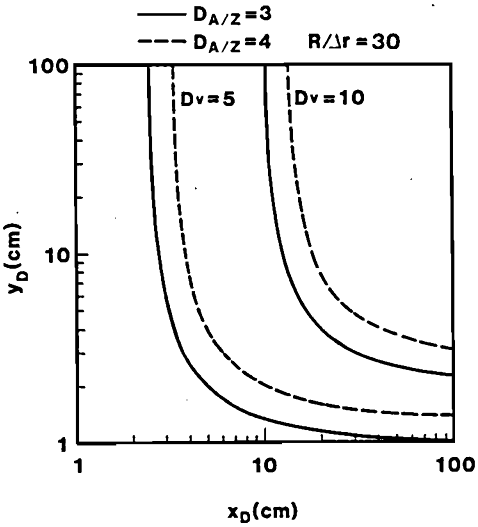


図3.13 分解能，ダイナミックレンジ，検出器面大きさの関係

表3.1 Thomson Parabola 分析器の設計仕様

(S.1)	Velocity Dynamic Range	D_v	10(R_v=0.15) 7(R_v=0.08) 5(R_v=0.05)
(S.2)	Ion Species Dynamic Range	$D_{A/Z}$	3
(S.3)	Velocity Resolution	R_v	0.05(D_v= 5) 0.08(D_v= 7) 0.15(D_v=10)
(S.4)	Ion Species Resolution	$R_{A/Z}$	0.05(D_v=5) 0.08(D_v=7) 0.15(D_v=10)
(S.5)	Size of Detector Surface	$x_d \times y_d$	200×200mm
(S.6)	Length of Spectrometer	L_s	< 250mm
(S.7)	Measurable Maximum Velocity	v_{max}	10^9 cm/sec

まず仕様(S・3), (S・4), 及び(3.36)式より

$$R=R_{A/Z}^{0}=0.15,\ k=2$$

またΔrは分析器の設置場所により異なるが50 μmとすると$R/\Delta r=30$となる。この値と，仕様(S.1), (S.2), (S.5), (S.6) を満たすべく，x_d, y_dを決めればよい。図3.13より著者は

$$x_d=12.5\text{cm},\ y_d=10\text{cm}$$

とした。

粒子が電場をぬける時のxの最大値をx_0とすると (付1.6a) 式より

$$x_0=\left[\frac{qE}{2m}\left(\frac{l}{v_0}\right)^2\right]_{\max} \tag{3.45}$$

となる。$f=x_0/l$ と定義すると

$$f=\left[\frac{q}{2mv_0^2}\right]_{\max}El \tag{3.46}$$

となり (3.5) 式を用いると，

$$x_d=(l+2L)f \tag{3.47}$$

の関係が得られる。

電極のギャップ長 g_Eはx_0に比べて大きくなければならない。今，

$$g_E \geqq x_0+0.5\ [\text{cm}] \tag{3.48}$$

をギャップ長の必要条件とする。また，電場の端でのもれ (端効果) を考慮した場合，電磁場の長さl は g_Eに比べ大きくなければならない。J. J. Thomsonの計算によると

$$f_E=\frac{g_E}{l}\leqq 0.6 \tag{3.49}$$

でなければならない[8]。(3.48), (3.49)式より

$$0.6\geqq f_E\geqq \frac{x_0+0.5}{l}=f+\frac{0.5}{l} \tag{3.50}$$

となり，(3.49) 式とともに(l, L)は

$$\frac{x_d}{l+2L}+\frac{0.5}{l}\leqq 0.6 \tag{3.51}$$

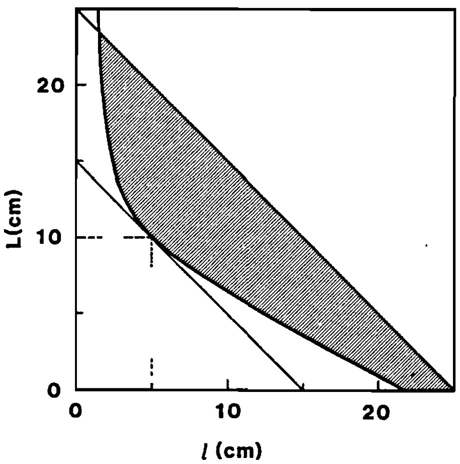


図3.14 電磁極長と極-検出器面間長の関係

を満たさねばならない。$x_d=12.5$(cm)の場合の(3.51)式，及び仕様 (S.6) を満たす 領域を図3.14に示す。この範囲内で$l+L$を最小限にする値を求めることにより，l, Lは決まる。

3.3.3 改良型Thomson parabola分析器とその性能

前節までの設計評価では分析器のz軸方向の大きさ$(l+L)$を最小(15cm)とすべく，基本寸法を決めた，その結果，

$$l=5\text{cm},\ L=10\text{cm},\ g_E=3\text{cm} \tag{3.52}$$

の値が得られた。しかしながら，この寸法で設計を進めると，真空容器内に電極をおさめ，さらにその外に磁極を配置すると，磁極間隔g_Bは〜6 cmにもなり，$l=5$ cmなので$f_B=g_B/l_B>1$になり，一様な磁場が得られなく，粒子軌道誤差が生じるうえに真空中磁路が長くなり磁場生成電磁石が大がかりになってしまう。

著者はこのような問題点を解決すべく以下のような改良を行った。

原理をふり返って$E/\!/B$であるので$E\times B$といったEとBとの相互作用は生じないでqEと$qv\times B$の力による運動は互いに独立である。そのため電場と磁場の場所を別々に分けても全く問題はない。そのようにすることによって，上の問題は解決される。つまり，粒子はまず磁場

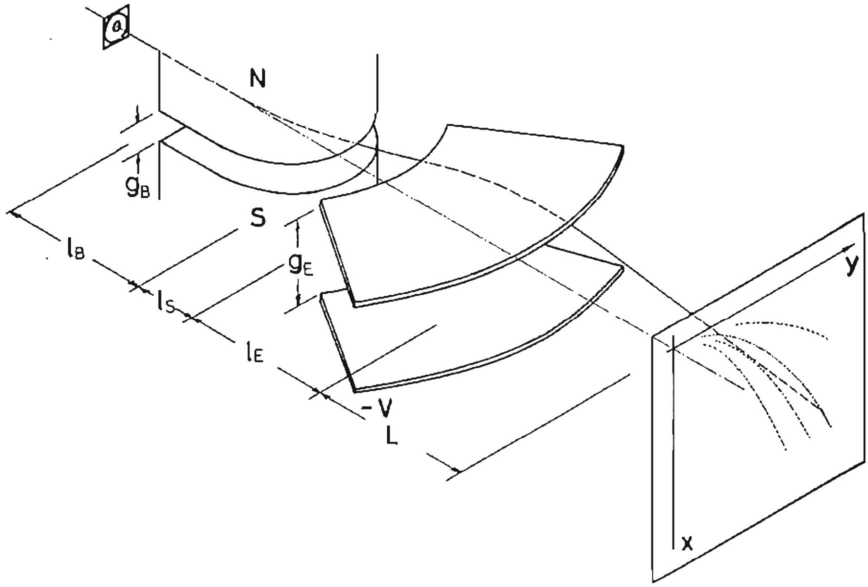


図3.15 改良型 Thomson Parabola 分析器の構造

表3.2 改良型 Thomson parabola 分析器の諸元

Length of electrodes in z direction	l_E	50mm
Length of magnetic pole pieces in z direction	l_B	50 mm
Space between electrode and magnetic pole piece	l_S	35 mm
Length of flight pass	L	100 mm
Gap length of electrodes	g_E	30 mm
Gap length of magnetic pole pieces	g_B	15 mm
Maximum electric field	E_{max}	2.5×10^5 V/m
Maximum magnetic flux density	B_{max}	2000 Gauss
Diameter of entrance pinhole	p	100 μm

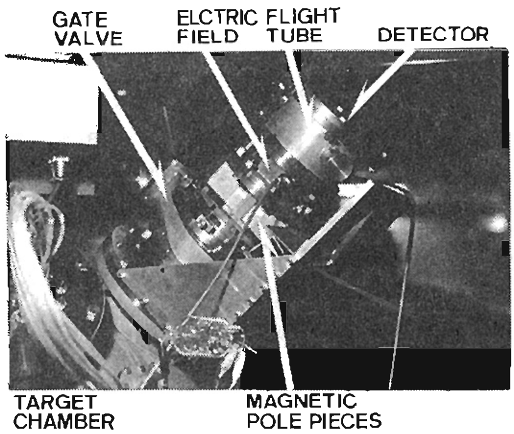


図3.16 Thomson parabola 分析器の概観

に入りy-z面内で曲げられ，磁場をぬけたあと電場に入る。この様子を図3.15に示した。この逆も考えられるが，技術的に困難なことは磁力線を考えれば明らかである。

さて，以上のようにした場合の場の形状を考えてみる。まず

$t=0$ ：粒子が磁場に入る。

$t=\tau_{B0}$：粒子が磁場を出る。

$t=\tau_{EI}$：粒子が電場に入る。

$t=\tau_{E0}$：粒子が電場を出る。

とする。この場合，検出器面上では

$$x(\tau_d)=\frac{qE}{mv_0^2}\,l_E\left(\frac{l_E}{2}+L\right) \qquad (3.53)$$

$$y(\tau_d)=\frac{qB}{mv_0}\,l_B\left(\frac{l_B}{2}+l_S+l_E+L\right) \qquad (3.54)$$

となる(付録1.2参照)。これはやはり放物線を表わし，先に求めた基本式(3.16)，(3.17)と比較すると，xについてはlをl_E，yについては，lをl_B，Lをl_S+l_E+Lとおきかえたものになっているだけで，定数C_x，C_yが変わるだけで本質的な違いは全くない。

著者は，このような改良を行うことにより，先の仕様を満たす本分析器を製作した。表3.2に改良型Thomson parabora 分析器の基本寸法を示す。図3.16は分析器の外観を示す。

3.4 まとめ

レーザー生成プラズマ高速イオン測定のための計測器として，charge collectorとThomson parabola 分析器を製作した。charge collectorでは2次電子を抑圧できる構造とした。Thomson parabora分析器は一様な磁場を得るため，電場と磁場の分離構造とすることによって，総長25cmの小型分析器で速度ダイナミックレンジ10が得られた。このときの速度分解能は$\Delta v/v=0.15$，イオン種分解能は$\Delta(A/Z)/(A/Z)=0.15$，イオン種ダイナミックレンジは3である。

第3章の参考文献

1) R. L. Fleischer, P. B. Price and R. M. Walker: *"Nuclear Tracks in Solids"* (Univ. of California Press, Berkeley, 1975).
2) K. Siegbaln: *"αβγ Ray Spectroscopy"* (north-Holland, New York, 5th, 1979).
3) J. J. Thomson: Phil. Mag. (6), **21,** 225 (1911).
4) G. L. Cano: J. Appl. Phys., **44,** 5293 (1973).
5) J. A. Simpson: Rev. Sci. Instrum., **32,** 1283 (1961).
6) J. S. Pearlman: Rev. Sci. Instrum., **48,** 1064 (1977).
7) T. Ozaki, S. Miyamoto, A. Yoshinouchi, K. Imasaki, K. Nishihara, S. Higaki, S. Nakai, and C. Yamanaka: Tech. Rep. Osaka University, **34,** 75 (1984).
8) 菊池正士他："核実験装置II" 共立出版.

第4章　レーザー生成多種高速プラズマイオンの加速機構と速度分布

4.1 序　論

レーザー核融合達成のために必要なレーザーエネルギーの高吸収率，高輸送効率そして燃料の高圧縮効率といった一連の条件にあって，高エネルギーイオンは有用な役割をなさない。吸収されたレーザーエネルギーの大部分は結局，イオンの熱エネルギー$E=mv^2/2$に変換される。ここでmは平均イオン速度vでアブレートするイオンの全質量である。ペレットへ伝わる運動量は$2E/v$で与えられる。レーザーエネルギーは最後には燃料圧縮に使われるのであるから，熱エネルギーを運動エネルギーに変換したイオンの噴き出しにより，ペレット壁（プッシャー）に最大の運動量を与えねばならない。レーザーエネルギーEを一定とした場合，速度が小さく，アブレーション質量が大きいほど運動量への変換は増える。低速度での多くの質量のアブレーション，すなわち低い運動エネルギーを持つ，より多くのイオンが効率的なペレット圧縮に有効になる。

高エネルギーイオンの質量の全噴き出し質量に対する割合は小さいが，そのエネルギーの全エネルギーに対する割合は大きい。このような高エネルギーイオンはほとんどが低密度領域で生成される。この領域では吸収レーザーエネルギーの一部はイオンの膨張エネルギーに変換される。高エネルギーイオンの生成に用いられるエネルギーはアブレーション面に輸送されないので，高エネルギーイオンは吸収エネルギーの重要な損失機構と考えられる。よってこのような高エネルギーイオンはペレット圧縮には有効に寄与しないと考えられる。

このような背景から高速イオンの速度分布及びその加速機構を明らかにすることが重要となる。とくに，高効率ペレットアブレーターは多層構造となり，発生するプラズマイオンも多種に及ぶため多種イオンの加速機構の解明が必要となってくる。

本章では，まずレーザー生成プラズマイオン速度分布及び，この加速機構に関する研究に先立ちレーザー生成プラズマイオンの加速機構について一般的に考えられているものについて述べる。次に先に述べたチャージコレクターを用いて測定したレーザー生成プラズマイオンの速度分布に関する実験結果について述べたあと，一次元のプラズマ膨張の解析解より得られる分布と対比し，分布の持つ意味，さらにチャージコレクターにより求めた分布の妥当性，この計測器のレーザー生成プラズマ測定への適応範囲を明らかにする。

Charge collector を用いたTOF（Time of Flight）法は，イオン速度分布を得るのに最も簡単な方法であるが，そのデータからそれぞれのイオン種に対する速度分布を得ることは困難である。

本章後半では，まずレーザー生成ポリエチレンプラズマイオンのイオン種別速度分布計測及びその結果について述べる。次に著者が開発した多種イオン，非中性，等温，球対称，2温度の効果を含むプラズマ膨張ダイナミックスコードについて述べる。さらにこのコードによる計算機シミュレーションの結果，及び実験結果との対比検討により多種プラズマイオンの加速機構を解明する。

4.2 高速イオンの加速機構

高エネルギーイオンの加速に関しては主に自己生成磁場，Ponderomotive 力，プラズマ圧力の3つの機構が考えられてきた。自己生成磁場はレーザープラズマ相互作用の物理においても重要であるが，高エネルギーイオンに対する効果はそれほど大きいとは考えられていない。

Ponderomotive 力 は高エネルギーイオンの加速機構として初めに考えられたものであるが，その重要度が評価されるまでにはまだ，より詳細な理論研究が必要である。最も有力なものはプラズマ圧力である。現在での実験及び理論的検証によるとレーザープラズマはこの機構が特に重要になる条件になっている。実際，本章の研究でも高レーザー強度時，高温電子の圧力勾配ができて発生したと考えられる高エネルギーイオンの分布が観測されていることが示される。

4.2.1 磁場

レーザー生成プラズマ中で発生する磁場[1~3]は重要な物理であると考えられている。その発生の機構についても多くが発表されているが[1,4,5]，最も重要なものの一つは非一様プラズマ中での電子圧力により生じる電流により発生するというものである[1]。つまり $\nabla n_e \times \nabla T_e$ で表わされる。ここで n_e，T_e はそれぞれ電子密度， 温度である。ここではイオン加速への磁場の直接的な効果のみを考える。密度勾配に影響する電子熱輸送の低下のような間接的効果は考えない。吸収領域で発生し，外へ流れる磁場は $\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B}$ 力により低密度プラズマの加速を引き起す。ここで $\boldsymbol{J}$ はプラズマ電流である。この可能性についての理論的評価が行われており[6]，$\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B}$ の力は磁場圧力 $B^2/2\mu_0$ に依存すると考えられている。そこで $\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B}$ 力がプラズマ圧力勾配と同程度になるとピンチ効果と同様に相互作用領域からの加速が重要になってくると考えられる。プラズマと磁場の圧力比

$$\beta=\frac{3}{2}k_B(n_e T_e+n_i T_i)/(B^2/2\mu_0) \tag{4.1}$$

が $\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B}$ 力の効果の大きさを示す。磁場圧力は一般にプラズマ圧力より小さいけれども，低密度プラズマの領域では $\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B}$ 力は重要になってくると考えられる。$\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B}$ あるいは $\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}$ ドリフト[7] によるイオン軌道のゆがみも高エネルギーイオン輻射の角度分布に影響を与える。

4.2.2 Ponderomotive 力

高エネルギーイオンを説明するのにレーザープラズマ相互作用と関連して最初に述べられたのは Ponderomotive 力である。 入射レーザー光電磁場中での単一電子に働く時間平均した Lorentz力により Ponderomotive 力

$$\boldsymbol{f}_{pe}=-\frac{2\pi e^2}{m_e\omega_0^2}\nabla\frac{|\boldsymbol{E}_0|^2}{8\pi} \tag{4.2}$$

を生じる。ここで ω_0 はレーザー周波数，$|\boldsymbol{E}_0|$ は電場の大きさである。密度勾配上で電子が $\boldsymbol{f}_{pe}$ に応答すると，それらは $\boldsymbol{f}_{pe}-e\boldsymbol{E}_s=0$ となるような電荷分離による電場 $\boldsymbol{E}_s$ を作る。そこでイオンは単一イオンに働く Ponderomotive 力が

$$\boldsymbol{f}_{pi}=-\frac{2\pi Z e^2}{m_e\omega_0^2}\nabla\frac{|\boldsymbol{E}_0|^2}{8\pi} \tag{4.3}$$

となるような力 $Ze\boldsymbol{E}_s$ を感じる。 Ponderomotive 力により生成される高エネルギーイオン数やエネルギー分布の解析は参考文献８，９に報告されている。しかしながら，加速場の空間，時間分布がまだ明確に分かっていないので，Ponderomotive 力が高エネルギーイオンの生成に大きく寄与しているかどうかは結論が出ていない[10]。

4.2.3 Plasma 圧力

高強度照射時，強い電場を生成する重要な機構は，プラズマ圧力自身である。密度勾配があると，高温電子はイオンからはなれようとする。しかし電子の膨張はイオン-電子分離によって作られる自己生成電場によっておさえられる。言い換えると，この電場は両極性膨張を生じるようにイオンを加速する。もう少し定量的に言うと電子圧力 p_e は自己生成電場 $\boldsymbol{E}$ と次のように平衡を保たなければならない。

$$en_e\boldsymbol{E}=-\nabla p_e \tag{4.4}$$

ここで，$p_e=n_e k_B T_e$ で n_e，T_e はそれぞれ電子密度，温度である。よって大きい密度勾配によりイオンを高エネルギーに加速できる強電場が生じることになる。高温電子の温度が低密度領域でほとんど一定と仮定すると (4.4) 式は

$$en_e E \simeq -k_B T_e \nabla n_e \qquad (4.5)$$

となる。これは高い電子温度，大きい密度勾配により強電場を生じることを表わしている。実験結果や理論計算でもレーザー照射強度の大きい場合にはこのようなプラズマができることが示されている。

(1)　電子温度

まず低密度領域での電子温度を制御する吸収と熱輸送機構についてみてみる。吸収機構は電子エネルギー分布の初期形状を決め，熱輸送機構は吸収領域からの熱流出つまり加熱効率を決定する。レーザー照射強度が大きい場合は熱輸送に関する古典理論の仮定は無効となる。実際加熱電子の衝突平均自由行程は，密度勾配スケール長を超えている。吸収領域からの電子熱輸送の上限は，熱束が吸収レーザー光束Qと平衡するという仮定，つまり

$$Q = f n_e m_e v_e^3 \qquad (4.6)$$

より得られる。ここで，$v_e = (2k_B T_e/m_e)^{1/2}$，$n_e$は電子密度，$f$はflux制限因子と呼ばれている。$n_e \simeq n_c$ (cut off密度)，$f \simeq 1$の場合(4.6)式はいわゆるfree streaming の場合の値となる。しかし熱輸送に関する実験はエネルギー束はそのfree streaming の値より小さいことを示している。つまり$f<1$とする方が，実験値とよく一致する。いくつかの理論モデルがflux制限を説明するため報告されている。イオン波により，生成される静電場の強い変動に伴うイオン音波の乱れは，電子による熱輸送を抑制する[14~17]。イオンの乱流はまた共鳴点付近でのレーザーエネルギー吸収機構と考えられる。電子乱流や自己生成磁場[18,6]も熱伝導を抑制する。flux制限の全要因により吸収エネルギーが有効に輸送されないので吸収領域の温度は増加する。

以上の議論の場合電子は共鳴密度付近の領域で加熱され，熱流束は$f<1$と制限されている。(4.6)式の見方を変えてみる。$f=1$と仮定して総電子のαだけ加熱されると考える。これは，(4.6)式を$n_e = \alpha n_e$，$\alpha<1$，$f=1$としたものに対応できる。高温電子の数の低減は共鳴領域での電子エネルギー分布の高エネルギー領域のすそと関連している[20]。共鳴吸収[21] はこのような高エネルギー電子を生成し，照射強度の大きい場合重要な役目になっていることも数値シミュレーションで観測されているが[22,23] 他の吸収機構をも考えると，共鳴吸収が全吸収エネルギーを説明するに充分とは考えられない。電子温度の評価は連続X線計測で行うことができる。後述するように得られたX線スペクトルは照射強度が大きい場合少なくとも異なる2つのエネルギーの群に対応する2温度を示している。この温度は空間的にも時間的にも積分されたものであり，瞬時の局所温度はさらに高く，実際色々な理論モデルによって高い電子温度が示されている。

まとめると現在のところレーザーエネルギーは低減した高エネルギー電子によって吸収される($\alpha<1$)のか，温度はflux制限により増大する($f<1$)のかは明らかでない。どちらにしても高温電子は吸収領域に存し，高照射強度の場合エネルギーは効率よく高密度側へ輸送されない。

(2)　密度勾配

強電場を得るためのもう一つの条件は大きい密度勾配があることである。プローブビーム計測により1.06μm，10.6μm レーザー照射時の密度形状は測られている。短レーザーパルスの場合，密度形状はレーザー照射の間は，イオンの膨張速度で決まる勾配を持つと考えられる。しかし照射強度が大きい場合，入射レーザーのエネルギー密度がプラズマの熱エネルギーと同程度になり，(4.3)式のPonderomotive 力により密度形状が変調をうける。10.6μm レーザーでの密度形状の急勾配は共鳴点近傍で観測されている[25,26]。 共鳴密度領域でこのような勾配は自由膨張プラズマで予想されるものよりかなり短かくレーザーの輻射圧力に関連している[27,28]。このような形状の急勾配化はエネルギー吸収輸送に影響を与える[19]。一例としてこのような効果は共鳴吸収を促す一方，小勾配を要求するParametric過程による吸収を抑制する。輻射

圧力はほとんど共鳴密度(n_c)領域に働き，その結果n_c以上$0.1\,n_c$以下の形状スケール長はn_cでのものより長くなる。

4.3 高速イオン速度分布の計測と結果

ターゲット照射実験は大阪大学レーザー核融合研究センターの激光Ⅳ号を用いて行った。激光Ⅳ号は，一様照射圧縮実験用4ビーム高出力ガラスレーザーシステムである。システムの詳細は参考文献(29)に報告されてある。

高エネルギーイオンに関する実験は実際の圧縮実験に対応して球状ターゲット(ペレット)を用いて行った。ペレットは直径150μm，肉厚2μmのガラスマイクロバルーン（以下GMBと略す）に，D_2あるいはDTガスを封入したものである。レーザー及びその集光条件を表4.1に示す。

表4.1 レーザー生成高速イオン測定の実験条件

Laser	Wavelength	1.05μm
	Beam Number	4
	Pulse Width	40～100psec (FWHM)
	Energy	1−300 J
Irradiation	Direction	Tetrahedrally
	F-number of Focusing Lens	1.5
	Focusable Spot Size	30 μm
	Focusing Position	$z/R=-3.0$
Target	Material	
	Glass Microballoon (GMB)	
	CH_2 coated GMB	
	Diameter	150±10μm
	Thickness	2±0.3μm

イオン計測は先に述べた charge collector を用いて行った。発生するイオンを空間的に一様にすべく，照射条件（集光及びエネルギーバランス）に留意したが，有限ビーム数では発生する高エネルギーイオンに空間分布をもつことがフィルム検出器で確められている[30]。またチャージコレクターで求めた速度分布にも空間依存があることが参考文献(31)に明らかにされている。本論文ではイオン速度分布のレーザー強度依存性を調べることを主目的として観測点を1カ所に固定した。レーザー強度は集光条件，及びレーザーパルス幅を一定にしてレーザー出力エネルギーを調整した。さらにイオン計測はポテンシャルの乱れ，真空度が重要であるため

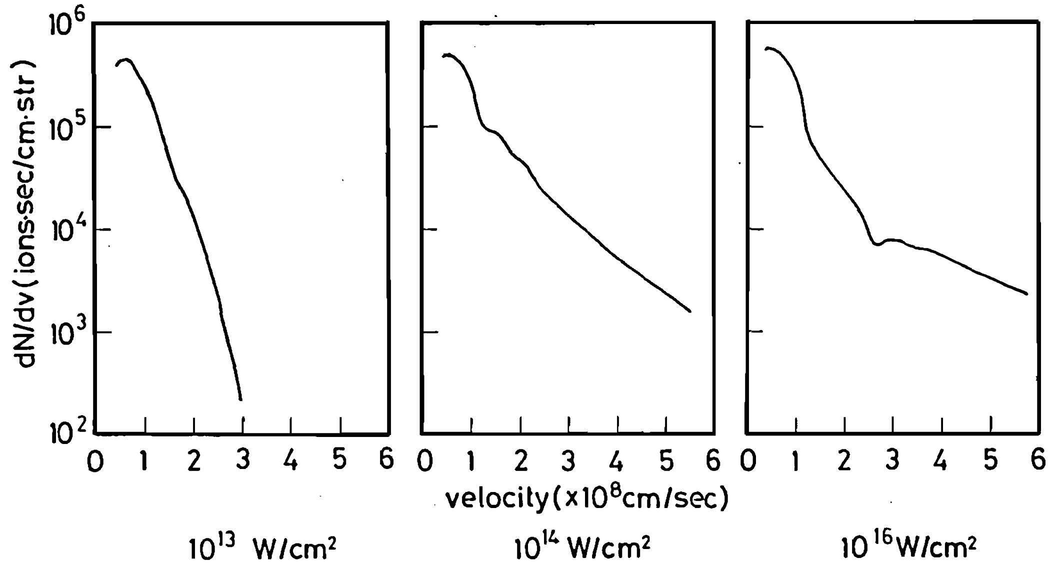


図4.1 高速イオン分布のレーザー強度依存

他の計測器との併用をさけた。得られた結果を図4.1に示す。分布を求めるに際し，イオンの電荷数 Z を SiO_2 の完全電離を仮定し $Z=10$ とした。図より明らかなようにレーザー強度の増大とともに，分布の裾が伸びてきていることが分る。さらに 10^{15} W/cm² 以上になると裾が持ち上がってくる。この閾い値強度は SiO_2 の場合 3×10^{14} W/cm² である。これらより分布は主に5つの成分より構成されているとみられる(図4.2)。領域0は，レーザー照射後さらに圧縮終了後の残存が多く含まれているため，物理的解釈は容易でない上に相互作用として意味は少ないと考えられる。領域Ⅳは charge collector ではX線などによる電子輻射あるいは高エネルギー電子の影響のため正確な測定は行えない。後の分析器計測にゆずる。Ⅰ～Ⅳの構造についての物理的情報を考察すべく，プラズマ膨張のダイナミックスについて次節にて検討する。

4.4 自己相似解によるプラズマ膨張ダイナミックスの解析

4.1.1 モデルと流体方程式

質量 m_i，密度 n_i，電荷数 Z，速度 v_i のイオンは連続の式，運動の式

$$\frac{\partial}{\partial t}n_i+\frac{\partial}{\partial x}n_i v_i=0 \tag{4.7}$$

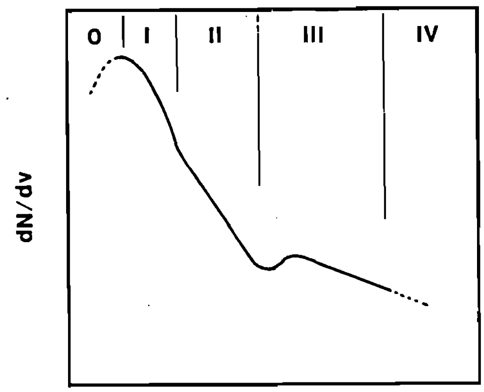


図4.2 レーザー生成プラズマイオン速度分布の構造 0～Ⅳの成分から構成されている。

$$m_i n_i \frac{\partial}{\partial t}v_i+m_i n_i v_i \frac{\partial}{\partial x}v_i = -Zen_i\frac{\partial}{\partial x}\phi \tag{4.8}$$

を満足する。ここで ϕ は両極性ポテンシャル，e は電子電荷量である。ただし衝突の項は無視されている。電子温度は充分高いので電子一イオン衝突は無視できる。またイオン温度は電子温度に比べ低いので，イオン圧力の項も無視できる。電子に対する運動の方程式は電子圧力 p_e と両極性電場との平衡

$$0\simeq en_e\frac{\partial}{\partial x}\phi-\frac{\partial}{\partial x}p_e \tag{4.9}$$

で表される。ここで

$$p_e=n_e k_B T_e \tag{4.10}$$

n_e，T_e は電子密度と温度，k_B はボルツマン定数である。いま密度の勾配のスケール長が電子 Debye 長に比べ充分大きい場合は両極性ポテンシャルに対する Poisson の式は準電荷中性条件

$$\nabla^2\phi=n_e e-n_i Ze=0 \tag{4.11}$$

でおきかえることができる。さらに状態方程式 $p_e V^{\gamma}=\mathrm{const.}$ より

$$\frac{1}{p_e}\left(\frac{\partial}{\partial t}p_e+v_i\frac{\partial}{\partial x}p_e\right)+\frac{\gamma}{V}\left(\frac{\partial}{\partial t}V+v_i\frac{\partial}{\partial x}V\right)=0 \tag{4.12}$$

となる。ここで $V=(m_e n_e)^{-1}$，γ は比熱比，m_e は電子質量である。

以上の式をまとめると

$$\frac{\partial}{\partial t}n_i+\frac{\partial}{\partial x}n_i v_i=0 \tag{4.13}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}v_i+v_i\frac{\partial}{\partial x}v_i=-\frac{Ze}{m_i}\frac{\partial}{\partial x}\phi \tag{4.14}$$

$$\frac{1}{p_e}\left(\frac{\partial}{\partial t}p_e+v_i\frac{\partial}{\partial x}p_e\right)-\frac{\gamma}{n_e}\left(\frac{\partial}{\partial t}n_e+v_i\frac{\partial}{\partial x}n_e\right)=0 \tag{4.15}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}\phi = \frac{1}{e n_e}\frac{\partial}{\partial x}p_e \tag{4.16}$$

$$p_e = n_e k_B T_e \tag{4.17}$$

$$n_e = Z n_i \tag{4.18}$$

となる。

4.4.2 自己相似解

(4.13)～(4.18) 式を満足する n_i, v_i, ϕ, T_e についての自己相似解は $\xi = x/t$, とすると，付録3 に示すように，

$$\frac{n_i}{n_{i0}} = \begin{cases} \exp\left(-\dfrac{\xi}{c_s}\right) & (\gamma=1) \\ \left(1+\dfrac{\gamma-1}{\gamma+1}\dfrac{\xi}{c_{s0}}\right)^{\frac{2}{\gamma-1}} & (\gamma\neq1) \end{cases} \tag{4.19}$$

$$v_i = 1 + \frac{2}{\gamma+1}\frac{\xi}{c_{s0}} \tag{4.20}$$

$$\frac{e\phi}{k_0 T_{e0}} = \begin{cases} \dfrac{\xi}{c_{s0}} & (\gamma=1) \\ \dfrac{\gamma}{\gamma-1}\left\{\left(1-\dfrac{\gamma-1}{\gamma+1}\dfrac{\xi}{c_{s0}}\right)^2 - 1\right\} & (\gamma\neq1) \end{cases} \tag{4.21}$$

$$\frac{T_e}{T_{e0}} = \left(1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1}\frac{\xi}{c_{s0}}\right)^2 \tag{4.22}$$

となる。ここで

$$c_s = \left(\frac{\gamma Z k_B T_e}{m_i}\right),\quad c_{s0} = \left(\frac{Z k_B T_{e0}}{m_i}\right)^{\frac{1}{2}}$$

で，T_{e0} は $t=0$ での T_e である。

図4.3 に n_i/n_{i0}, v_i/c_{s0}, $e\phi/k_B T_{e0}$ の ξ/c_{s0} に対する関係を $\gamma=1$, $\frac{5}{3}$ の場合について示す。

4.4.3 2電子温度プラズマ膨張

4.2でも述べたように照射レーザー強度が増大すると，生成プラズマは異なる温度をもつ2つの電子群に分れることが示されている。このように2つの温度 T_c, T_h をもつプラズマの膨

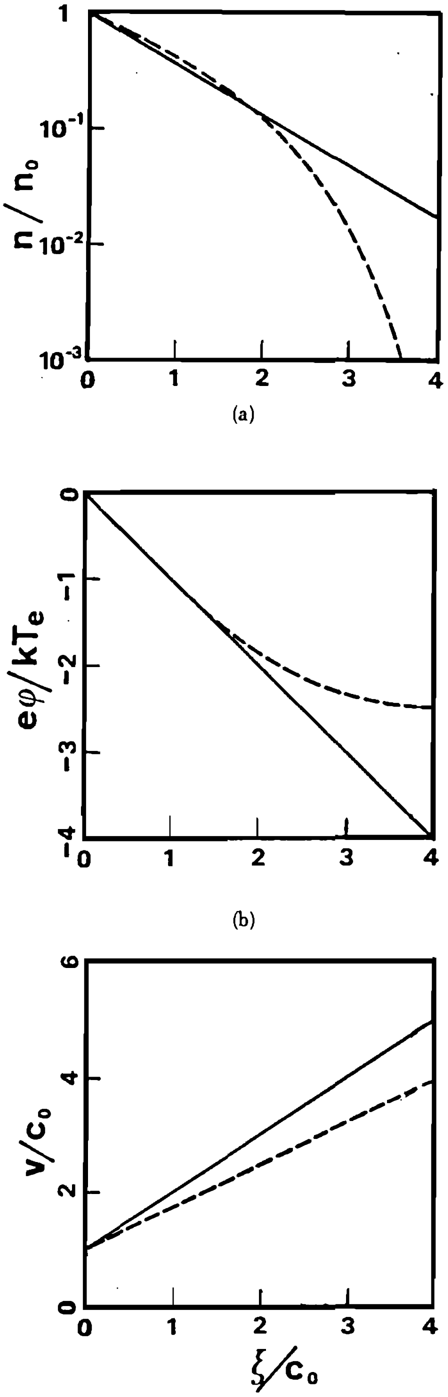


図4.3 自己相例解（1電子温度）によるプラズマ膨張のダイナミックス
(a) イオン密度，(b) ポテンシャル，(c) イオン速度
実線は等温膨張($\gamma=1$)，破線は断熱膨張($\gamma=5/3$)。

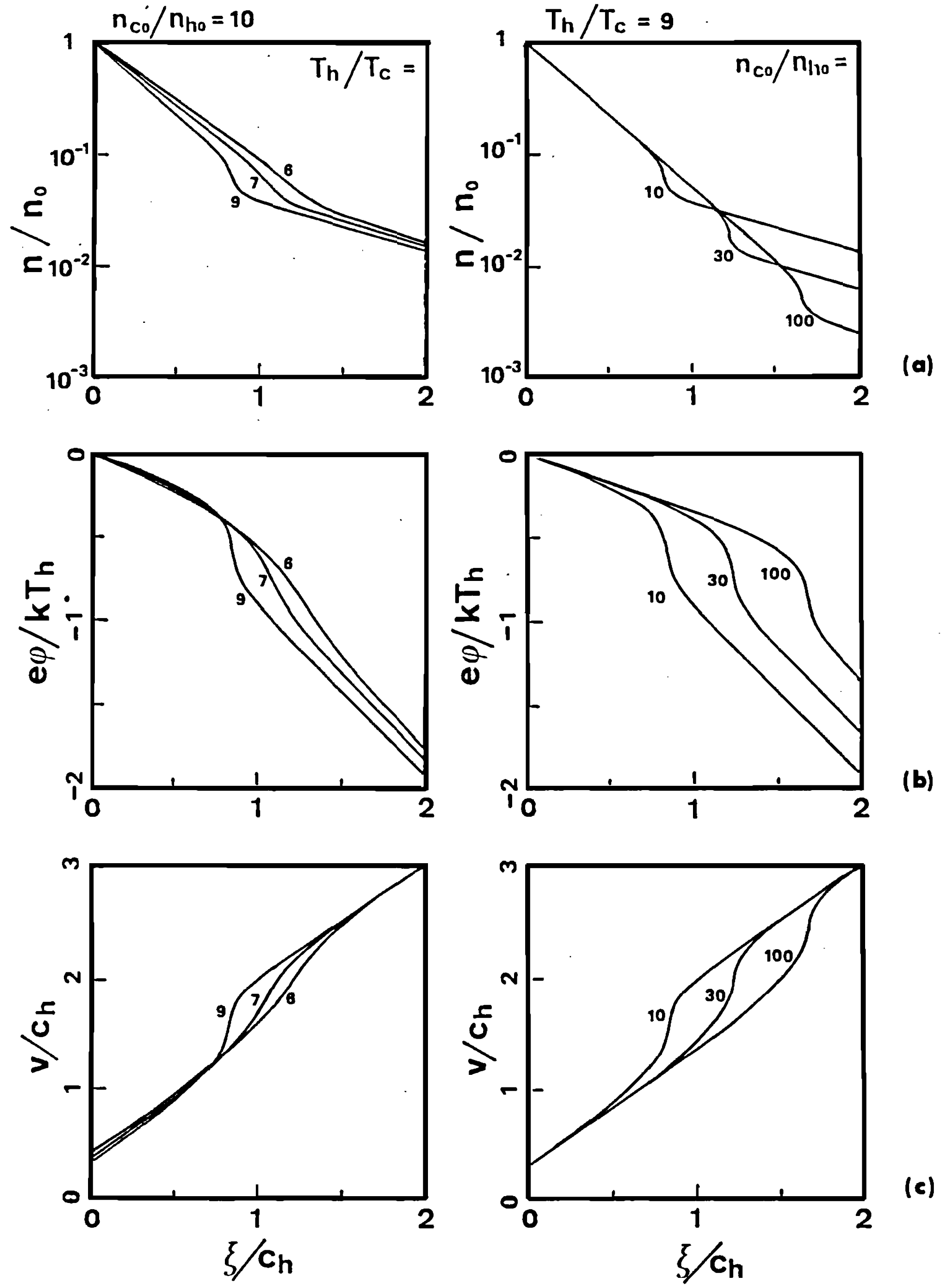


図4.4　自己相似解（2電子温度）によるプラズマ膨張のダイナミックス
(a)イオン密度，(b)ポテンシャル，(c)イオン速度

張はL. M. Wicken[32] らによって計算されている。ここではその解析について述べ，次節の分布の解析に導くことにする，基本流体方程式は1温度の場合と同様に(4.13)，(4.14)，(4.16)(4.18) で，さらに電子分布にボルツマン分布(これは前節の式からも導かれる) と中性条件を仮定すると

$$n_e = n_c + n_h = n_{c0}\, e^{\frac{e\phi}{k_B T_c}} + n_{h0}\, e^{\frac{e\phi}{k_B T_h}} \quad (4.23)$$

となる。ここで n_c，n_h は温度 T_c，T_h の電子密度である。同様に $\xi = x/t$ とし，自己相似解を求めることができる。付録4 にその導出を示す。その結果は

$$\frac{n_i}{n_{i0}} = \frac{u+1}{\alpha+1}\left(\frac{u}{\alpha}\right)^{\frac{1}{\beta-1}} \quad (4.24)$$

$$\frac{v_i}{c_h} = \frac{\xi}{c_h} + \left(\frac{u+1}{\alpha u+1}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.25)$$

$$\frac{e\phi}{k_B T_h} = \frac{1}{\beta-1}\ln\frac{u}{\alpha} \quad (4.26)$$

となる。ここで

$$u = \frac{n_c}{n_h}, \quad \alpha = \frac{n_{c0}}{n_{h0}}, \quad \beta = \frac{T_h}{T_c},$$

$$c_h = \left(\frac{Z k_B T_h}{m_i}\right)^{\frac{1}{2}}$$

である。また，

$$\xi = -\frac{c_h}{\beta-1}\Bigg[(\beta-1)\left(\frac{1}{w} - \frac{1}{w_0}\right) + \ln\frac{(w-1)(w_0+1)}{(w+1)(w_0-1)} - \sqrt{\beta}\,\ln\frac{(w-\sqrt{\beta})(w_0+\sqrt{\beta})}{(w+\sqrt{\beta})(w_0-\sqrt{\beta})}\Bigg] \quad (4.27)$$

により，u と ξ が関連づけられる。ここで，

$$w = \left(\frac{\beta u+1}{u+1}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad w_0 = \left(\frac{\beta\alpha+1}{\alpha+1}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.28)$$

である。図4.4に，n_i/n_{i0}，v_i/c_h，$e\phi/k_B T_h$ と ξ/c_h の関係を示す。また，付録3 に示すように，本解析解は

$$\beta < 5 + \sqrt{24}$$

の範囲に限り意味を持つ[33]。

4.5 解析解によるイオン速度分布と実験結果との対比

前節で求めたプラズマ膨張の解析解をもとにイオン速度分布を求める。プラズマ膨張の終了時間を $t = t_0$ とすると，図4.5に示すように速度 $v_i \sim v_i + \Delta v_i$ のイオンの数 ΔN は

$$\Delta N = A\, n_i(x,\ t_0)\,\Delta x$$

となる。ここで A は平面プラズマの面積である。これより速度分布は

$$\frac{\Delta N}{\Delta v_i} = \frac{A\, n_i(x,\ t_0)\, t_0\, \Delta\xi}{\Delta v_i} \quad (4.29)$$

と求められる。$\Delta N/\Delta v_i$ を $A\, t_0$ で規格化すると

$$\frac{1}{A\, t_0}\frac{dN}{dv_i} = n_i(x,\ t_0)\,\frac{\partial\xi}{\partial v_i} \quad (4.30)$$

となる。まず1電子温度プラズマの場合(4.20)式より

$$\frac{1}{A\, t_0}\frac{dN}{dv_i} = \begin{cases} n_i(x,\ t_0) & (\gamma=1) \\ \dfrac{\gamma+1}{2} n_i(x,\ t_0) & (\gamma\neq 1) \end{cases} \quad (4.31)$$

と $n_i(x,\ t_0)$ に比例することが分る。(4.19) 式

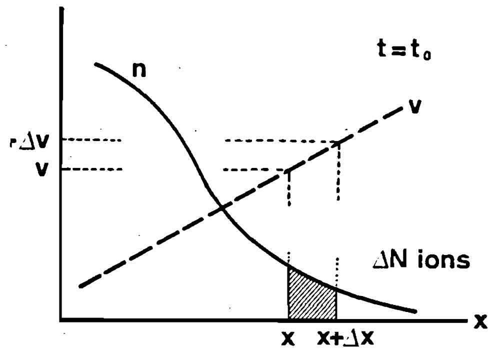


図4.5 膨張プラズマのイオン数

を代入して

$$\frac{1}{A t_0}\frac{dN}{dv_i}=\begin{cases}\exp\left(-\dfrac{v_i-c_{s0}}{c_{s0}}\right) & (\gamma=1)\\ \dfrac{\gamma+1}{2}\left(1-\dfrac{\gamma-1}{\gamma+1}\dfrac{v_i-c_{s0}}{c_{s0}}\right)^{\frac{2}{\gamma-1}} & (\gamma\neq1)\end{cases} \tag{4.32}$$

と dN/dv_i と v_i の関係が得られた(図3.6)。また2電子温度の場合も同様に(4.56)式より得られる

$$\frac{dv_i}{d\xi}=1+\frac{c_h}{2}\left(\frac{u+1}{\beta u+1}\right)^{-\frac{1}{2}}\frac{1-\beta}{(\beta u+1)^2}\;\frac{du}{d\xi} \tag{4.33}$$

に，(付4.19)式を代入したものと,(付4.18)式を(付4.20)式に代入することにより，dN/dv_i は求まる。以上より得られた速度分布を図4.7 に示す。図4.6, 4.7から明らかなように，図4.2の領域Ⅰは断熱膨張Ⅱは等温膨張で説明でき，図4.2の直線部分の傾きは $-1/c_{s0}$ に対応し，電子温度 T_e の情報をもつことが分る。同様に図4.2の領域ⅡとⅢの傾きはそれぞれ T_c，T_h の情報をもつと考えられる。

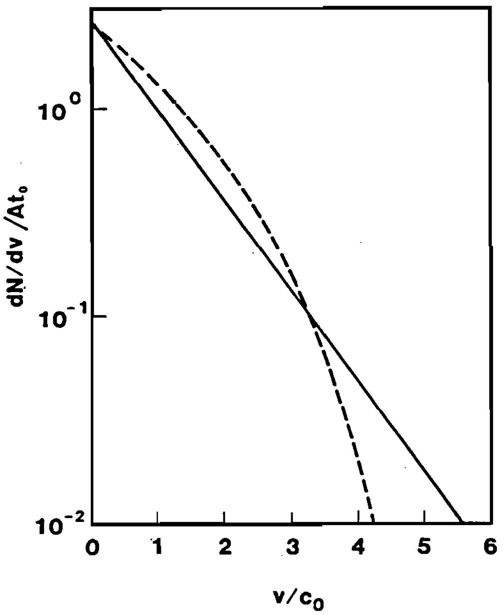
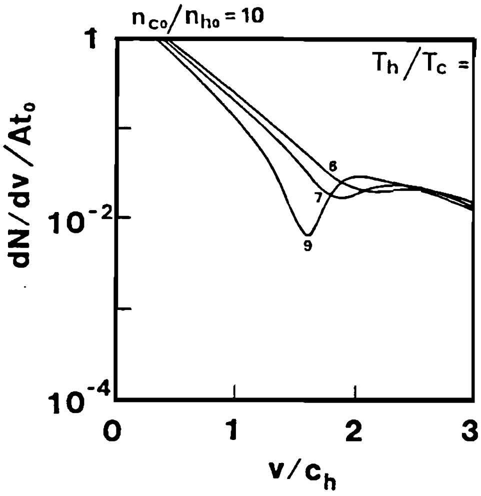


図4.6　自己相似解(2電子温度)によるイオン速度分布
—— 等温膨張，…… 断熱膨張



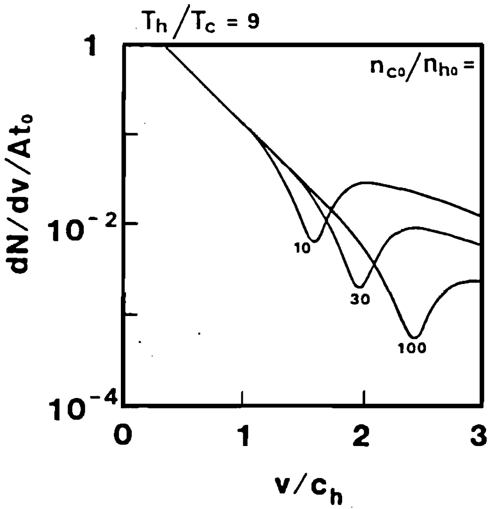


図4.7　自己相似解(2電子温度)によるイオン速度分布

4.6 Charge Collectorによるイオン速度分布測定の限界

前節まででは，チャージコレクターを用いてレーザー生成プラズマのイオン速度分布のレーザー強度依存性を調べ，その結果強度により異なる構造を示すことが明らかになった。この構造を説明するため，一次元プラズマの膨張の自己相似解を求めた。解析解より得られた分布と実験結果との対比により各分布はその典型的な形状に電子温度情報をもつことが明らかになった。しかしながら本計測では

• 全イオンが平均 Z 値をもつと仮定した分布

しか得られていない。

- 図 4.2 領域Ⅳの情報が得られない。

また本解析解は

- 分布内の微細なこぶ構造は説明できない。
- $T_h/T_c<5+\sqrt{24}$ の範囲でのみしかし物理的意味のある解をもたない。
- 単一イオンのふるまいを記述している。

実際，ICF でのレーザー光強度領域では，電子温度が大きく，$T_h/T_c>5+\sqrt{24}$ となる。またアブレーターが複雑になると，多種イオンの挙動も重要になってくる。これらの点に留意して研究を次節に進めていった。

4.7 多種プラズマイオンに関する研究

Charge collector を用いたTOF(Time of Flight) 法は，イオン速度分布を得るのに最も簡単な方法であるが，そのデータからそれぞれのイオン種に対する速度分布を得ることは困難である。多種イオンを含むコロナプラズマからのイオンのエネルギー分布の最初の測定は Decoste ら[34,35]やJoshi[36] によってそれぞれ独自に分析器を用いて行われた。他種イオン膨張や電荷の非中性の効果を含まないGurevich[37] や Wickens ら[32] の理論計算ではDecoste らの得たエネルギー分布を説明することはできない。Decoste らは，彼らの結果を説明するために2種類のイオンを含む一次元両極性プラズマ膨張のモデルを作った。その計算結果によると，CH_2 ターゲットの場合，H^+ イオンとC^{6+}イオン比はイオンエネルギーの増加とともに増えて実験で得られたエネルギー分布と定性的に一致している。さらに彼らはC^{6+} とH^+の両方に対して加速時間と加速電場が等しくなるように高速 H^+ イオンの膨張が電界強度を減ずる機構の存在を示唆した。しかしながら，彼らの計算はエネルギー分布に含まれる多くのピークや，多種イオンの加速機構については一部しか説明できていない。Widner ら[39]やCrow ら[38] は単一イオンプラズマ膨張に対して電荷分離効果の研究を行ったが，多種イオンプラズマに対する電荷分離効果は充分理解されていない。

本章後半ではまずレーザー生成ポリエチレンプラズマイオンのイオン種別速度分布計測，及びその結果について述べる。次に著者が開発した多種イオン，非中性，等温，球対称膨張，2温度の効果を含む，プラズマ膨張ダイナミックスコードについて，さらにこのコードによる計算機シミュレーションの結果，実験結果との対比，検討について述べる。

4.8 多種プラズマイオン速度分布計測と結果

イオン種ごとの速度分布を得るために，第3章で述べた広ダイナミックレンジ Thomson Parabola分析器[40] を用いた。検出器としてはセルロースナイトレートフィルム(Kodak CA 80-15)[41] を用いた。放物線上の等速度線 v と $v+\Delta v$ の間のイオントラック数ΔNより$\Delta N/\Delta v$ が求められ，イオン種ごとの速度分布 ($\Delta N/\Delta v$ vs. v) が得られる。

図 4.8 に得られたイオントラックによる放物線跡を示す。激光Ⅳ号ガラスレーザー装置を用い，パルス幅40psec，エネルギー102J の波長 1.05 μm レーザーを一様に照射した。ターゲットは 6 μm ポリエチレンコートのガラスマイクロバルーンである。図 4.9 にイオントラックの拡大写真を示す。照射レーザー強度は10^{16} W/cm^2 にもなるが，イオンが高速（$>10^8$ cm/sec）にま

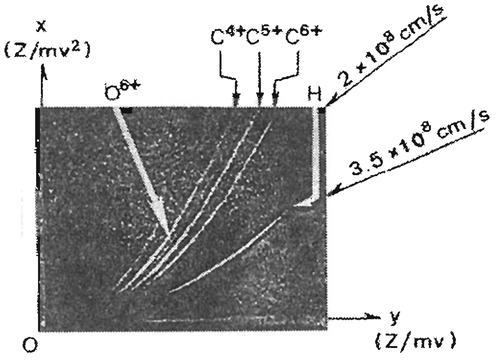


図4.8 6 μm 厚ポリエチレンコートGMBターゲットからの膨張プラズマイオンのThomson Parabola トレース。
ターゲット直径：100μm，照射レーザー強度：10^{16} W/cm^2，パルス幅40psec，ターゲット入射ピンホール間距離：74cm。

で加速される時間に比べ，ペレット殻の剥離が充分長い時間となるようにコート厚を決定した。C^{+6}，C^{+5}，C^{+4}，C^{+3}，H^{+} の放物線跡が観測され，また O^{+6} が C^{+5} と C^{+4} の間に表われた。別の実験ショットにより O^{+6} イオンはGMBからではなく，$(CH_2)_n$ コート層に含まれる不純物より発生したものであることが確認されている。この線跡群から上記方法により求められた速度分布を図4.10に示す。図4.8と4.10から以下の点が明らかとなった。

(1) C^{+6}，C^{+5}，C^{+4}，C^{+3} の速度分布は互いに相似している。

(2) 炭素イオンとプロトンの分布にうねりがある。

(3) プロトンの分布には dN/dv が約 $\frac{1}{2}$ の範囲にわたって，棚構造がある。

(4) 炭素イオンとプロトンの分布は急峻カットが，それぞれ $v \simeq 3.2\times10^8$ cm/sec，$v \simeq 6.2\times10^8$ cm/sec のところにある。

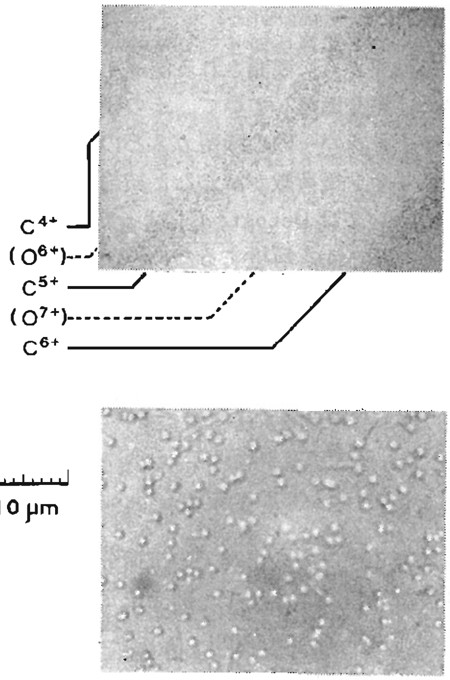


図4.9　ニトロセルロースフィルム上のイオン跡

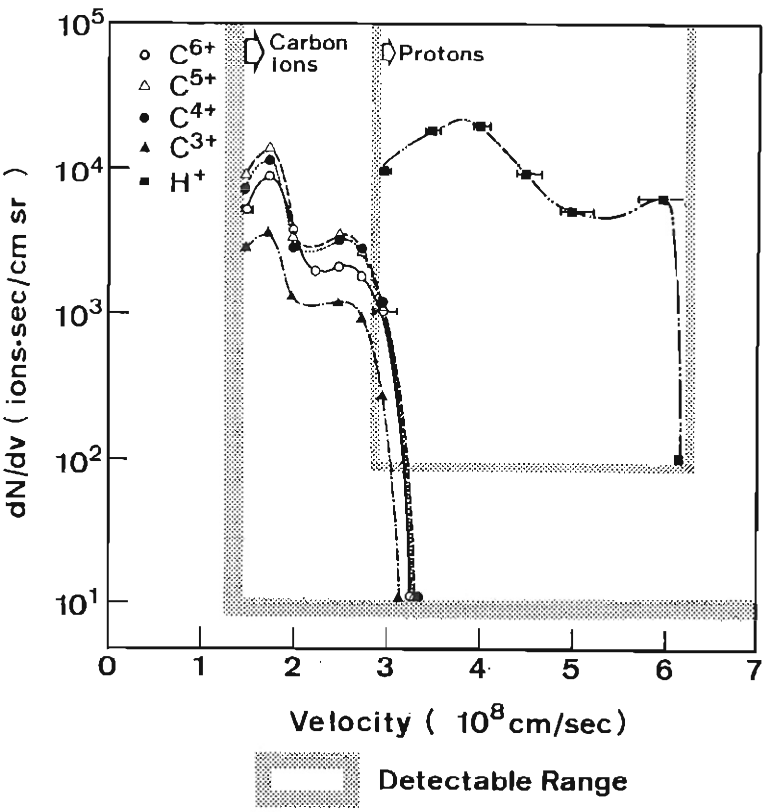


図4.10　図4.8より解析した高速イオンの速度分布。点線は検出器フィルムの感度と s/n 比によって制限される範囲を示す。

(1)の結果から，観測される高速イオンは，加速時には完全電離していて，その後再結合[42),43)]や真空チャンバー内の残留ガスとの電荷交換[44)]によりイオン電荷数が減じたと結論できる。(1),(2)についてはDecosteらによっても観測されている。(2)〜(4)を解析するために，計算機コード"EMI"[45)]を開発した。次節で本コードを用いたシミュレーション結果について述べる。

4.9 多種プラズマイオンの膨張シミュレーション

4.9.1 モデルと基本式

膨張イオンでの先端での電荷分離は，イオン速度分布の高エネルギー部を決定する重要な役目をする[46,47)]。Widnerら[39)]は電荷中性を仮定しないEulerianシミュレーションにより，単一イオン種の加速について研究をし，膨張先端部で密度分布にもり上りのあることを示した。先端部での同じようなイオン密度分布はPearmanら[48)]によっても解析解より得られた。一方Crowら[38)]はLagrangeシミュレーションによりプラズマ膨張の研究を行い，イオン密度分布のもり上りを得ている。しかし，彼らの結果ではそのもり上りは膨張とともに減衰している(参考文献38の図4参照)。これは彼らが用いたLagrange計算機コードの特性によるものと考えられる。つまりLagrangeコードをこのような膨張プラズマに適用すると，膨張先端付近の計算機メッシュが急速に大きくなり，膨張の間正確な数値が得られなくなる。参考文献38の図4と6から得られた膨張イオンの最大速度は，密度のこぶの後方のくぼみにあるイオンによって与えられているようである。これらの計算は一温度で単一イオン種プラズマの膨張範囲に限られており，速度分布も示されていない。

Pearlmanらは観測されたイオンに対し，速度の上限があることを示した。また彼らは非中性静電シースや共鳴密度点での，すその切られたnon-Maxwellianの電子速度分布がこのようなイオン速度の制限に関連しているであろうと指摘した。このようなすそ切りは，共鳴吸収に伴うとされている波崩壊機構に起因すると考えられる。彼らが観測したレーザー生成$(CH_2)_n$プラズマ中のイオンの上限速度から，彼らは原因として後者の方が支配的と結論した。しかしながら，中心となるプラズマイオン種はC^{6+}と仮定し電子温度はcharge collector信号より求めている。さらにレーザー強度は$10^{14}/cm^2$でこの領域では共鳴吸収は少なく，波崩壊は起りえない。

先に述べた著者の行った実験では，プロトンの上限速度は炭素イオンのそれの2倍であった。プロトンの速度分布を含む著者の実験結果は，上記研究の範囲では充分に解釈できない。

実験により得られたイオン速度分布の構造を説明するために，著者はプラズマ膨張をシミュレートするEulerianコードEMIを開発した。Lagrangeコードは，異なるイオン種に対するメッシュが交錯するので多種イオンのプラズマには適用できない。

コードEMIによりイオンに対する流体モデルと，低温及び高温電子の両方に対するBoltzmann分布を用いて球対称，多種イオンのプラズマ膨張をシミュレートした。電荷の非中性は考慮されてある。レーザー生成プラズマは，エネルギー源を持っているので，等温膨張モデルが妥当な近似である。解析的に解かれている方程式は以下のようなものである。連続の式

$$\frac{\partial n_j}{\partial t}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2 n_j v_j)=0\,, \tag{4.34}$$

運動方程式

$$m_j\left[\frac{\partial v_j}{\partial t}+v_j\frac{\partial v_j}{\partial r}\right]=-Z_j e\frac{\partial \phi}{\partial r}\,, \tag{4.35}$$

Poissonの式

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left[r^2\frac{\partial \phi}{\partial r}\right]=e\left[n_e-\sum_j Z_j n_j\right]\,, \tag{4.36}$$

そして電子密度分布

$$n_e=n_c+n_h=n_{c0}\exp\left[\frac{e\phi}{kT_c}\right]+n_{h0}\exp\left[\frac{e\phi}{kT_h}\right] \tag{4.37}$$

ここで，j はイオン種に対応し，n_j，v_j，m_j，Z_j はそれぞれイオン j の密度，速度，質量，電荷数である，ϕ は静電ポテンシャル，n_e，n_c，n_h は全電子密度，温度 T_c の低温電子密度，温度 T_h の高温電子密度で，k_B は Boltzmann 定数である。実際のプラズマを本コードでは，プラズマ球として近似している。初期イオン密度形状はスケール長 L のすそをひく，一定密度球と仮定した。すなわち

$$n_j(0,r)=\begin{cases} n_{j0}\,, & r\leq r_s \\ n_{j0}\exp\left[-\dfrac{r-r_s}{L}\right], & r\geq r_s\,. \end{cases} \tag{4.38}$$

ポテンシャルは，擾乱のない球内部のプラズマは中性であるのでそこで 0 とした。速度とポテンシャルに対する初期条件，境界条件は

$$v_j(0,r)=0\,, \tag{4.39}$$

$$\phi(0,r_1)=0\,, \tag{4.40}$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial r}\Big|_{r=r_1}=\frac{\partial\phi}{\partial r}\Big|_{r=r_2}=0\,,\quad r_1\leq r\leq r_2\,. \tag{4.41}$$

である。計算の空間範囲を r_1 と r_2 の間とした。

4.9.2 多種イオンの加速機構

いま実験との対比のためポリエチレンターゲットを考え，イオン種をプロトンと炭素イオンとし，それぞれ $j=1,2$ と対応づける。ペレットにコートしてある実際の重合エチレン中では，水素原子と炭素原子の密度比が約1.3～1.5であることが調べられているので，本シミュレーションでは H^+ と C^{6+} の初期密度比を 1.3 と仮定した。また $Z_1=1$，$Z_2=6$ とした。初期イオン密度形がスケール長 L のすそを引くことは，イオン先端に非常に密度の低い背景があることを意味する。これはイオンの先端が進行する前に源のプラズマからの高温電子あるいはX線の輻射により，真空チャンバー内の残留ガス分子をイオン化しているので，実際の実験条件に対して良い近似となる。スケール長 L は 60 λ_D とした。ここで，λ_D は共鳴密度での Debye 長である。高温電子温度 T_h は約10 keV としたが，これは，X線測定により得られた実験値である。r_s は 2550 λ_D としたが，これは実験に用いたペレット半径 60 μm に対応している。しかしながら r_s は膨張の構造に大きな影響を与えるものではないことが分っている。計算領域境界 r_1 と r_2 はそれぞれ 2000 λ_D, 10550 λ_D とした。

図4.11に膨張ポリエチレンプラズマのイオン密度形状の計算結果を示す。τ は ω_{pi}^{-1} により，規格化された時間である。ω_{pi}は，共鳴密度でのプロトンに対するイオンプラズマ周波数であ

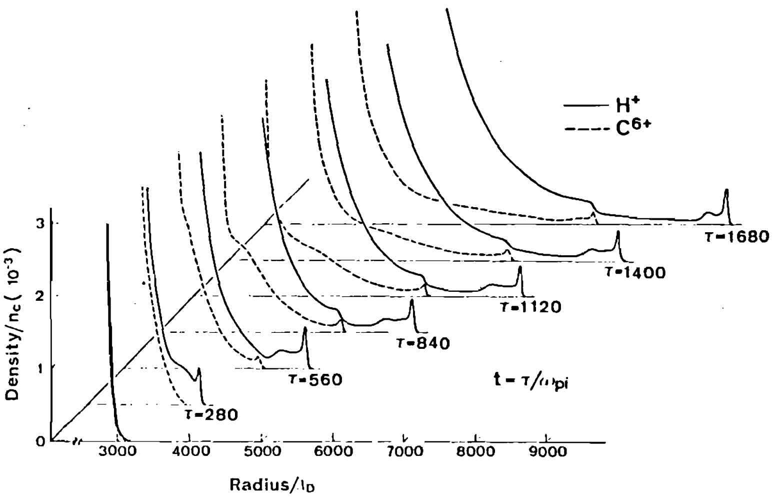


図4.11 H^+ と C^{6+} イオン膨張の計算機シミュレーション結果。
モデルは等温膨張と 2 温度の Boltzmann 分布 ($T_h/T_c=20$, $n_c/n_h=70$) を仮定している。

る。縦軸中の n_c は 1.05μm レーザーに対する共鳴密度である。T_h/T_c, n_c/n_h はそれぞれ20, 70とした。イオン先端よりも，後方の部分には準中性プラズマが存在し，この領域での曲線は自己相似解の指数関数的形状に似ていることが分る。図4.11におけるイオン密度形状の時間経過をみると，プロトンは炭素イオンよりも，より効果的に加速されていることが分る。これは電荷数と質量の比 Z/M が，H^+ は C^{6+} の2倍であることから容易に考えられる。当然プロトンの膨張先端は炭素イオンの膨張先端より外へずれている。プロトンと炭素イオンの膨張先端の得られた密度形状はともに Widner や Pearlman らが見出したものと類似している。しかしながら大変興味深いことにプロトンの形状には先端の真後に第2のこぶが，さらに炭素イオン先端ののところに第3のこぶがある。低密度背景イオンはイオン先端が到達すればすぐに加速相に入り，イオン先端頭部を拡散させている。

高速イオン（$>10^8$ cm/sec）の特質を決める過程を理解するためレーザーパルスのおわりの $t=1680\,\omega_{pi}^{-1}$ でのイオン速度，イオン密度，ポテンシャルの形状の詳細を図4.12に示す。高速プラズマイオン速度分布はその後の膨張時も近似的に保持される。なぜならばプラズマの流れは超音速であるので，源であるプラズマからの電子供給が急速に減じたならば，最終イオン速度に影響を与えることはできない。各イオン種先端付近でポテンシャルが急激に変化して，電荷の中性が崩壊していることが分る。プロトンと炭素イオンに対しそれぞれ最大速度が存在する。プロトンの最大速度は，プロトンの先端頭部からではなく，炭素イオンの先端頭部付近で加速されたあと図4.12の領域Bを走るイオンによって決っている。これは**4.11**節でも述べるように先行プロトン先端での電界よりも後方炭素イオン先端の電界の方が大きく，この付近で効果的な加速が行われているためである。最大速度を持つ炭素イオンはDから先端頭部の広い領域に存在している。ここで次の点に注意しなければならない，計算結果は電子に対するBoltzmann分布に基づいている。Boltzmannの関係式は，イオン速度が電子の熱速度と同程度になるまで近似的に有効である。しかし源プラズマの共鳴密度領域で発生した高温電子のように，単一方向に流れる電子が，ポテンシャル壁より低いエネルギーを持つならば反射される。そこで電子を捕獲するポテンシャルくぼみの領域が加速路にできた時，実際の電子密度はBoltzmann 分布より得られる値よりも小さくなる。これらの点からこの分布は正確ではない。しかしながら著者の得たポテンシャル曲線は，深さがそこでのポテンシャルのわずか15%程度のくぼみが加速路の一部にあるだけである。また衝突の効果が上の変形を緩和する。これらの点及び後述する実験結果とシミュレーション結果との一致か

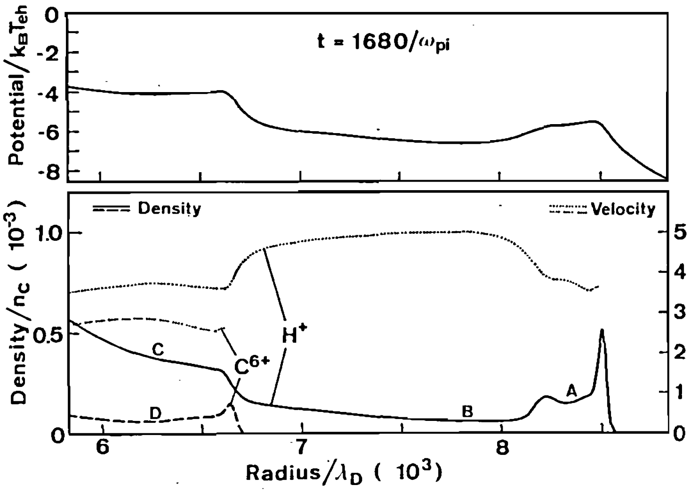


図4.12　イオン膨張先端付近のイオン密度，速度，静電ポテンシャルの分布（$t=1680\,\omega_{pi}^{-1}$）

らもこのようなnon-Boltzmann効果は，今の場合影響はないと考えられる。

$\omega_{pi}t=10\sim100$ の膨張の初期段階での密度形状速度分布を詳細にみると，このような構造はすでにこの段階で図4.12と同じような形となってあらわれている。高密度領域の密度形状は自己相似解と一致しており，速度分布でも2電子温度の自己相似解に関係した速度こぶが表われている。本計算機コードの適性を確認するために，単一イオン種プラズマの膨張のシミュレーションを一次元で実行した。この計算の結果，初期のプラズマ膨張の構造は，初期境界条件に依存するが，そのあと最大イオン速度は時間とともに対数的に増加し，これはCrowの結果と同じ $\omega_{pi}t$ の範囲では類似している。相異は最大速度の対数時間図での傾きが小さいことである(4.11節参照)。これらの点から得られた先端の速度密度構造は本Eulerianコードによる計算の誤差によるものでないと考えられる。

高速イオンに最大速度が存在する原因としては他にnon-Maxwellian電子密度分布が考えられる。共鳴電場は有限の幅と波崩壊からきまる。このような有限の振幅を持っているため，熱電子が共鳴電場から得ることのできるエネルギーには最大値がある。高温電子の最大エネルギーの存在[22),49),50)] はイオン先端速度を抑制する可能性がある。しかしながら，どのような電子分布に対しても膨張先端の構造により最大の速度が存在する。

4.9.3 イオン速度分布シミュレーション

図4.11の結果より，次のようにイオン速度分布を求めた(図4.5参照)。源プラズマから充分に離れた位置で検出すれば，イオン密度 $n_j(t_0, r)$，速度 $v_j(t_0, r)$ (ここで t_0 はレーザーパルス幅)の値が得られる。r と $r+\Delta r$ の値のイオン数 ΔN は

$$\Delta N=4\pi r^2\Delta r n_j(t_0,r)\,. \qquad (4.42)$$

となる。そこで速度分布は次のように得られる。

$$\frac{\Delta N}{\Delta v}=4\pi r^2 n_j(t_0,r)\frac{\Delta r}{\Delta v}\,, \qquad (4.43)$$

$$v=v_j(t_0,r)\,. \qquad (4.44)$$

図4.13にこの方法により計算した速度分布を示す。

$t_0=1680\,\omega_{pi}^{-1}$ で，これは図4.11の40psecレーザーパルス幅に対応している。A, B, C, Dは図4.12と同じ記号のイオンからの寄与になっている。図中の■，○はプロトンと炭素イオンに対する実験値に対応している。炭素イオンは $C^{6+}\sim C^{3+}$ を加算したものである。シミュレーション結果は実験結果を大変よく説明できており特に両イオンの分布中のこぶ，急峻な切り落ち，プロトン分布中の棚構造が説明できている。こぶE, Fは前でも述べたWickenの報告にもある，2電子温度の効果による。さらに図4.13の計算速度分布に表われるこぶ，特にA, B, Cの存在を仮定すると，速度分布はTOFのスペクトルに書き直せる。すべてのイオン種を加算するとcharge collectorの電流信号が得られる(図4.14)。計算により求めた電流信号は，上で述べたそれぞれのこぶに対応するいくつかのピークを持っている。全体的な波形は同じ実験条件のもとで得られた波形と非常によく一致している(図4.15)。

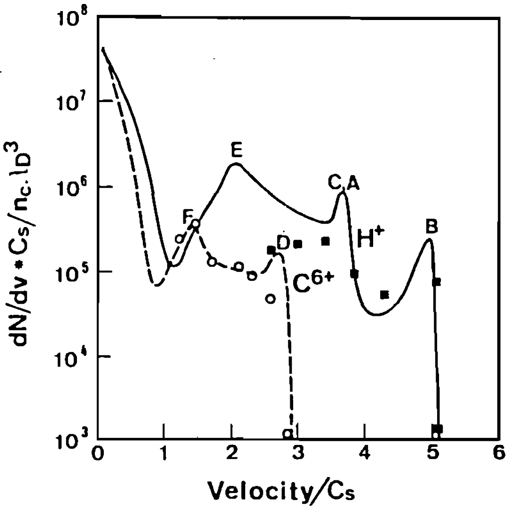


図4.13　速度分布の計算結果(図4.11より)と実験結果 炭素イオン数は $C^{6+}\sim C^{3+}$ イオンを加算したものである。

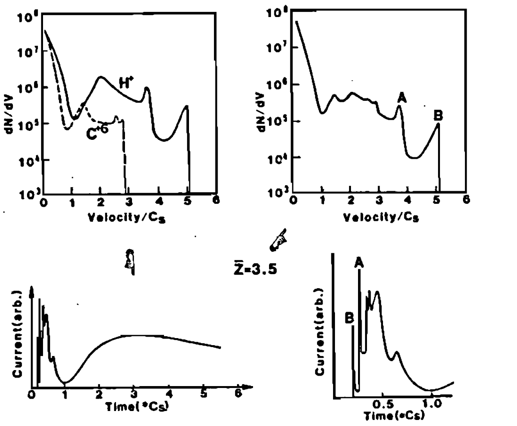


図4.14　多種イオン速度分布-TOF電流波形-平均イオン速度分布の導出。

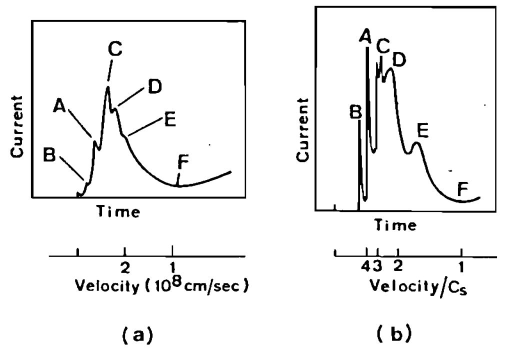


図4.15　Charge Corector電流波形の実験結果とシミュレーション結果。

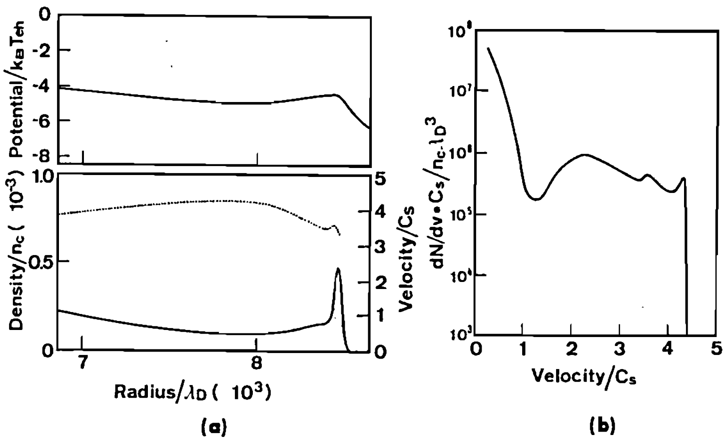


図4.16　プロトンのみが加速イオンとして存在する場合
(a)膨張先端付近のイオン密度，速度，ポテンシャル形状と(b)イオン速度分布

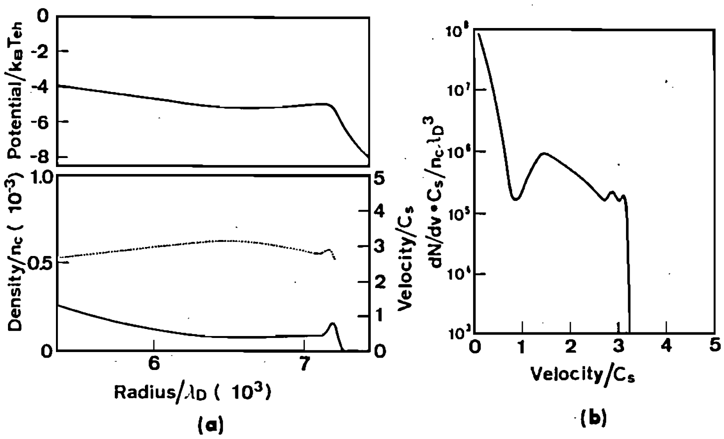


図4.17　炭素イオンのみが加速イオンとして存在する場合
(a)膨張先端付近のイオン密度，速度，ポテンシャル形状と(b)イオン速度分布

4.10　単一イオンプラズマの膨張との対比

図4.16にプロトンのみ存在する場合のイオン膨張先端の構造(a)とイオン速度分布(b)を示す。また図4.17には炭素イオンのみが存在する場合を示す。両者共初期イオン密度は図4.12のポリエチレンの場合と同じ値となるように調整した。他のパラメーターは同じとした。密度形状と速度分布は図4.16，4.17とも類似しているが，プロトン速度分布には図4.13に示されるような広い棚構造は見られなくなった。またプロトンの切り落ち速度（最大速度）はポリエチレン膨張プラズマ中の場合に比べ低速度の方へシフトしている。一方炭素イオンの切り落ち速度はポリエチレンプラズマ中の場合に比べ，高速度側へシフトしている。これは加速電界強度を減じるプロトンに相当するような先行イオンが共存していないからである。

4.11　膨張先端部での加速

プラズマイオンはその膨張先端部で最も効果的に加速されるが，この点について議論を行う。簡単のために1次元の膨張プラズマダイナミックスを考える。イオンの膨張を記述する方程式は前節までと同様であるが，記述を明解にするため，座標 x，時間 t，イオン密度 n，イオン速度 v，ポテンシャル ϕ はそれぞれ，イオン密度 n_0 でのデバイ長 λ_D，プラズマイオン周波数 ω_{pi}，イオン密度 n_0，イオン音速 c_s，$k_B T_e/e$ により規格化しておく。これにより膨張を記述する式は

$$\frac{\partial n}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial x}(nv)=0 \tag{4.45}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t}+v\,\frac{\partial v}{\partial x}=-\,\frac{\partial \phi}{\partial x} \tag{4.46}$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}=e^{\phi}-Zn \tag{4.47}$$

となる。膨張の初期密度を図4.18a に示すような矩形($x<0$ で $n(x)=n_s$) とすると Poisson の式(4.47)は

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}=\begin{cases} e^{\phi}-Zn_s & (x<0) \\ e^{\phi} & (x>0) \end{cases} \tag{4.48}$$

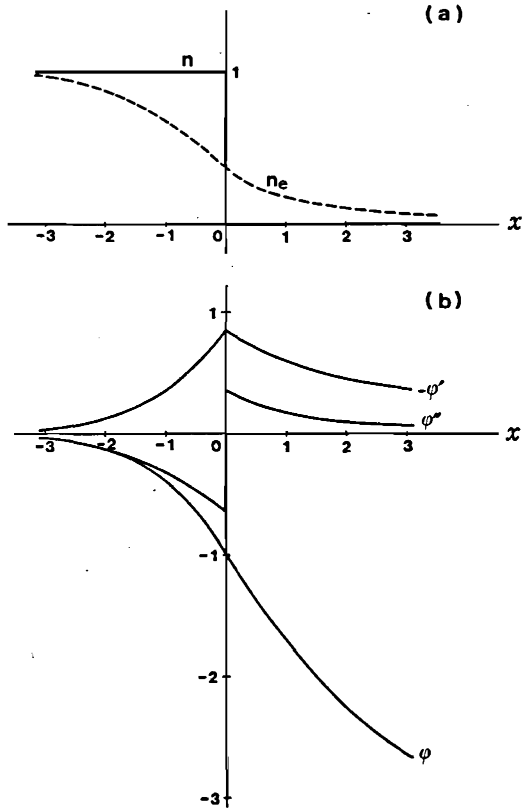


図4.18　矩形密度形状(a)の場合のポテンシャル分布(b)

となる(図4.18は $n_s Z=1$ の場合を示す)。両式の積分を実行することにより

$$\frac{1}{2}\left(\frac{d\phi}{dx}\right)^2=\begin{cases} e^{\phi}-Zn_s\phi-1 \\ e^{\phi} \end{cases} \tag{4.49}$$

が得られる。ここで初期条件として，$x=-\infty$ で $\phi=0$，$d\phi/dx=0$，また $x=\infty$ で $\phi=-\infty$，$d\phi/dx=0$ とした。これは前述のシミュレーションと同様で無擾乱プラズマ中での中性，無限遠での電荷不存在により，無擾乱プラズマ中のポテンシャルを0とした。また，電界$(-\partial\phi/\partial x)$の連続性より $x=0$ のとき $\phi=-1/Zn_s$ となる。(4.49)式に対して積分を実行すると

$$x=-\frac{1}{\sqrt{2}}\int_{-\frac{1}{Zn_s}}^{\phi}\frac{d\phi}{(e^{\phi}-1-\phi)^{\frac{1}{2}}}\quad(x<0) \tag{4.50}$$

$$\phi=-2\ln\left(1+\frac{x}{\sqrt{2e}}\right)-\frac{1}{Zn_s} \quad (x>0)$$

(4.51)

が得られる。ポテンシャルを図4.18(b)に，電子密度を同図(a)に示す。図から次の点が明らかとなる。$x=0$の近傍において，$x<0$でイオンが$x>0$で電子が多くなり，その結果$x=0$で最大の加速電場が形成される。$x=0$のイオンはいわゆる“イオン膨張先端”を形成して右へ動く。この先端の前には，図4.19の模式図のように電子雲が存在する。$x=0$での加速電界強度は，(4.49)式より

$$-\frac{d\phi}{dx}=\left(2e^{-\frac{1}{n_s Z}}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (4.52)$$

となり，n_sZの大きい場合ほど大きな電界が形成され，膨張速度も大きくなる。前節までの議論でも示したように，先行プロトンがそれ自身の先端よりも後方の炭素イオン先端において効果的に加速されているのは，後方のイオンの，n_sZの方が前方よりも大きいためである。プロトンと炭素イオンの初期密度，電荷数を夫々，n_p, Z_p, n_c, Z_cとすると，先端付近での速度比は

$$\frac{\left(\frac{d\phi}{dx}\right)_p}{\left(\frac{d\phi}{dx}\right)_c}=\left(\frac{e^{-\frac{1}{n_pZ_p}}}{e^{-\frac{1}{n_cZ_c}}}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (4.53)$$

より得られる。前のシミュレーションと同様に$n_p=1.3$, $Z_p=1$, $n_c=1$, $Z_c=6$とするとこの

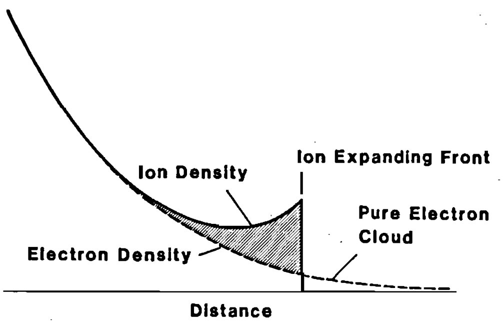


図4.19 イオン膨張先端での密度分布模式図

比は0.74となる。図4.12あるいは4.13におけるAとBの速度比は0.74でこの初期加速電界強度比と一致している。また，(4.53)式の比は，図4.16と4.17のプロトンと，炭素イオンの最大速度比とも一致する。図4.19には先端部にイオンのもり上りを描いてあるが，これは次のように考えられる，$t=0$でのn, v, ϕをそれぞれn_1, v_1,, ϕ_1とすると微少時間Δt後の密度n_2，速度v_2，ポテンシャルϕ_2は

$$n_2=n_1-\Delta t\frac{\partial}{\partial x}(n_1v_1)=n_1$$

$$v_2=v_1-\Delta t\left(v_1\frac{\partial v_1}{\partial x}+\frac{\partial\phi_1}{\partial x}\right)=-\Delta t\frac{\partial\phi_1}{\partial x}$$

$$\frac{\partial^2\phi_2}{\partial x^2}=e^{\phi_1}-n_2$$

となる。$n_2=n_1$より$\phi_2=\phi_1$となる。v_2に関しては，図4.18(b)から分るように$x=0$で最大速度をもつ。今，n_1を図4.18(a)のようにすると，次のΔt後の密度n_3は

$$n_3=n_2-\Delta t\frac{\partial}{\partial x}(n_2\ v_2)$$

より求められる。v_2は，$x=0$でピークをもつので$\partial/\partial x\,(n_2v_2)$の項よりこぶが形成される。こぶの前後での$\partial(n_sZ)/\partial x$が，後方で大きくなり，最大速度はこぶの後方になる。後方の速度が大きいと，はきだめが生じることになる。しかしながら実際の膨張（前節での議論）は3次元であるので，その効果によりはきだめの効果による密度上昇は打消される。

また，(4.49)式が先端で常になりたつと近似的に仮定すると，イオン速度$v(t)$は

$$v(t)=\int\left(-\frac{d\phi}{dx}\right)dt=\int\sqrt{2}\,e^{-\frac{1}{2n_sZ}}dt \qquad (4.54)$$

となる。$n_s\propto t^{-1}$なら$n_s=n_{s0}\,t^{-1}$とおいて

$$v(t)=2\sqrt{2}\,n_{s0}Z\left(1-e^{-\frac{t}{2n_{s0}Z}}\right) \qquad (4.55)$$

となるが3次元の場合$n_s\propto t^{-3}$から$v(t)$の増加率が低下することになる。

4.12　イオン速度分布のもつ情報

本シミュレーションコードによるパラメーター計算結果を用いて，電子温度 T_c，T_h と電子密度 n_c，n_h を実際的に得られた速度分布よりある程度の精度で求めることができる。図4.20に T_h/T_c をパラメータとして n_c/n_h と R_1, R_2 の関係を示した。ここで

$$R_1 = \frac{C^{6+}\text{ピーク速度（図4.13のE）}}{H^{+}\text{の最大速度}}$$

$$R_2 = \frac{C^{6+}\text{ピーク速度}}{C^{6+}\text{の最大速度}}$$

である。図4.21は C^{6+} ピーク速度とイオン音速 $C_S=\sqrt{T_h/m}$ の関係を T_h/T_c をパラメータとして示した。ここで m はプロトン質量である。実験により得られた R_1，R_2 より図4.20の図表を用いて n_c/n_h，T_h/T_c が求まり，図4.21から T_h が求まる。実験により得られたパラメーター及び，上記方法により決めたプラズマパラメーターを表4.2にまとめる。図4.22はBremsstrahlungに対するX線計測により求められた T_h と T_c のレーザー強度比例則を示す。表4.2の T_h，T_c は図4.22の値とよく一致している。

正確なイオン種ごとの速度分布から，高速イオンの成分はプロトンが主であることが明らかになった。このことを考慮して，全イオンエネルギーに対する高速イオンエネルギーの比を求めることができる。図4.23は，この比のレーザー強度依存を示す。Charge collector 信号より全速度領域にわたって平均 Z 値を仮定して求

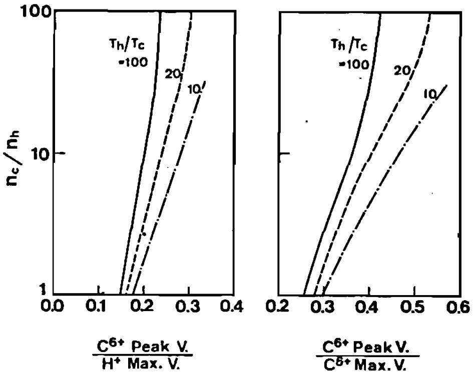


図4.20　n_c/n_h，T_h/T_c と R_1，R_2 の関係

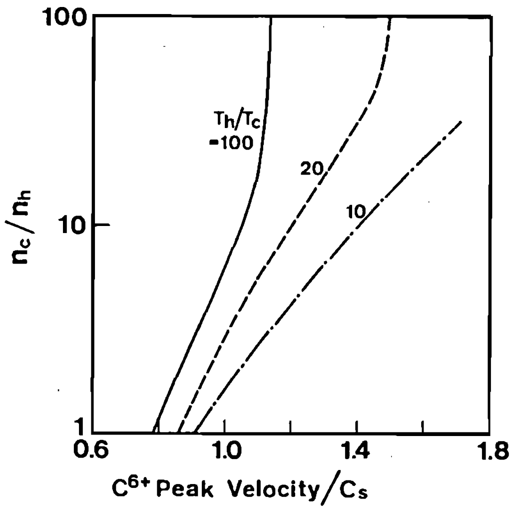


図4.21　n_c/n_h の最大速度とイオン音速 $C_s=\sqrt{T_h/m}$ の関係。

表4.2　特性速度の実験値と T_c，T_h，n_c/n_h のシミュレーション値
添字aはシミュレーション値を示す。

C^{6+} peak velocity	V_{C_p}	$(1.75\pm0.05)\times10^8$ cm/sec
C^{6+} maximum velocity	V_{C_m}	$(3.3\pm0.10)\times10^8$ cm/sec
H^+ maximum velocity	V_{H_m}	$(6.0\pm0.20)\times10^8$ cm/sec
Ratio V_{C_p}/V_{H_m}	R_1	0.29 ± 0.02
Ratio V_{C_p}/V_{C_m}	R_2	0.53 ± 0.03
Temperature ratio[a]	T_h/T_c	15～20～30
Density ratio[a]	n_c/n_h	25～70～200
C^{6+} peak velocity/C_s[a]		1.3～1.5～1.6
Electron temperature[a]	T_h	12.0～13.6～19.2 keV
	T_c	0.4～0.68～1.28 keV

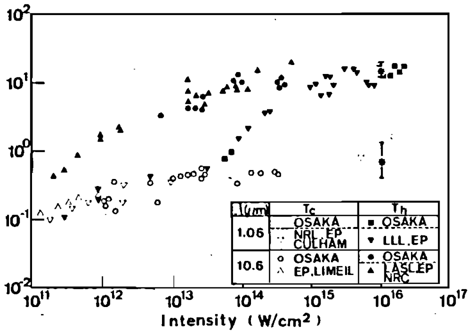


図4.22 高温電子温度と低温電子温度のレーザー強度依存性（参考文献49)。
＊は高速イオンの速度分布より求めたものである。

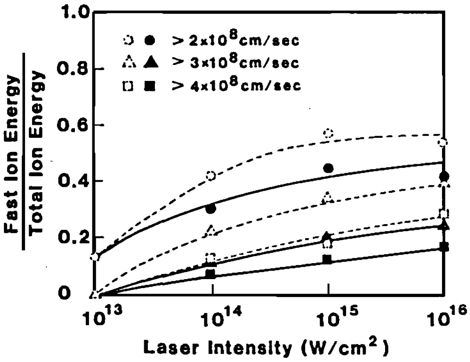


図4.23 高速イオンエネルギーの全イオンエネルギーに対する比

めた比よりも，正確には小さくなることが明らかとなった。

4.13 まとめ

Charge collector を用いてレーザー生成プラズマのイオン速度分布のレーザー強度依存性を調べ，その結果，10^{13}，3×10^{14} W/cm² を境に構造変化があらわれることが明らかとなった。また，この構造をプラズマ膨張の自己相似解により説明することにより，Charge collector による測定，及び自己相似解の限界を明らかにした。

レーザー生成ポリエチレンプラズマから発生する高速イオンの速度分布をThomson parabola分析器を用いてイオン種ごとに得た。その分布には炭素イオン，プロトンの速度分布にうねりがプロトン分布に棚構造のあることが明らかとなった。観測された新たなこぶ，棚構造は，2電子温度自己相似解でも，単一イオン種の計算機シミュレーション結果でも説明できない。プロトンと炭素イオンの両分布は異なる速度のところに急峻な切り落ちがある。前者の落ち込み速度は，後者の2倍である。これらの構造を解明するために，計算機コードEMIを開発した。このコードは2電子温度の球対称多種イオンプラズマ膨張をシミュレートでき，電荷非中性の効果を考慮している。本シミュレーションを今までに得られている一次元単一イオン種膨張の計算機シミュレーションと比較することによりこのコードにより得られる膨張先端での速度，密度構造はEulerianコード計算の数値誤差によるものでないことを確かめた。本シミュレーションの結果以下のような点が明らかとなった。プロトンは炭素イオン先端頭部付近で加速され炭素イオン先端から真空側へすべり，最大速度は炭素イオン先端の頭部領域で走るイオンによって決まる。その結果プロトンの最大速度は単一イオン種の場合に比べて大きくなる。一方，炭素イオンの最大速度は，先行するプロトンが電界強度を弱めるため，単一イオン種の場合に比べ小さくなる。これらの結果は，多種成分を持つ膨張プラズマ中でのイオン加速のダイナミックスに関する洞察を与えるものである。速度分布シミュレーション結果は実験で観測した分布をよく説明できた。これらの各パラメーターに対するシミュレーション結果値とイオン速度の実験値を比較することにより源プラズマの高温，低温電子の温度と密度をある程度の精度で求めることができた。

第4章の参考文献

1) J. A. Stamper, K. Papadopoulos, R. N. Sudan, S. O. Dean, E. A. Molean and J. M. Dawson : Phys. Rev. Lett., **26**, 1012 (1971).
2) J. A. Stamper and B. H. Ripin : Phys. Rev. Lett., **34**, 138 (1975).
3) M. G. Dronet and R. Bolton : Phys. Rev. Lett., **36**, 591 (1976).
4) J. A. Stamper and D. A. Tidman : Phys. Fluids, **16**, 2024 (1973).

5) D. G. Colombant and N. K. Winsor: Phys. Rev. Lett., **38,** 697 (1977).
6) R. S. Craxton and M. G. Haines: Phys. Rev. Lett., **35,** 1336 (1975).
7) K.Itoh and S.Inoue: Phys. Rev. Lett., **37,** 508 (1976).
8) V. P. Sillin: Sov. Phys., JETP Lett., **21,** 152 (1975).
9) D. Baboneaus, G. DiBona, P. Chelle, M. Decroisette and J. Martineau: Phys. Lett., **57A,** 247 (1976).
10) P. Mulser and C. Van Kessel: Phys. Lett., **59A,** 33 (1976).
11) J. S. Pearlman and J. P. Anthes: Appl. Phys. Lett., **27,** 581 (1975).
12) F. C. Young, R.R. Whitlock, R. Decoste, B.H. Ripin, D. J. Nagel, J. A. Stamper, J. M. McMahon and S. E. Bochrer: Appl. Phys. Lett., **30,** 45 (1977).
13) B. Yaakobi and T. C. Bristow: Phys. Rev. Lett., **38,** 350 (1977).
14) W. M. Manheimer: Phys. Fluids, **20,** 265 (1977).
15) W. M. Manheimer, D. G. Colombant and B. H. Ripin: Phys. Rev. Lett., **38,** 1135 (1977).
16) R. J. Faehl and W. L. Kruer: Phys. Fluids, **20,** 55 (1977).
17) P. M. Camplell, R. R. Johnson, F. J. Mayer, L. V. Powers and D. C. Slator: Phys. Rev. Lett., **39,** 274 (1977).
18) B. H. Ripin, P. G. Burkhalter, F. C. Young, J. M. McMahon, D. G. Colombant, S. E. Bodner, R. R. Whillock, D. J. Nagel, D. J. Johnson, N. K. Winsor, C. M. Dozier, R. D. Bleach, J. A. Stamper and E. A. McLean: Phys. Rev. Lett., **34,** 1313 (1975).
19) D. W. Forslund, J. M. Kindel and K. Lee: Phys. Rev. Lett., **39,** 284 (1977).
20) R. L. Morse and C. W. Nielson: Phys. Fluids, **16,** 909 (1973).
21) J. P. Freidberg, R. W. Mitchell, R. L. Morse and L. I. Rudsinski: Phys. Rev. Lett., **28,** 795 (1972).
22) K. G. Estabrook, E. J. Valeo and W. L. Kruer: Phys. Fluids, **18,** 1151 (1975).
23) D. W. Forshund, J. M. Kindel, K. Lee and E. L. Lindman: Phys. Rev. Lett., **36,** 35 (1976).
24) B. H. Ripin: Appl. Phys. Lett., **30,** 134 (1977).
25) D. T. Attwood, D. W. Sweamey, J. M. Auerbach and P. H. Y. Lee: Phys. Rev. Lett., **40,** 184 (1978).
26) R. Fedosejevs, I. V. Tomov, N. H. Burnett, G. D. Enright and M. C. Richardson: Phys. Rev. Lett., **39,** 932 (1977).
27) K. Lee, D. W. Forslund, J. M. Kindel and E. L. Lindman: Phys. Fluids, **20,** 51 (1977).
28) F. Mulser and C. van Kessel: Phys. Rev. Lett., **38,** 902 (1977).
29) C. Yamanaka et al.: IEEE J. Quantum Electron., **17,** 1639 (1981).
30) H. Shiraga, T. Mochizuki and C. Yamanaka: Appl. Phys. Lett., **37,** 602 (1980).
31) S. Sakabe, M. Yoshino and T. Yamanaka: Inst. Laser Eng. Osaka Univ. Annual Progress Rep., **ILE-APR-78,** 48 (1978).
32) L. M. Wickens, J. E. Allen and P. T. Rumsby: Phys. Rev. Lett., **24,** 243 (1978).
33) B. Bezzerideo, D. W. Forslund and E. L. Lindman: Phys. Fluids, **21,** 2179 (1978).
34) R. Decoste and B. H. Ripin: Phys. Rev. Lett., **40,** 34 (1978).
35) R. Decoste and B. H. Ripin: Appl. Phys. Lett., **31,** 68 (1977).
36) C. Joshi, M. C. Richardson and G. D. Enright: Appl. Phys. Lett., **34,** 625 (1977).
37) A. V. Gurevich, L. V. Pariiskaya and L. P. Pitaevskii: Zh. Eksp. Teor Fiz., **49,** 647 (1965) (Sov. Phys.-JETP **22,** 449 (1966)).
38) J. E. Crow, P. L. Auer and J. E. Allen: J. Plasma Phys., **14,** 65 (1975).
39) M. Widner, I. Alexeff and W. D. Jones: Phys. Fluids, **14,** 795 (1971).
40) S. Sakabe, T. Mochizuki, T. Yamanaka and C. Yamanaka: Rev. Sci. Instrum., **51,** 1314 (1980).
41) R. L. Fleischer, P. B. Price and R. M. Walker: *"Nuclear Tracks in Solids"* (University of California Press, Berkeley, 1975).
42) R. R. Goforth and P. Hammerling: J. Appl. Phys., **47,** 3918 (1976).
43) G. S. Vororov and L. E. Chernyshev: Zh. Tekh. Fiz. **43,** 1484 (1973) (Sov. Phys.-Tech. Phys., **18,** 940 (1974)).
44) D. Rapp and W. E. Francis: J. Chem. Phys., **37,** 2631 (1962).
45) S. Sakabe and T. Yabe: Research Report, Osaka University (unpublished).
46) D. Montgomery: Phys. Rev. Lett., **19,** 1465 (1967).
47) B. Bezzerides, D. W. Forslund and E. L. Lindmann: Phys. Fluids, **21,** 2179 (1978).
48) J. S. Pearlman and R. L. Morse: Phys. Rev. Lett., **40,** 1652 (1978).
49) C. Yamanaka, S. Nakai, Y. Kato, T. Sasaki and T. Mochizuki: *"Laser Interaction and Related Plasma Phenomena"*, edited by H. J. Schwarz, H. Hora, H. Lubin, and B. Yaakobi (Plenum, New York, 1981), Vol. 5, p. 541.

第5章　直接照射型爆縮における吸収エネルギーと圧縮の一様性

5.1 序 論

レーザー核融合において高利得爆縮を達成するためには，高い爆縮効率とともに，ペレットの球対称爆縮が重要となる。非一様なアブレーションのために爆縮が非対称となる。非一様アブレーションの主な原因の一つは，ペレット表面での吸収レーザー強度の非一様性である。4π レーザー照射は対称爆縮条件を満たす最も良い方法である。しかしながら，ビーム数，集光レンズのF値に限りがあるために，このような状況は実際的でない。

そこで効率的な爆縮のためのレーザー照射条件を最適化するには，レーザーの吸収率とともに，吸収レーザー強度の一様性について研究することが，実際的問題として重要になってくる。

レーザーの吸収に関しては，いくつかの論文が報告されている[1~3]。しかし大部分は平面ターゲットを用いたもので，球状核融合ペレットの場合に直接応用することはできない。球状ターゲットに対する1.05 μm，0.53 μmのレーザー吸収率のレーザー強度比例則実験は，D.C. Slater ら[4]によって報告された。彼らは2組のレンズ-楕円体ミラーよりなる照射系を用いた。球プラズマ中での吸収率の集光条件依存に関する計算は，D. Billon ら[5]や，J. J. Thomson[6]らによって報告されている。しかしながら，ペレット表面上の吸収強度分布，つまり一様性はまだ研究されていない。

本章では，プラズマ中での光線追跡シミュレーションコードを用いて計算したペレット中での吸収率と吸収エネルギー分布のレーザー波長，集光条件依存について述べる。このコードでは球対称定常プラズマを仮定し，光線追跡により入射エネルギーに対する古典，共鳴吸収エネルギーの比が求められる。吸収率の集光条件依存については，実験結果との対比を行った。さらに高時間分解フレーミングX線シャドウグラフ法により得られたペレット像からアブレーション圧力分布を求め，吸収レーザー強度分布との関係を明らかにし，一様化係数を評価した後，このコードを多ビーム照射の場合に拡張し，ペレット表面での吸収エネルギーの一様性について，いろいろな照射条件のもとで評価することにより最適照射条件を見いだした。

5.2 ペレット中でのレーザー軌跡と吸収率

5.2.1 解析モデル

レーザーは，共鳴密度より密度の小さいコロナ領域で吸収される。レーザーをペレットに照射した時のアブレーションプラズマのダイナミックスは，光学影絵法により計測されている[7]。その結果によると充分な横方向の熱伝導により，集光条件に関係なくほぼ球状である。コロナ領域での熱伝導は電子・電子衝突によって決まる。この衝突の平均自由行程 λ_{ee} は $(8\times10^{-14}\times n_e T_e^{-2} C)^{-1}$ である。 ここで n_e は電子密度 (cm^{-3})，T_e は電子温度 (eV)，$C=24-\ln(n_e^{0.8} T_e^{-1})$ である。 レーザー直接照射核融合の場合レーザー強度は $10^{14}\sim10^{15}$ W/cm^2 である。この領域では T_e は2～3keVと測定されている[8]，レーザーは1.05 μm の波長の場合，$5\times10^{20}\sim10^{21}$ cm^{-3} の密度の領域で吸収される。この場合 λ_{ee} は100～300 μm と評価でき，この値はペレット半径より大きい。入射レーザービームは，コロナ領域で曲げられたりすることなく共鳴領域まで達する。レーザーエネルギーが吸収される共鳴領域ではプラズマパラメーターは一様ではない。しかしながら，ペレット中でのエネルギーの一様性は，主に照射の一様性によって決まる。共鳴領域でのプラズマパラメーター非一様性によるエネルギーの非一様性は，照射の非

一様性によるものに比べ小さいと考えられる。このような近似から，コロナ領域のプラズマ密度と温度の分布は球対称であるという仮定を用いることができる。アブレーションダイナミックスに関しては，短時間照射の場合，照射の間プラズマの膨張はわずかである。本解析では基本仮定として，対象としているプラズマは定常球対称であるとしている。この仮定は上の議論から短時間照射の場合に妥当と考えられる。共鳴密度近辺のプラズマ膨張ダイナミックスが実験，あるいはシミュレーションにより調べられたならば，こうしたダイナミックスを本コードに結合した計算が吸収評価により効果的となる。この仮定のもとでの計算は，短時間照射の場合や，長時間照射時の場合での短時間幅に限れば，ある程度の精度で正しいといえる。

5.2.2 光線軌跡の解析解

V. L. Ginzburg[8]やJ. W. Shearer[9] は密度形状が線形の一次元プラズマ中を光が伝搬する場合の光線軌跡の解析解を求めた。ここでは球対称プラズマの場合の解析解を求める。解析の前に次のことを決めておく。図 5.1 に示す集光状態の場合

1） 光は入射面ＲＦＯに沿って伝搬する。
2） 偏光が直線で x 方向のとき，入射光 E_0 の p, s 成分はそれぞれ $E_0|\cos\beta|$, $E_0|\sin\beta|$ である。

図 5.2 にコード中での (r, θ) メッシュ内の光線の伝搬を示す。$\tilde{n}$ は屈接率で，プラズマ密度形状が球対称の場合，半径方向にのみ依存するが一つのメッシュ内では一定とする。Snell の式より，

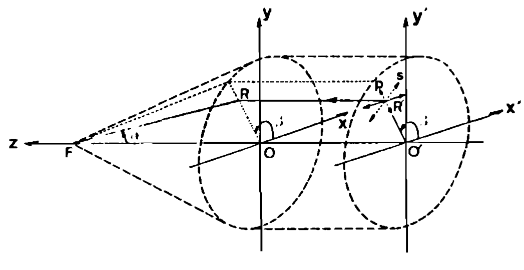


図5.1　レーザーの集光状態と偏向

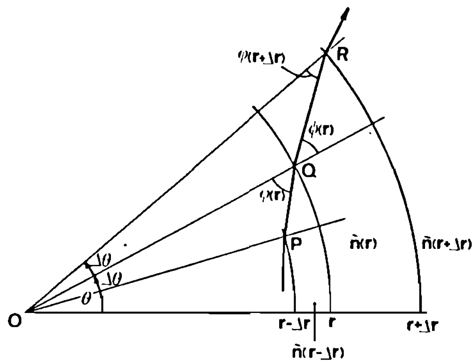


図5.2　$(r,\ \theta)$ メッシュ内での光線の伝搬

$$\frac{\sin\phi(r)}{\sin\psi(r)}=\frac{\tilde{n}(r)}{\tilde{n}(r-\Delta r)}. \tag{5.1}$$

また△ＯＱＲに対し正弦定理を適用し

$$\frac{\sin\phi(r+\Delta r)}{r}=\frac{\sin[\pi-\psi(r)]}{r+\Delta r}. \tag{5.2}$$

(5.1) 式を (5.2) 式に代入すると

$$\left[\frac{1}{r}+\frac{1}{\tilde{n}(r)}\frac{\partial\tilde{n}(r)}{\partial r}\right]\Delta r=-\frac{\cos\phi}{\sin\phi}\Delta\phi, \tag{5.3}$$

が得られる。ここで $\cos\Delta\phi$, $\sin\Delta\phi$ ($\Delta\phi=\Delta r\partial\phi/\partial r$) はそれぞれ1, $\Delta\phi$ と近似した。微分方程式 (5.3) は

$$r\cdot\tilde{n}\cdot\sin\phi=c, \tag{5.4}$$

と表わせる。ここで $c=r_0\tilde{n}_0\sin\phi_0$, r_0 はプラズマ半径，$\tilde{n}_0$ はプラズマの外の屈接率，（真空中では $\tilde{n}_0=1$），ϕ_0 はプラズマへの入射角度である。(5.4) 式は r, ϕ の関係を示し。光線軌跡を得るためにはこの式を $r-\theta$ の関係を表わす式に書き直さねばならない。△ＯＰＱ に対する正弦定理

$$\frac{r-\Delta r}{\sin\phi(r)}=\frac{r}{\sin[\pi-(\Delta\theta+\phi(r))]},$$

を適用すれば

$$r\cdot\Delta\theta\cdot\cot\phi=\Delta r. \tag{5.5}$$

が得られる。(5.4) 式を (5.5) 式に代入することにより

$$\Delta\theta=\frac{c}{r(r^2\tilde{n}^2-c^2)^{1/2}}\Delta r. \tag{5.6}$$

と表わせる。

屈接率 $\tilde{n}$ は次式で表わせる。

$$\tilde{n}=\left(1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{\frac{1}{2}}=\left(1-\frac{N}{N_c}\right)^{\frac{1}{2}}, \tag{5.7}$$

ここでNは電子密度，N_c は共鳴密度，ω_p はプラズマ周波数，ω はレーザーの周波数である。

5.2.3 軌跡に沿う吸収過程

図5.3は入射面に沿った球プラズマの断面図を示す。I_i，I_s，I_1，I_2 はそれぞれ入射点A，散乱点Bでの強度及び折り返し点Tで共鳴吸収を受ける前後の光強度である。折り返し点での強度 I_1 は光路 C_1(A ～T) に沿う積分

$$\int_{I_i}^{I_1}\frac{dI}{I}=-\int_{C_1}K\,ds. \tag{5.8}$$

により求めることができる。つまり

$$\frac{I_1}{I_i}=\exp\left[-\int_{C_1}K\,ds\right], \tag{5.9}$$

ここでKは古典吸収係数で，s は光路長である。同様にして，光路 C_2(T～B)に沿って

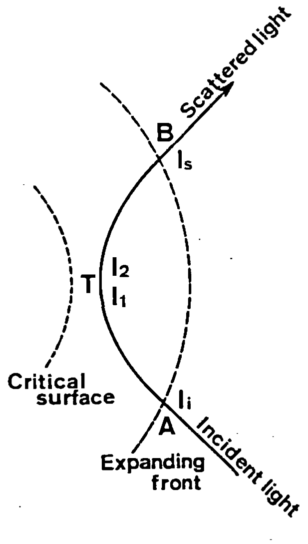


図5.3　入射面に沿った球プラズマの断面と光線追跡

$$\frac{I_s}{I_2}=\exp\left[-\int_{C_2}K\,ds\right], \tag{5.10}$$

が得られる。I_2 と I_1 の関係は

$$\begin{aligned} I_2&=I_1-\eta_{rp}I_{1p}\\ &=I_1-\eta_{rp}fI_1\\ &=I_1-\eta_r I_1, \end{aligned} \tag{5.11}$$

と書ける。ここで η_{rp}は光の p 偏光成分に対するる共鳴吸収率，I_{1p}はTでの p 偏光成分の強度，f は I_{1p}と I_1 との比，η_r は全光強度に対する共鳴吸収率である。(5.9)～(5.11)式より

$$\begin{aligned} I_s&=(1-\eta_r)I_i\exp\left[-\int_{C_1}K\,ds\right]\exp\left[-\int_{C_2}K\,ds\right]\\ &=(1-\eta_r)I_i\exp\left[-\int_A^B K\,ds\right]. \end{aligned} \tag{5.12}$$

となり全吸収率は

$$\eta=1-(1-\eta_r)(1-\eta_c), \tag{5.13}$$

と求まる。ここで η_c は古典吸収率である。(5.13)から吸収率に関してはそれぞれ別個に計算すればよいと結論できる。

5.2.4 古典吸収

古典吸収によるエネルギー減衰の指数は $\Delta s=\sqrt{(\Delta r)^2+(r\Delta\theta)^2}$ の関係を用いて次式で表わされる。

$$\int_A^B K\,ds=2\int_{r_0}^{r_t}K\sqrt{r^2\left(\frac{d\theta}{dr}\right)^2+1}\,dr, \tag{5.14}$$

ここで r_t は折り返し点の半径である。古典吸収係数Kは次式で与えられる[3]。

$$K=K_0\frac{N^2}{N_c}\frac{1}{(1-N/N_c)^{1/2}}, \tag{5.15}$$

ここで $K_0=[(4/3)(2/\pi m_e)^{\frac{1}{2}}e^4/c]Z(k_B T_e)^{-\frac{3}{2}}\ln\Lambda$ で，e は電子密度，m_e は電子質量，T_e は電子温度，c は光速，Z はイオン電荷数，k_B は Boltzmann定数，$\ln\Lambda$ はクーロン対数である[4,5]。(5.6)，(5.7)式を用いると(5.14)式は

$$\int_{A}^{B} K\,ds = 2\int_{r_0}^{r_t} K_0 \frac{N^2}{N_c}\frac{r}{\sqrt{r^2(1-N/N_c)-c^2}}\,dr. \tag{5.16}$$

と書き表わされる。

$dr/d\theta=0$を(5.6)式に代入すると，光折り返し点T($r=r_t$)でのプラズマ密度 N_t は r_t の関数として与えられる。そこでプラズマ密度形状が与えられれば折り返し点は決まることになる。

5.2.5 共鳴吸収

共鳴吸収についてはV. L. Ginzburg[8] により調べられている。彼は共鳴密度のところでの静電場の共鳴励起を解いた。それには折り返し点から共鳴点までのプラズマ中の振動波の伝搬が扱われている。プラズマは2次元で線形の密度形状をもっている。吸収率 η_{rp} と折り返し点でのプラズマ密度 N_t は次のように与えられる。

$$\eta_{rp}=\Phi^2(\tau)/2, \tag{5.17}$$

$$N_t=N_c\cos^2\theta_0, \tag{5.18}$$

ここで $\tau=(k_0L)^{\frac{1}{3}}\sin\theta_0$，$k_0$，$\theta_0$，$L$ は入射光の波数，入射角，密度スケール長である。ϕ は共鳴関数(図2.2)である。　(5.18)式より θ_0 は $\cos^{-1}\sqrt{N_t/N_c}$ と求まり，L は次のように書ける。

$$L=(r_t-r_c)\frac{N_c}{N_c-N_t}. \tag{5.19}$$

N_t と r_t-r_c が与えられれば L は評価できる。著者はこの形式を球状ターゲットに応用した。つまり共鳴吸収は折り返し点のごく近傍で起こり，そこではプラズマ密度の部分形状は線形に近似してもよいからである。

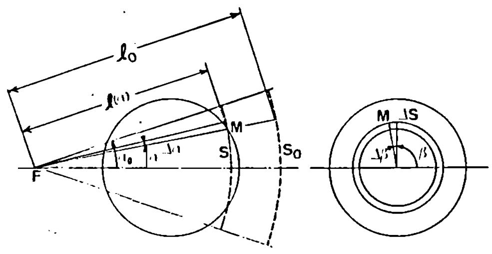


図5.4　プラズマと集光光線

5.2.6 入射エネルギーと吸収エネルギーの関係

図5.4にプラズマと集光光線との関係を示す。プラズマ表面と集光光の波面 S との交線上の点Mでの光のパワー ΔW は

$$\Delta W=I(\alpha,\beta)\cdot\Delta S, \tag{5.20}$$

と表わされる。ここで $\Delta S=l(\alpha)\sin\alpha\cdot\Delta\beta\cdot l(\alpha)\Delta\alpha$ で，$I(\alpha,\beta)$はMでのレーザー強度である。(5.13)式より散乱光パワーは

$$\Delta W_S=\Delta W_i(1-\eta_r)(1-\eta_c), \tag{5.21}$$

と書ける。ここで ΔW_i は入射光パワーである。球対称プラズマの場合 $\eta_c=\eta_c(\alpha)$ となり，全散乱光パワーは

$$W_s=\int_0^{\alpha_0}\int_0^{2\pi} d\alpha\cdot d\beta\cdot I(\alpha,\beta)\cdot l(\alpha)^2\cdot\sin\alpha \cdot[1-\eta_r(\alpha,\beta)][1-\eta_c(\alpha)]. \tag{5.22}$$

となる。$I(\alpha,\beta)$は，波面 $S_0(l=l_0)$で$I_0(\alpha,\beta)$の値をもつとすれば$I(\alpha,\beta)$，$I_0(\alpha,\beta)$の関係は次のようになる。

$$\frac{I(\alpha,\beta)}{I_0(\alpha,\beta)}=\frac{l_0^2}{l(\alpha)^2}. \tag{5.23}$$

これから全入射光パワーと全散乱光パワーは

$$W_i=\int_0^{\alpha_0}\int_0^{2\pi} d\alpha\cdot d\beta\cdot I_0(\alpha,\beta)\cdot l_0^2\cdot\sin\alpha,$$
$$W_S=\int_0^{\alpha_0}\int_0^{2\pi} d\alpha\cdot d\beta\cdot I_0(\alpha,\beta)\cdot l_0^2\cdot\sin\alpha \cdot[1-\eta_r(\alpha,\beta)]\cdot\exp\left[-\int_{A(\alpha)}^{B(\alpha)}K(\alpha)\,ds\right]. \tag{5.24}$$

と求まる。全吸収率 η は

$$\eta=1-\frac{W_S}{W_i}. \tag{5.25}$$

より得られる。

5.2.7 全吸収率の偏向効果

p偏向成分のみが共鳴吸収されるので，sとpそれぞれ別々に吸収率を計算しなければなら

ない。図 5.1 より

$$f=\frac{E_0^2\cos^2\beta}{E_0^2}=\cos^2\beta. \tag{5.26}$$

となることが分る。そこで共鳴吸収率 η_r は次のように表わせる。

$$\eta_r(\alpha,\beta)=\cos^2\beta\cdot\eta_{rp}(\alpha). \tag{5.27}$$

(5.24) と (5.27) 式より $I_0(\alpha,\ \beta)$＝一定とすると

$$\begin{aligned} W_s=W_i & \int_0^{\alpha_0}\int_0^{2\pi} d\alpha d\beta \frac{\sin\alpha}{2\pi(1-\cos\alpha_0)} \\ & [1-\cos^2\beta\cdot\eta_{rp}(\alpha)]\cdot\exp\left[-\int_{A(\alpha)}^{B(\alpha)}K(\alpha)\,ds\right] \\ =W_i & \int_0^{\alpha_0} d\alpha\frac{\sin\alpha}{1-\cos\alpha_0}\left[1-\frac{1}{2}\eta_{rp}(\alpha)\right] \\ & \exp\left[-\int_{A(\alpha)}^{B(\alpha)}K(\alpha)\,ds\right]. \end{aligned} \tag{5.28}$$

となりレーザー強度が軸対称ならば

$$\eta_r(\alpha,\beta)=\frac{1}{2}\eta_{rp}(\alpha), \tag{5.29}$$

と簡単な形に表わせる。

5.3 吸収率に関する実験結果との対比

上に述べた方法により吸収レーザーエネルギーのプラズマ密度スケール長と集光条件依存性について，図 5.5 に示す条件下で計算を行った。アブレートするプラズマの密度形状は光圧による密度変調のために短，長密度スケール領域からなっている。共鳴密度近傍の密度スケール長は低密度側に比べれば非常に短い[10~12]。そこで今の計算では 2 つスケール長 L_1 ，L_2 で指数的に減少すると仮定した。電子温度 T_e はコロナ領域では径方向に一定と仮定した。これはレーザー吸収領域で加速された電子はコロナ領域の大きさよりも長い平均自由行程をもっているためである。またイオンの電荷数 Z も一定とした。

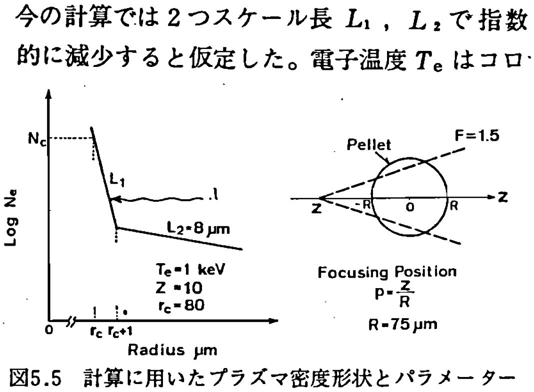


図5.5　計算に用いたプラズマ密度形状とパラメーター及び集光条件

吸収率と集光条件の関係をいくつかの L_1 に対して図 5.6 に示す。吸収率は集光位置 p が－0.5～－1.5のところで最大となっている。これはこの集光位置では共鳴吸収が有効となるためである。吸収率が最大となるところでの共鳴吸収率は L_1 にあまり関係なくほぼ一定である点に注意しなければならない。これは次のように説明できる。(5.17), (5.18) 式に示すように，共鳴吸収率は τ に依存し，$\tau\sim L^{1/3}\sin\theta_0\sim L^{1/3}p\sin\alpha$ となる。最大吸収率を持つ各点では $L_1^{1/3}p$ はほぼ一定となっている。最大吸収率を持つ集光位置 p は L_1 とともに増している。

図 5.7 に本計算結果と第 2 章で述べた実験結

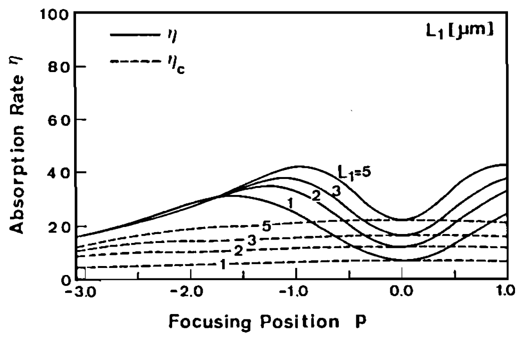


図5.6　全吸収率 η と古典吸収率 η_c (%) の集光位置 p 依存性。($\lambda=1.05\ \mu$m)

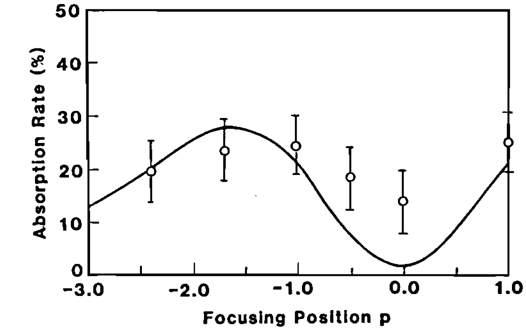


図5.7　吸収率の集光位置依存性の実験結果と計算結果

果との対比を示す。○印は実験結果で，計算は次の条件のもとで行った。

$T_e = 1\mathrm{keV}$，これは Ross フィルター法により測定したBremsstrahlung-X線スペクトルにより評価した値である。$Z=4$ はBe原子はコロナ領域で完全電離していると考えられることによる。$L_1 = 1\,\mu\mathrm{m}$ は参考文献(11)，(12)の実験結果より評価した。$L_2 = 12\,\mu\mathrm{m}$ は等温膨張を仮定して得られるスケール長 $c_s \tau_L$ の値である。ここで c_s，τ_L はそれぞれコロナプラズマ中での音速とレーザーパルス幅である。r_c は $R + c_s\tau_L/2 \sim 81\,\mu\mathrm{m}$ とした。ここでRは初期ペレット半径である。実験結果と計算結果は非常によく一致している。中心($p=0$)でのずれは，計算光線には集光点での収差が含まれていないためと考えられる。しかし，実際の照射を考えた場合ペレットの大きさは，集光可能径に比べ充分に大きいうえに，一様照射を考慮すると，集光位置は $p < -1$ となる。以上の理由から，コードＡＢＳ中での本モデルが短パルスの場合妥当であると結論できる。

5.4　ペレット表面での吸収エネルギー分布のシミュレーション

先の基本式をもとに光線追跡を行い(図5.8)，ペレット表面での吸収エネルギー空間分布を求めた。図5.9にペレット表面での吸収エネルギー分布を示す。図5.9(a)は分布と集光条件の関係である。中心集光($p=0$)では吸収は古典吸収のみで，集光レンズコーン内は一様な分布となる。集光位置 p が小さくなれば吸収分布は拡がってくるが，共鳴吸収が効果的になる限り，非一様な分布である。同図(b)は分布と L_1 の関係である。古典吸収エネルギーは L_1 とともに増加するが，全吸収は $p=-3.1$ ではほぼ一定である(図5.6)。空間分布の2つのピーク間の角度は L_1 の増加とともに減少している。しかしながら空間分布は半径方向の密度形状には非常に弱い依存性しかないことが明らかとなった。

図5.10は吸収率ー集光位置関係(a)と吸収分布(b)のレーザー波長依存を示したものである，波長 λ が短くなればなるほど共鳴吸収は減り，集光コーン内の吸収分布はより一様となってくる。そこで短波長レーザーであるほど一様な吸収エネルギー分布が集光コーン内に得られることが分った。

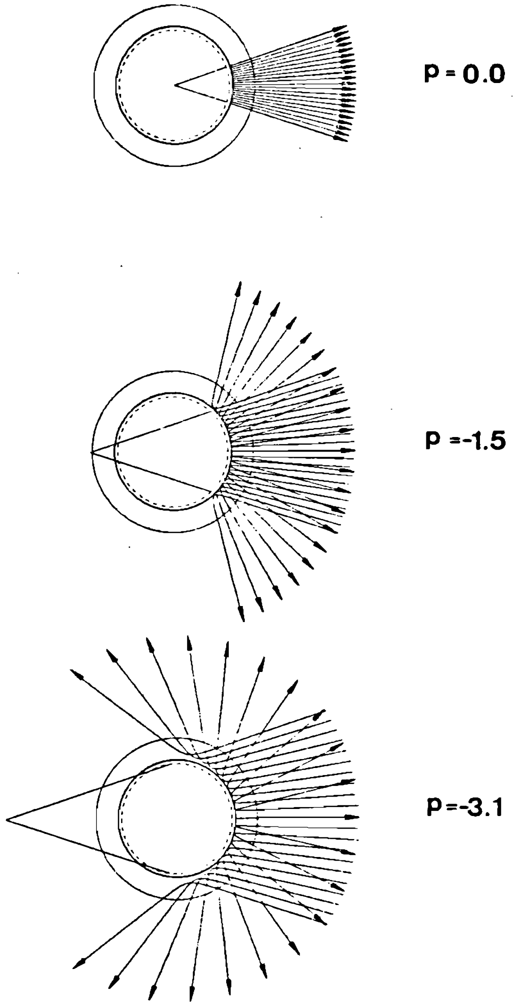


図5.8　集光光線の球状プラズマ中での追跡。

5.5　アブレーション圧力分布の測定

5.5.1　圧縮ダイナミックスの測定

実際のペレット爆縮はアブレーティブ圧縮により実現される。これは最大圧縮時間と同程度の時間レーザーを照射し，断熱的に圧縮するものである。本実験では短パルスレーザーによる"擬似アブレーティブ爆縮"により行った。この

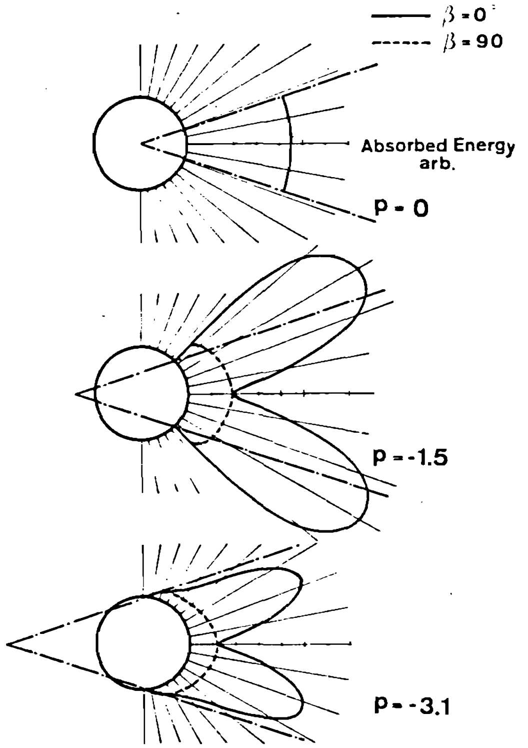


図5.9(a) ペレット表面での吸収エネルギー分布の集光位置 p 依存。($L_1=2\mu$m, $\lambda=1.05\mu$m)

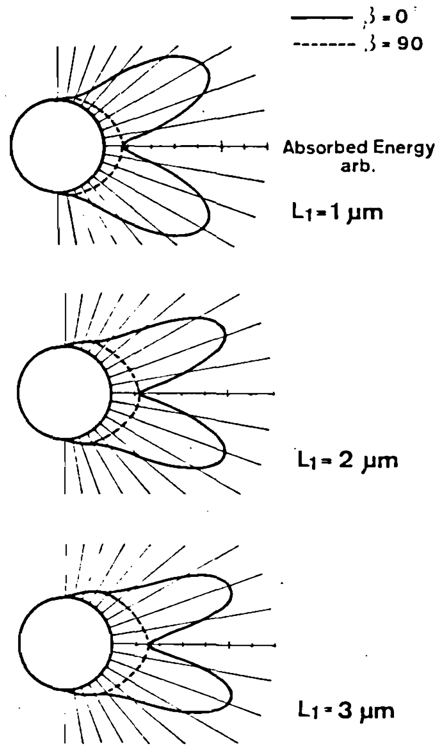


図5.9(b) ペレット表面での吸収エネルギー分布のスケール長 L_1 依存。($p=-3.1$, $\lambda=1.05\mu$m)

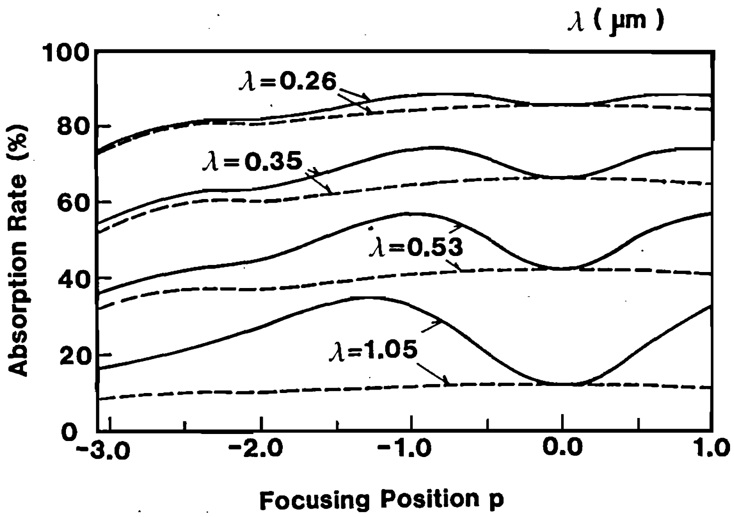


図5.10(a) 各波長に対する吸収率の集位置依存性。
($L_1=2\mu$m, $\lambda=1.05$, 0.53, 0.35, 0.26μm)

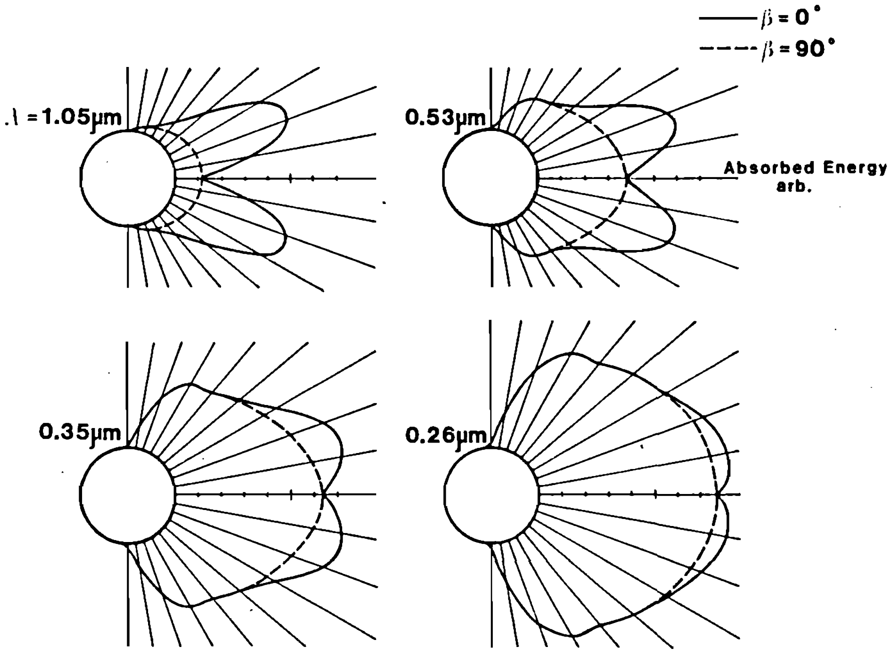


図 5.10 (b) 各波長に対する吸収エネルギー分布。
($L_1=2\,\mu$m, $p=-3.1$, $\lambda=1.05$, 0.53, 0.35, 0.26 μm)

様子を図5.11に示す。エクスプローシブ(衝撃)圧縮にならないように，ペレットの肉厚は充分厚くし，アブレーションは一部の質量に対してのみ起り，大部分の質量は，アブレーション圧力により加速される。加速時間は圧縮時間に比べて十分短く，加速相では球殻は大きく動かない。圧縮速度の非一様性は，その後の慣性による自由圧縮相においてペレット形状の非対称性として現われる。この自由圧縮相でのペレット形状を時間分解観測をすることにより圧縮速度分布が求められる。また加速時間が短いためにこの相でのレーリーテーラー不安定性は成長しないと考えられる。

圧縮の2次元像ダイナミックスの時間変化はX線影絵法により観測した。これは圧縮ペレットの背後にパルスX線源を配備し，X線ピンホールカメラにより，ペレットのフレーミング影絵を撮影するものである。現在のところ同期強力パルスX線源としては，レーザー生成プラズマから発するX線しかないのでこれを利用した。

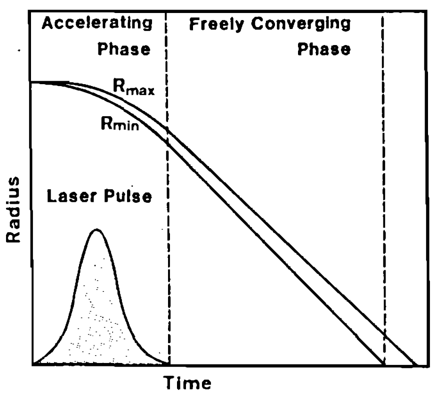


図5.11　擬似アブレーティブ圧縮の概念。

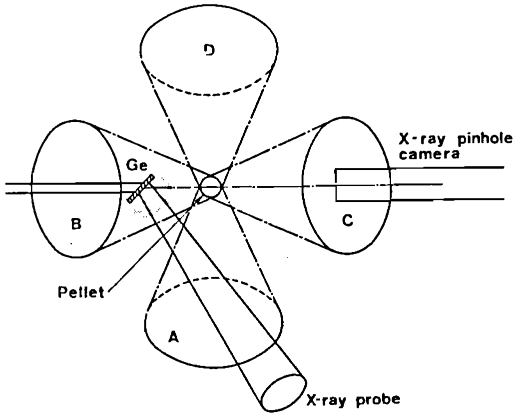


図5.12　レーザー照射及びX線シャドウグラフ系の実験配置。

図5.12に実験配置を示す。“激光Ⅳ号”[13]からの4本の1.05μm レーザーを$F=1.5$の集光レンズでペレットに照射した。さらにこの主ビームと同期のとれ，任意の遅延時間のとれるプローブ用ビームをX線発生用のGe平板ターゲットに$F=8$のレンズにより集光照射した。プローブ用ビームは80psec パルス幅でエネルギーは10J である。レーザー生成 Ge プラズマから発生するX線のスペクトルと発光時間は別の実験で求められており，1.4keV を中心に半値幅約0.25keV であり，発光時間はレーザー照射時間と同程度である。影絵像の撮影はX線ピンホールカメラ（倍率11.2，ピンホール径13μm）で行った。フィルターはBe 25μm Al 2μm を，X線フィルムはKodak XRP-5を用いた。1.4keVのプローブX線は固体密度程度の球殻外側で，透過率が急変するため，球殻の外側の形が観測できる。この計測法の時間，空間分解能はそれぞれ80psec, 14μm となる。

主ビーム及びペレット条件を表5.1に示す。ペレットはアブレーターとしてBe をコーティングしたプラスティック(CH)殻である。アスペクト比ξはペレット半径Rと肉厚ΔR（Be質量換算したもの）の比である。集光条件は高い一様性を得るために$p=-2.4$とした[14]。図5.13に照射レーザー集光状態を示す。

表5.1　ペレット爆縮一様性の実験条件

Laser			
Wavelength	1.05μm		
Beam Number	4		
Pulse Width	80psec		
Energy	10J/beam		
Intensity	8×10^{14}W/cm^2		
Irradiation			
Direction	Tetrahedrally		
F-number of Focusing Lens	1.5		
Focusing position	$p=-2.4$		
Target			
Be coated GMB			
GMB Diameter (μm)		140± 2	
Thickness (μm)	5.2±0.2	3.2±0.2	2.2±0.1
Be Coat Thickness (μm)	2	2	2
Aspect Ratio	8	11	18

図5.14に得られた各アスペクト比に対するX線影絵像を示す。図中の時間は主レーザーパルスのピークからの遅延時間である。ペレットを包み込むように4本のレーザーを照射したにもかかわらず，ペレットは大きく変形していることが明らかとなった。この変形は時間と共に，つまり爆縮の進行と共に成長している。またアスペクト比の大きいものほどその変形もまた大きくなっている。

これらのX線影絵像より爆縮しているペレットの平均半径$\overline{R}$と，半径の変形度δRの時間変化を図5.15に示す。ここで$\overline{R}=(R_{max}+R_{min})/2$, $\delta R=(R_{max}-R_{min})/2$とする。ただし，$R_{max}(R_{min})$は最大（最小）半径を示す。半径はX線影絵におけるOpacity～1の領域のものであり，$R_{max}(R_{min})$はおよそ固体密度領域の表面（アブレーション面）の半径である。図から分るように圧縮はほぼ直線的に進み，球殻の変形も直線的に成長している。

5.5.2　爆縮の一様性

前節で得られた結果をもとに，爆縮の一様性について検討を行う。不均一な球殻の加速(δg)は球殻の変形をおこす。いま球殻の変形をξとすると$\xi(=R_{max}-R_{min})$は次の方程式より求められる。

$$\frac{d^2\xi}{dt^2}-\gamma^2\frac{d\xi}{dt}=\delta g\quad(t\leq\tau)\tag{5.30a}$$

$$\frac{d^2\xi}{dt^2}=0\quad(t>\tau)\tag{5.30b}$$

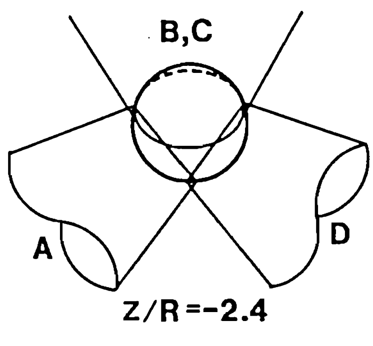


図5.13　ペレットへのレーザー集光照射条件

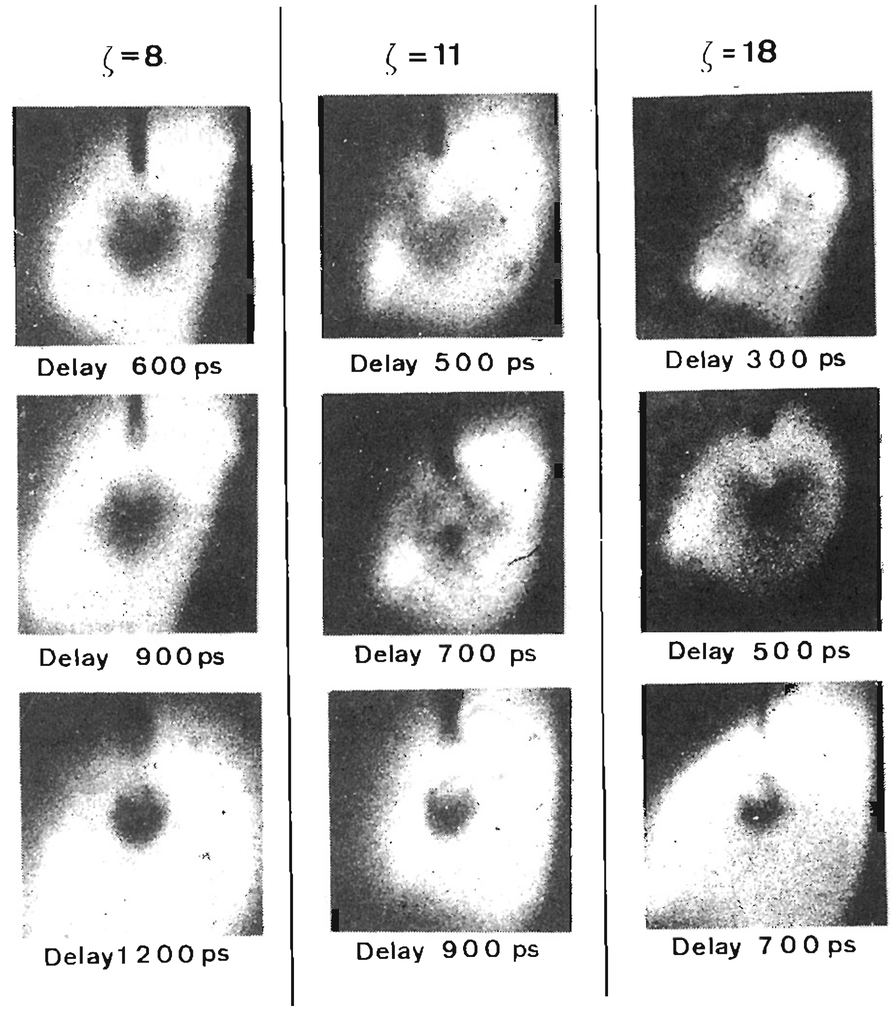


図5.14　圧縮ペレットのX線シャドウグラフ

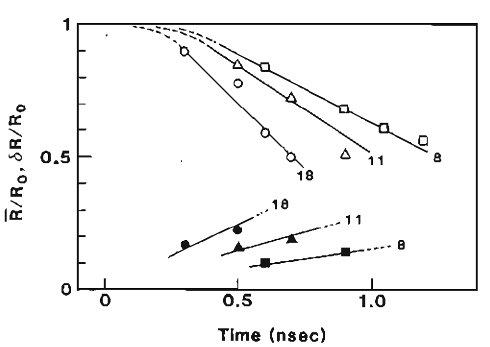


図5.15　圧縮ペレットの平均半径$\overline{R}$及び変形半径δRの時間的変化。R_0は初期半径

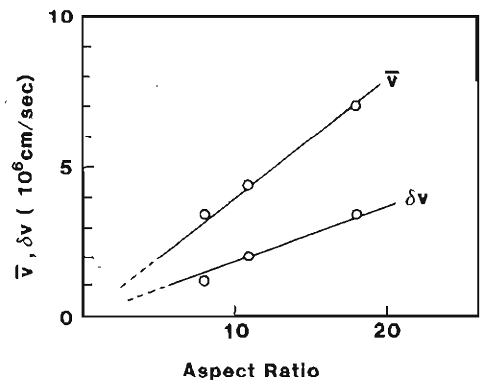


図5.16　圧縮速度v及び変形速度δvのペレットアスペクト比依存性。

ここで $\gamma=\sqrt{g2\pi/\lambda}$，$g$は加速度，$\lambda$ は不均一性の波長で τは加速時間である。(5.30a)の解は

$$\xi_1=\frac{\delta g}{\gamma^2}(-1+\cosh\gamma t) \tag{5.31}$$

となるので $t>\tau$ での変形量 ξ は

$$\xi=\frac{\delta g}{\gamma}\sinh\gamma\tau\cdot(t-\tau)+\xi_1(\tau) \tag{5.32}$$

これから変形量の時間変化 δv は

$$\delta v=\frac{d\xi}{dt}=\frac{\delta g}{\gamma}\sinh\gamma\tau \tag{5.33}$$

一方，加速後の平均圧縮速度 $\bar{v}$ は，$\bar{v}=\bar{g}\tau$ で与えられる。球殻の密度を ρ，半径を R_0，肉厚を ΔR とすると

$$4\pi R_0^2\cdot\Delta R\cdot\rho g=P\cdot 4\pi R_0^2 \tag{5.34}$$

から g はアブレーション圧力 P より

$$g=\frac{P}{\rho\cdot\Delta R}=\frac{P\zeta}{\rho R_0} \tag{5.35}$$

と求まる。ここで ζはアスペクト比である。これから $g\propto\zeta$，$\delta g\propto\zeta$ であることが分る。(5.33)式において λが大きいか，加速時間 τ が小さい場合には(5.33)式は

$$\delta v=\delta g\cdot\tau \tag{5.36}$$

となるのでδvもまたそれに比例する。図 5.16にアスベクト比と $\bar{v}$, δv の関係を示す。その線形性から，はじめに意図したとおり，実験は擬似アブレーティブになっている。つまりレーリーテーラーのような不安定性は短い加速時間の間には起っていないことになる。この結果から殻の変形 ξは加速時間内の δg つまり δP に起因することになる。

5.6 吸収レーザー強度分布とアブレーション圧力分布

5.6.1 分布の対比

今までの結果をもとにアブレーション圧力を算出してみる。まず球殻表面でのアブレートする単位面積当りの質量 ΔM をみつもる。西村ら[15]により求められた質量アブレーション率のレーザー強度依存性から，本実験では $\Delta M\approx3\times10^{-5}$ g/cm^2 となる。他にGrun ら[16] によるアブレーション深さの結果からは $\Delta M\approx2\times10^{-5}$ g/cm^2 が得られる。これから ΔMは球殻の初期質量 $M_0=7.3\times10^{-4}$ g/cm^2 に比し十分小さいものであるといえ，球殻は初期質量を保っていると考えられる。次に球殻内面の前駆加熱温度は1次元流体コード“HIMICO”[17] を用いて調べたところ，レーザー照射時ピークで20eVになっており，このときの球殻内面が膨張することによる減速圧力は3Mbarとなる。これは表面でのアブレーション圧力よりも十分小さく，前駆加熱がターゲット加速に及ぼす影響は無視できる。以上の考察をふまえてアブレーション圧力では $P_a=M_0\bar{g}=M_0\bar{v}/\tau_a$ より算出できることになる。ここで τ_aは加速時間で，本実験では，$\tau_a=0.2$ nsecと仮定した。図5.17に図5.13のA,Dビームのペレット表面上での中心を結ぶ孤上のアブレーション圧力分布を示す。明らかにビームに対応する部分でアブレーション圧力が大きくなっていることが分る。この場合の非一様性 $\Delta P/\bar{P}$ ($\Delta P=(P_{max}-P_{min})/2$，$\bar{P}=(P_{max}+P_{min})/2$) は16%になった。

照射レーザー強度分布は光線追跡吸収コード“ABS”により求めたものである。この際用いたパラメーターのペレット半径は初期半径72μmに，可視光プローブによる膨張速度測定から求めた膨張距離10μmを加えたものとした。電子温度はX線計測より求め1keV，プラズマZ値はBeが完全電離しているとし4とした。プラズマスケール長は他実験の報告値を用いた[18]。レーザー照射時間はプラズマ膨張時間に比べ充分に短いので，定常的な解析で充分に近似できる。本コード計算により求めたレーザー吸収強度分布を同図に示す。レーザー光の偏光方向は図に示すようにA，Dビームに対して異なる。図中の分布は θと紙面に垂直な方向に積分したものである。吸収分布のピークは共鳴吸収によ

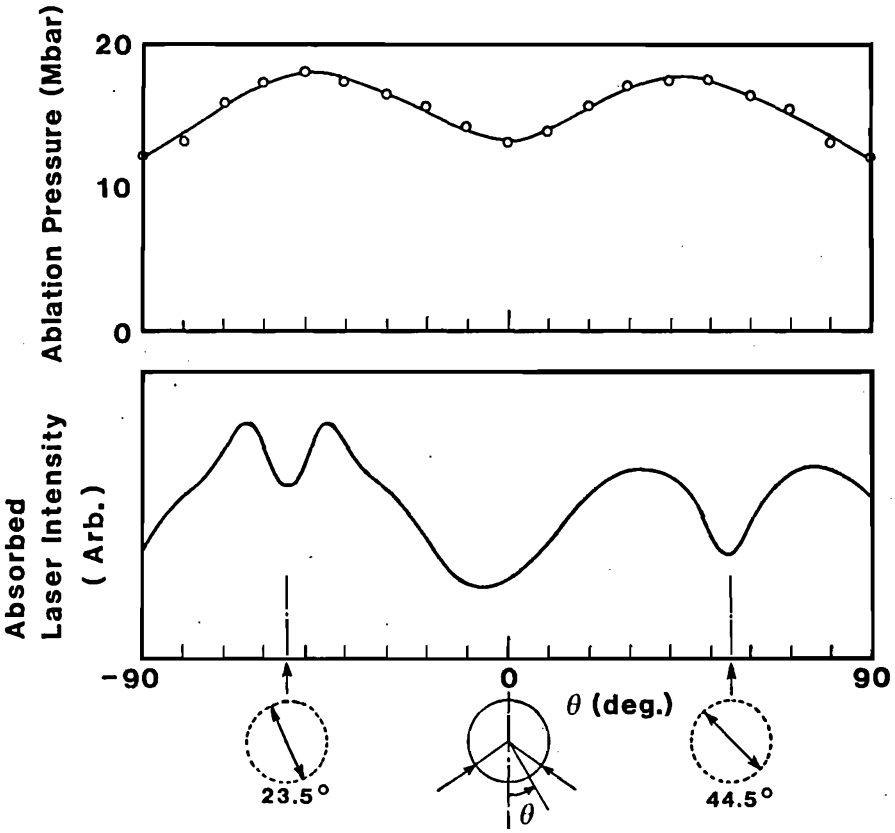


図5.17　アブレーション圧力分布と吸収レーザー強度分布

るもので，A，Dは偏向方向が異るのでピークのひらきに差がある。アブレーション圧力を算出するのに用いた実験結果のX線影絵像は θ と紙面に垂直の方向に積分した像であるので共鳴吸収ピークに対応するアブレーション駆動の変形は観測されていない。

5.6.2　一様化係数

前の結果をもとに一様化について検討する。今，吸収レーザー強度の非一様性とアブレーション圧力分布の非一様性を

$$\frac{\Delta P}{P}=f\,\frac{\Delta I}{I}\;,\;\; f=f_1 n \qquad (5.37)$$

と関係づけ，f を一様化係数と定義する。ここで n はアブレーション圧力 P と吸収レーザー強度 I を $P\propto I^n$ と関係づけるものである。実験，理論から $n\approx0.67$ と求められている。図5.17より $\Delta I/I=0.52$ が得られたので $f=0.31$，$f_1=0.47$ となる。

一様化は横方向の熱伝導の他に幾何学的効果によるものもある。エネルギー吸収領域での吸収エネルギー分布が非一様でもエネルギーがアブレーション面まで輸送される間に拡散によりエネルギー分布が一様となるものである。これは輸送距離Dが非一様の波長 λ_a に比べて大きい場合に有効で，S. Bodner[19] によれば一様化係数 f_g は近似的 $f_g\approx\exp(-2\pi D/\lambda_a)$ とされている。本実験では $D=10\,\mu$m，$\lambda_a=150\,\mu$m であるので $f_g=0.66$ となる。よって幾何学的効果以外による一様化係数 f_0 は0.7となる。f_0 は横方向熱伝導あるいは輻射によるものと考えられるが，上の結果からこの効果は大変少ないことが結論される。

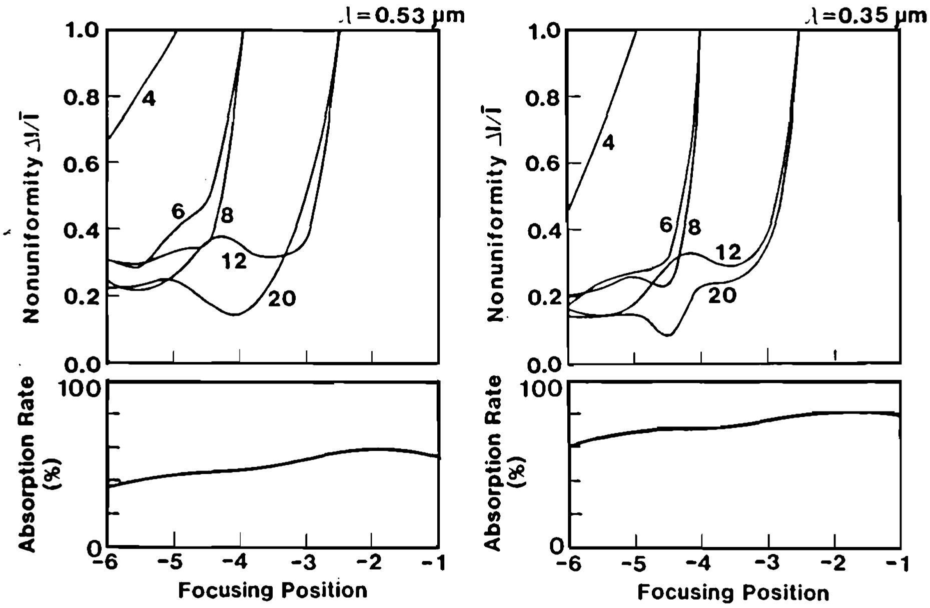


図5.18　吸収エネルギー分布の非一様性と吸収率の集光位置 p，ビーム数（4，6，8，12，20），レーザー波長 λ 依存性。
（ビームF値，$F=3.0$，$L_1=2\,\mu$m）

5.7　多ビーム照射時の吸収エネルギー分布の一様性

今までの議論は，単一ビーム照射のもとでの計算であった。実際のレーザー核融合では多ビームがペレットに照射される。対称照射は非対称照射よりも高い一様性を与えるので，本計算ではビーム数は4, 6, 12, 20とした。図5.18に $F=3$，$\lambda=0.53$，$0.35\,\mu$m の場合の非一様性の集光位置依存を示す。入射レーザーは円偏光とした。ここで非一様性を $\Delta I/\bar{I}$ と定義した。$\Delta I=(I_{max}-I_{min})/2$，$\bar{I}=(I_{max}+I_{min})/2$ で I_{max}(min) は最大（最小）吸収強度である。6, 8, 12, 20 ビームの場合　$p=-4\sim-6$ で 0.35μm に対しては 8 ～21%，$0.53\,\mu$m に対しては15～30%の非一様性を示している。この非一様は第1に共鳴吸収，第２にペレット全面に照射した場合のとなりあうビームの重なりに起因している。吸収レーザー強度の一様性を得るためにはこの２点を改良しなければならない。図5.19は12ビーム，$0.35\,\mu$m 照射時の各集光位置での吸収エネルギー分布を示す。たとえレーザーの波長を短く，あるいはビーム数を増やしても非一様性は大きくは改良されない。

アブレーション圧力の対称性は数%以下でなければならないとされている。つまり $\Delta P/P\leqq(1\sim3)\%$[20]。ペレットへのレーザー照射の一様性がこの値に達しない限り非対称を緩和する効果が要求される。この一様化は横方向エネルギー伝導や，共鳴領域で吸収されたエネルギーが熱伝導やあるいは輻射により，アブレーション面まで達する間の幾何学的効果によりなされる。吸収領域とアブレーション面との距離 D が吸収エネルギー分布の非一様スケール長 λ_a よりも大きい場合 ($D>\lambda_a$) に幾何学的効果による一様化は期待できる。

長スケール λ_a はビーム数により決まる。12, 20ビームの場合 $\lambda_a\sim0.46R_0$ で，6，8ビームの場合は $\lambda_a\sim0.96R_0$ となる。ここで R_0 はペレット半径である。長スケール　λ_a　はビームの重なりに起因している。短スケール非一様性は吸収領域とアブレーション面の間の輸送領域の熱伝導や幾何学的効果により緩和される。しかしながら長スケール非一様はこのような効果では充分に緩和されないので，初期の吸収強度分布を一様にしなければならない。横方向の一様化係数 f の実験値は４ビーム照射で 7×10^{14}W/cm^2　以下

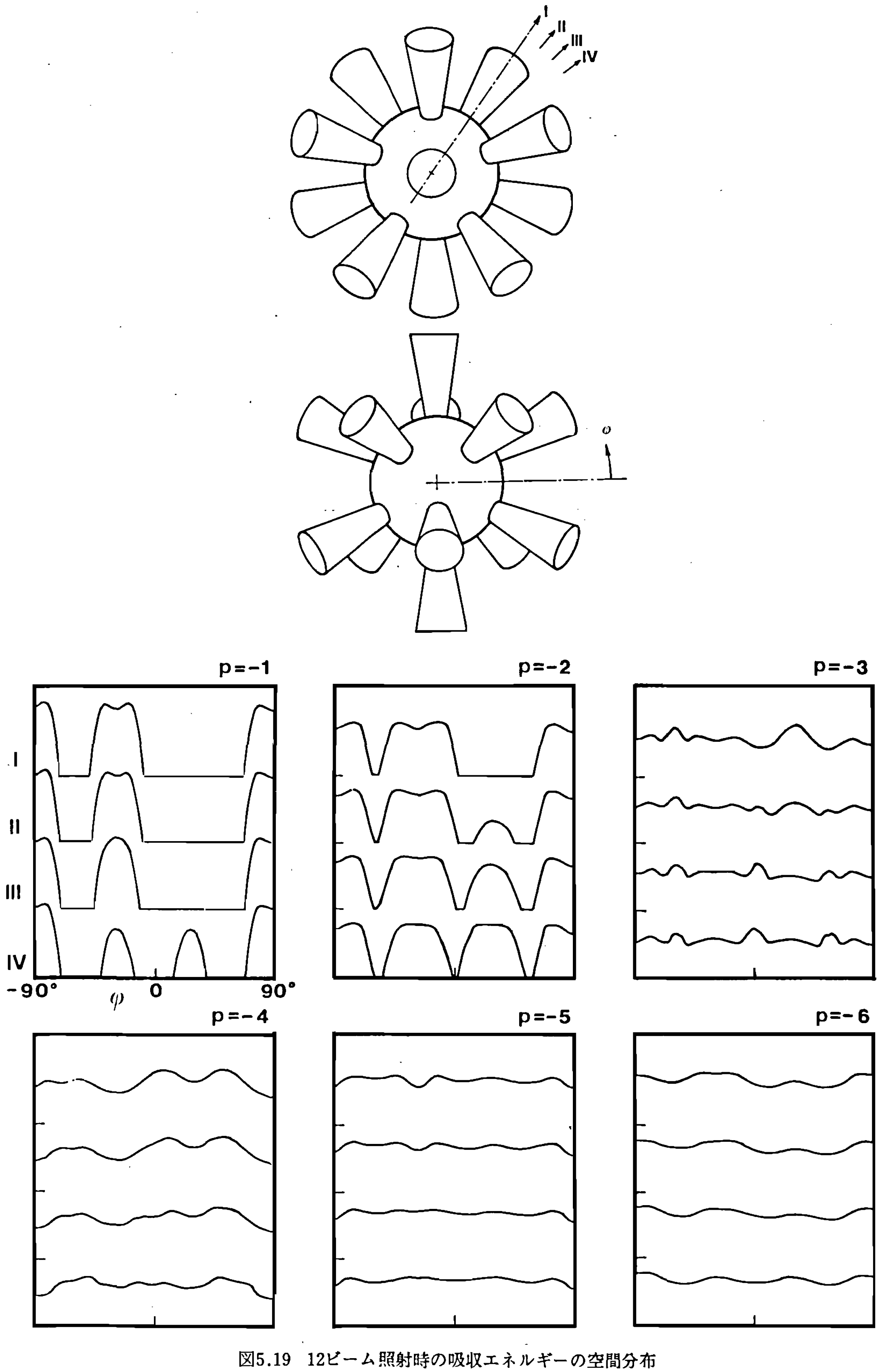


図5.19　12ビーム照射時の吸収エネルギーの空間分布

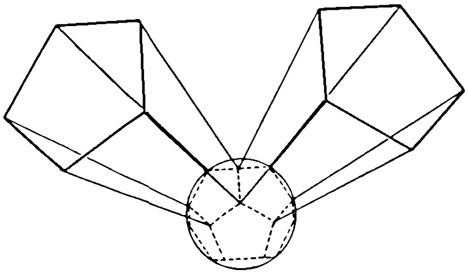


図5.20　五角形ビームの照射概念図。

の強度で約0.3である。ここで f はアブレーション圧力 P と $\Delta P/\overline{P}=f\Delta I/\overline{I}$ の関係にある[14]。ビーム数をさらに増せば，非一様のスケール長は短かくなるので，よりよい一様性は期待できる。$f=0.2$ のとき，アブレーション圧力の対称性を１～３％とするためには吸収エネルギーの非一様性は５～15％でなければならない。この値の吸収エネルギー非一様性を得るのは困難であることは図5.18をみれば分る。ビームの重なりのない場合の非一様性は **5.4** 節で議論した集光コーン内の吸収エネルギー分布より求められる。この場合非一様性は主に共鳴吸収に起因する。ここで著者は新しい照射概念を提案した。ペレット表面でのビームの重なり領域を減じるためには，図5.20に示すように12ビーム照射の場合ビームの形を５角形にすればよい。0.35μm レーザーをこの５角形ビームで照射すれば吸収エネルギーの非一様性は約５％になることが計算でき，一様圧縮条件を満足できるようになる。

5.8　吸収エネルギー分布の横方向一様化

5.6 節での実験結果から，横方向熱輸送は充分でなく，一様化の効果はあまり期待できないことが分った。本節では，こうした横方向熱伝導を抑制する要因と，一様化係数について検討してみる。

古典的熱伝導理論における熱伝導率はSpitzerによると[21]，

$$k=\varepsilon\cdot 20\left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}}\frac{(k_B T_e)^{5/2}k_B}{m^{1/2}e^4 Z\ln\Lambda} \qquad (5.38)$$

と与えられる。ここで，k_B はボルツマン定数，T_e は電子温度，m は電子質量，e は電子電荷量，Z はイオン電荷数，$\ln\Lambda$ はクーロン対数である。また，ε はプラズマに対する補正係数で，$\varepsilon=0.371Z/(2.93+Z)$ と近似する。時間 t の間に横方向に温度が均一化される距離 l_h は熱伝導方程式より

$$l_h\sim\left(\frac{kt}{\frac{3}{2}n_e k_B}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (5.39)$$

となる。ここで n_e は電子密度である。今，単位時間あたりのエネルギー吸収量を ϕ とすると，エネルギー保存則より，

$$\phi t=\frac{3}{2}\pi n_i(Z+1)k_B T_e d\, l_h^2 \qquad (5.40)$$

となる。ここで，d はプラズマの厚さ，n_i はイオン密度である。これらの関係を用いて，**5.6** 節の実験での条件，$Z\sim4$，$n_e\sim10^{21}/\mathrm{cm}^3$，$d\sim 2\mu\mathrm{m}$，$\ln\Lambda=7.2$ ($T_e=1\,\mathrm{keV}$，$n_e=10^{21}/\mathrm{cm}^3$)，$\phi=0.15\times10\times10^7/80\times10^{-12}$ erg/sec，$t=40$ psec より l_h を評価すると $l_h\sim390\mu\mathrm{m}$ となる。これは吸収エネルギー不均一波長 $\lambda_a\sim150\mu\mathrm{m}$ よりも充分に大きい。しかし，アブレーション面近傍における l_h は密度が固体密度程度，温度が100～200eV 程度となるため，$l_h\sim$ 数10μm にしかならず，この領域での熱伝導一様化は期待できない。したがって，充分に加熱された吸収領域における高い横方向熱伝導により，均一なアブレーション圧力を駆動できると考えられる。しかしながら，**5.6**節までの実験結果からは，この効果は小さく，横方向熱伝導が抑制されている。この原因の一つとしては磁場の発生が考えられている[22]。局所的なレーザー照射スポット内での高速電子流のふきだしによりスポット周辺で磁場が発生すると考えられる。この磁場はスポットの周辺外部にトロイダルに発生し，その方向はスポットに向い右廻りである。この他に $\nabla n\times\nabla T$ 磁場も発生する。実験的には～MGauss の磁場が観測されている[23]。この様な磁場が照射スポット外周に存在している場合，そこで，熱伝導が低下するために，スポッ

ト内部のエネルギーは周辺から外部へ流出することができず，スポットの内部と外部とは熱的に遮断された状態となる。Braginskii[24]によれば，磁場がある場合の磁場を横切る熱伝導係数k^eは，磁場がない場合のk_0に比らべて

$$\frac{k^e}{k_0}\sim\frac{1}{(\omega_e\tau_e)^2} \tag{5.41}$$

の比だけ小さくなる。ここで，ω_eは電子ラーマー振動周波数，τ_eは電子衝突時間で，今，Beプラズマ($Z=4$)中の遮断密度($n_e=10^{21}\ \mathrm{cm}^{-3}$)に$5\times10^6$ Gaussの磁場が発生したとすると$\tau_e\sim3.4\times10^{-13}$ sec，$\omega_e\sim8.8\times10^{13}\ \mathrm{sec}^{-1}$となる。また，熱伝導距離は$l_h\propto\sqrt{k}$となるので，前述の磁場のない場合の熱伝導距離$l_{h0}\sim390\,\mu$m に対して，磁場が存在すると$l_{hB}\sim13\,\mu$m となり，スポット外部へ向う横方向熱伝導は大きく抑制されることが分る。一方，となり合うレーザービームを重ねあわせるとレーザー照射スポット周辺の磁場は，重なり合った領域において，他方のスポット周辺磁場を打ち消しあうと考えられる。O. Willi ら[23]は磁場計測を行うことにより，独立スポットでは数MGaussの磁場が発生するが，ビームを重ねると100KGauss以下になることを観測している。しかしながら，**5.6**節までの実験ではビームを重ねあわせているにもかかわらず，一様化の効果は充分でなく，まだ何らかの原因により熱伝導が抑制されているが，詳細は未だ明らかになっていない。

短波長レーザーを用いた場合のアブレーション圧力の一様性について評価を行う。長波長レーザーでは共鳴吸収による非一様吸収や，高速電子流による磁場の発生などが，一様性低減の原因になる。一方，短波長レーザーでは，高密度領域でエネルギー吸収されるために，熱伝導率が低下する他，吸収領域とアブレーション面の接近（Dが小さくなる）により，幾何学的一様化効果が期待できなくなる。一様化係数(5.37)式と同様に

$$\frac{\Delta P}{P}=f\frac{\Delta I}{I},\quad f=nf_0f_g,\ f_g=\exp\left(-\frac{2\pi D}{\lambda_a}\right) \tag{5.42}$$

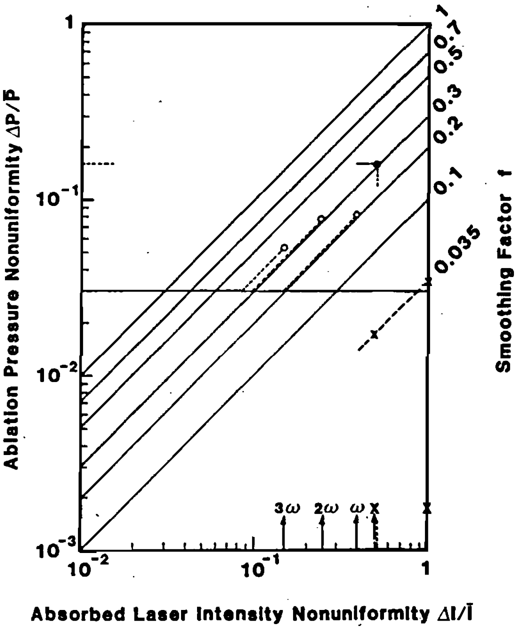


図5.21　アブレーション圧力分布と吸収レーザー強度の非一様性，一様化係数の関係
●は4ビーム照射実験結果，
○は5.7節より求めた12ビーム照射時の吸収エネルギー分布より評価した。
×は第6章のX線による間接型照射の場合

と定義する。図5.21に$\Delta P/P$, $\Delta I/I$, fの関係を示す。図中の●は前に求めた実験値である。4ビーム，12ビームの場合のλ_aはそれぞれ$\lambda_{a4}\sim1.91R_0$，$\lambda_{a12}\sim0.46R_0$（R_0はペレット半径）となるので，ω (1.05μm)光12ビーム照射時の場合のf_gは$f_{g12}^{\omega}=(f_{g4}^{\omega})^{\lambda_{a4}/\lambda_{a12}}=0.44$となる。この場合の値を同図の○で示す。$\Delta I/I$は，**5.7**節の計算結果による。熱伝導距離$l_h$は$n_e^{-\frac{1}{2}}$に比例することから，近似的に$D\propto l_h^{-1}$となる。$\omega$時の$D^{\omega}$に対して，$2\omega$, 3ωの場合はそれぞれ$D^{2\omega}\sim D^{\omega}/2$, $D^{3\omega}\sim D^{\omega}/3$となる。実際は吸収領域が高密度側になるので，さらにDは短くなる。図5.21より3％の$\Delta P/P$が要求されれば，ωで15%，2ωで10%，3ωで8.5%の$\Delta I/I$が必要となる。(図中の×印は，次章で述べるX線による間接型爆縮の場合である。)

以上の議論は短時間照射の場合である。実際のアブレーティブ圧縮では，圧縮時間と同程度の間レーザーが照射される。この間に圧縮がすすむことによりDは大きくなり幾何学的一様化の効果が期待される。たとえばD ～30μm にな

ると $f_g\sim0.28$, $D\sim50\mu$m で $f_g\sim0.12$ となる。しかしながら，加速時間が長くなると，レーリーテーラー不安定が発生する可能性がある。ペレット殻の変形は，(5.31)式を用いると

$$\frac{\xi}{\bar{R}}=\frac{\dfrac{\delta g}{\gamma^2}(-1+\cosh\gamma t)}{\dfrac{1}{2}\bar{g}t^2}$$

$$=\frac{\delta g}{\bar{g}}\cdot\frac{2(-1+\cosh\gamma t)}{(\gamma t)^2} \qquad (5.43)$$

で表わされる。いま，$g\sim10^{15}$ cm/sec^2，$\lambda\sim150$ μm，$t\sim5\times10^{-9}$ sec の場合 $\gamma\sim6.5\times10^8$，$\gamma t\sim3.2$となり $\xi/\bar{R}\sim2.24$ $\delta g/\bar{g}$ となる。長パルス照射時の D の時間変化の詳細については未だ明らかになっていないが，レーリーテーラー等の不安定性を考えると短パルス照射で先の一様性を満たすことが最低必要な条件と考えられる。

5.9 まとめ

爆縮の一様性を評価するために吸収率と吸収エネルギー分布の集光位置依存を計算できる計算機コード“ABS”を開発した。その結果吸収率は集光位置 p が$-1.0\sim-1.5$($F=1.5$) のところで最大となり，最大吸収率の集光位置 p は L_1 増加とともにプラス側へシフトすることが分った。吸収率の集光位置依存については計算結果は実験結果とよく一致した。吸収エネルギー分布の非一様性は共鳴吸収が効果的である限り減じない。短波長レーザーでは吸収率の増加とともにこの非一様性は集光コーン内では緩和される。レーザーをペレットに直接照射する直接照射型爆縮の一様性に関する実験を行った。圧縮ペレットの2次元像をX線バックライティング法により影影し，圧縮のダイナミックスを求めた。その結果，圧縮速度，ペレット変形速度とともにアスペクト比に比例した。これより短パルス照射による模擬アブレーティブ圧縮では，ペレット変形は加速時間内の加速（アブレーション圧力）の非一様性にのみ起因することが明らかとなった。圧縮速度よりアブレーション圧力のペレット表面での分布を求めた。その結果，その分布はレーザー照射による吸収エネルギーの分布と対応しており，一様化の効果は $f_1=0.47$ と大変小さく，幾何学的効果を除くと $f_0=0.7$ にしかならず，直接照射爆縮では，照射の非一様性が圧縮に大きく影響することが明らかとなった。多ビーム照射の場合（8～12ビーム）吸収エネルギーの非一様性は8～12%（$\lambda=0.35$ μm），15～20%（$\lambda=0.53\mu$m）あった。この非一様性はペレット全面に照射した場合のビームの重なりに起因している。これを改良するために12ビームの五角形パターン照射を提案した。この場合ビームの重なりはなくなり，0.35 μm では5%以下の非一様性におさえることができる。

第5章の参考文献

1) K. R. Manes, V. C. Rupert, J. M. Auerbach, P. Lee and J. E. Swain: Phys. Rev. Lett., **39**, 281 (1977).
2) J. P. Anthes, M. A. Palmer, M. A. Gusinow and M. K. Matzen: Appl. Phys. Lett., **34**, 841 (1979).
3) H. Hama, K. Mima, Y. Kato, T. Uenoyama, N. Miyanaga, S. Nakai and C. Yamanaka: IEEE Trans. Plasma Sci., **PS-10**, 55 (1982).
4) D. C. Slater, Gar E. Busch, G. Charatis, R. R. Johnson, F. J. Mayer, R. J. Schroeder, J. D. Simpson, D. Sullivan, J. A. Tarvin and C. E. Thomas: Phys. Rev. Lett., **46**, 1199 (1981).
5) D. Billon, P. A. Holstein, J. Launspach, C. Patou, J. M. Reisse and D. Schirmann: *"Laser Interaction and Related Plasma Phenomena"*, eds. H. J. Schwarz and H. Hora (Plenum, New York, 1977), Vol. 4A p. 503.
6) J. J. Thomson, C. E. Max, J. Erkkila and J. E. Tull: Phys. Rev. Lett., **37**, 1052 (1976).
7) H. Shiraga, T. Mochizuki, S. Sakabe, K. Okada, A. Kikuchi and C. Yamanaka: Phys. Rev. Lett., **49**, 1244 (1982).
8) V. L. Ginzburg: *"The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas"* (Pergamon Press, New York, 1970) 2nd ed.
9) J. W. Shearer: Phys. Fluids, **14**, 183 (1971).
10) H. Azechi, S. Oda, K. Tanaka, T. Norimatsu, T. Sasaki, T. Yamanaka and C. Yamanaka: Phys. Rev. Lett., **39**, 1144 (1977).
11) D. T. Attwood, D. W. Sweeney, J. M. Auerbach and P. H. Y. Lee: Phys. Rev. Lett., **40**, 184 (1978).
12) A. Raven and O. Willi: Phys. Rev. Lett., **23**, 278 (1979).
13) C. Yamanaka: IEEE J. Quantum Electron., **QE-17**, 1639 (1981).

14) H. Shiraga, T. Mochizuki, S. Sakabe, K. Okada, A. Kikuchi and C. Yamanaka: Phys. Rev. Lett., **49**, 1244 (1982).
15) H. Nishihara, H. Azechi, K. Yamada, A. Tamura, Y. Inada, F. Matsuoka, M. Hamada, Y. Suzuki, S. Nakai and C. Yamanaka: Phys. Rev. A, **23**, 2011 (1981).
16) J. Grun, R. Decoste, B. H. Ripin and J. Gardner: Appl. Phys. Lett., **39**, 545 (1981).
17) T. Yabe, K. Mima, K. Yoshikawa, H. Takabe and M. Hamano: Nucl. Fusion, **21**, 803 (1981).
18) A. Raven and O. Willi: Phys. Rev. Lett., **23**, 278 (1979).
19) S. E. Bodner: J. Fusion Energy, **1**, 221 (1981).
20) J. H. Gardner and S. E. Bodner: Phys. Rev. Lett., **47**, 1137 (1981).
21) L. Spitzer: *"Physics of Fully Ionized Gases"*, (Interscience, New York, 1962).
22) J. J. Thomson, C. E. Mak and K. Estabrook; Phys. Rev. Lett. **35**, 663 (1975); B. Bezzerides, D. F. Dubois, D. W. Forslund and E.,L. Lindman: Phys. Rev. Lett. **38**, 495 (1977); Wee Woo and J. S. DeGroot: Phys. Fluids, **21**, 2072 (1978).
23) O. Willi, P. T. Rumsby and C. Duncan: Opt. Commun. **37**, 40 (1981).
24) S. I. Braginskii: Review of Plasma Physics **Vol. 1**, 213～219 (Consultants Breau, New York, 1965).

第６章　間接照射型爆縮におけるＸ線駆動アブレーション圧力

6.1 序　論

レーザー核融合ターゲット中におけるアブレーション加速過程に関する最近の理論[1~3]及び実験研究[4~7]によると，短波長レーザーを用いれば，高い流体力学的効率が得られ，高いレーザー吸収率の結果，反射光によるプラズマ不安定の発生も減じられることが示されている。これらの結果は，軟Ｘ線の波長領域電磁波を照射すれば，一層高い効率でアブレーションを駆動できることを示唆している。さらに，Ｘ線源とアブレーターとの距離をとり，減衰することなく真空中を伝搬していったＸ線を照射すると，圧縮の一様性や対称的配置を考慮する必要がなくなると期待される。現在アブレーション駆動のできる高強度Ｘ線として考えられるものは，レーザー生成プラズマより発生するＸ線である。こうした背景からＸ線照射時のアブレーション圧力の発生や，他の特性の定量的な研究が重要となってくる。一様圧縮は，高効率爆縮を実現するに際しては，高い流体力学的効率とともに重要な要因となる。Ｘ線による間接照射型爆縮は，総合的な効率を考えた場合でも，この一様圧縮と高流体力学的効率が，レーザーあるいは粒子ビームのＸ線への変換損失を充分補足するであろうと考えられる。

このようなＸ線駆動圧縮の概念は以前から報告されている[8,9]。Colombant ら[10]はアブレーション構造の詳細を研究し，イオン化モデルによるシミュレーションにより，アブレーター中での，Ｘ線エネルギー輸送機構を考慮すると，電子エネルギー輸送の場合のアブレーションとその構造が異なる事を示している。同じような考えにもとずいて，黒体輻射下でのアブレーション圧力の比例則についても解析的に研究されている[11,12]。

著者は，ペレットとレーザー生成外部Ｘ線源を巧みに組み合せた構造により，軟Ｘ線によりペレットが駆動されることを実験的に初めて観測した。本章では，軟Ｘ線駆動アブレーション圧力のＸ線強度比例則に関する実験研究について述べる。さらに後半では実験により得られたペレット圧縮像からアブレーション圧力分布を求め，幾何学的一様化の効果的なことを実証する。次に，このような駆動爆縮におけるペレット表面上でのＸ線照射の一様性とＸ線強度（アブレーション圧力）の関係を明らかにする。

6.2 軟Ｘ線によるペレット圧縮の実験的検証

6.2.1 ターゲット構造と実験配置

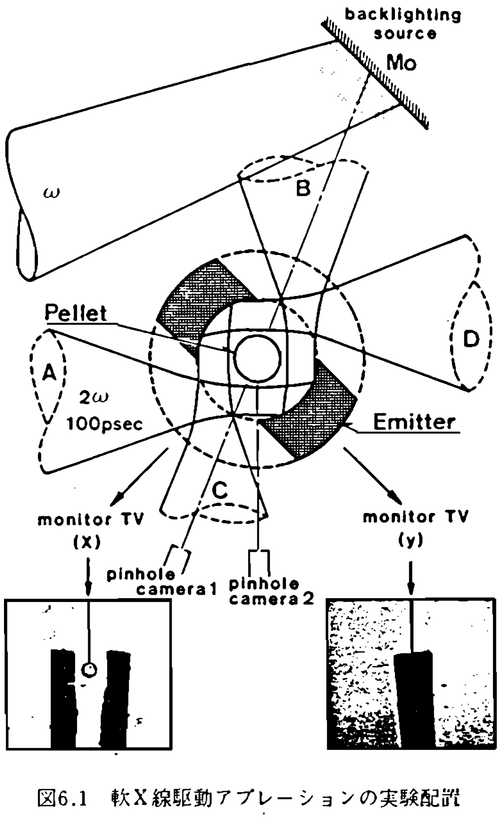


図6.1　軟Ｘ線駆動アブレーションの実験配置

実験配置を図6.1に示す[13]。X線用エミッターは，内径約250μm のスチールパイプの内壁にAuをコートしたものであり，その内部にガラスファイバーでつられたペレットを導入した。レーザーはガラスレーザー激光Ⅳ号の2倍高調波0.53μm を用い，4ビームを図に示すようにエミッターパイプ内壁に照射した。Au表面より高強度軟X線を発生させるために，同じ集光径となるように，2ビームを対にして照射した[14,15]。このような複雑な集光系であるため，　2つのAu X線エミッターの中心におかれた ペレットに直接レーザーがあたらないように，集光アライメントは特に注意を払った。ペレットとして中空のGMBとプラスティック（パリレン）マイクロバルーンを用いた。

圧縮ペレットのダイナミックスの計測は主として，2台のピンホールカメラを用いたX線バックライト法によって行った。Mo や Ge の平板ターゲットに主ビームと同期のとれた1.05μm レーザービームをあて，それぞれ2.6keV, 1.4 keVのバックライト用X線として用いた。図中のNo.1のピンホールカメラは，X線によりバックライトされたペレットの時間分解影像をうつす。また，No.2カメラは，ペレットの一部による影像を含むAu X線エミッターの時間積分された像をうつすためのものである。Au X線エミッターのプラズマ特性は，別の実験で，透過型格子分光器，3ch フィルター軟X線ダイオード，チャージコレクター，同期可視光プローブビームを用いて計測を行った。

エミッター板上でのレーザーの集光径は約300μm とし，入射エネルギーは10〜40J で，パルス幅は100psec(FWHM)，強度 10〜60×10^{14} W/cm^2 である。入射角は54° でS偏光である。エミッターからの反射光によりペレットにレーザーがあたる割合は，簡単な光線追跡計算により入射レーザーエネルギーの10^{-2} 以下であることが確められている。

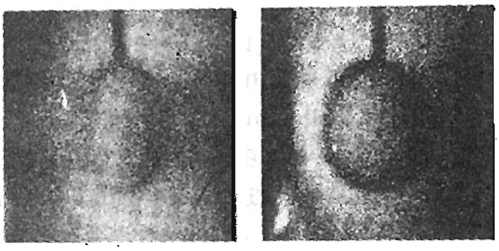
6.2.2 実験結果と検討

(1) Au X線エミッターからの膨張プラズマイオン

図6.1配置による実験とは別にAuエミッターを片側だけとして，それより発生するイオンの計測を charge collector を用いて行った。先にのべたレーザー条件で照射を行った結果，20J で（本実験での最大エネルギー），3×10^7 cm/sec の膨張速度が得られた。これは可視光プローブによる可視影像の観測（電子密度10^{20}cm^{-3} のプラズマプロファイルの時間分解ができる。）によって得られた膨張速度と一致する。今，この速度が，断熱膨張時の最大速度 $u \sim 2C_s/\gamma-1$ に等しいと仮定する（C_sは音速，γは比熱比）とAuのプラズマ温度 T_e は620 eV となる。ただし，平均電荷数 $\langle Z \rangle$ は $\langle Z \rangle \sim \frac{2}{3}(A T_e)^{\frac{1}{3}}$ の関係[16]より求めた。ここでAは質量数である。この速度より膨張Au プラズマがエミッター からペレット表面（50μm 間隔）に達する時間は，1.7 nsec 以上と評価できる。

(2) Au X線エミッターからの輻射によるペレット圧縮

図6.2に得られたペレットのX線影絵像の代表的なものを示す。圧縮の対称性が，本実験のX線エミッターの配置（水平2方向からのX線照射系）に対応していることが明らかである。しかしながらマイクロバルーンの内外壁は非常になめらかである。また数μm のシェルの膨張も観測されている。ペレットシェルの中心水平軸方向の径の時間軌跡を図6.3に示す。X線によるペレット圧縮駆動を確認するために，Au コートX線エミッターの代わりにCHをコート



(a)　　(b)

図6.2　ペレットのX線影絵像
（左：直径153μm，肉厚0.9μm GMB）
（右：直径153μm，肉厚2.3μm GMB）

	○	●	△	□	◎
Emitter	CH	Au			
GMB Thickness(μm)	1.0		2.77	2.27	2.02
Incident Energy (J)	70.0		40.0	26.6	11.2

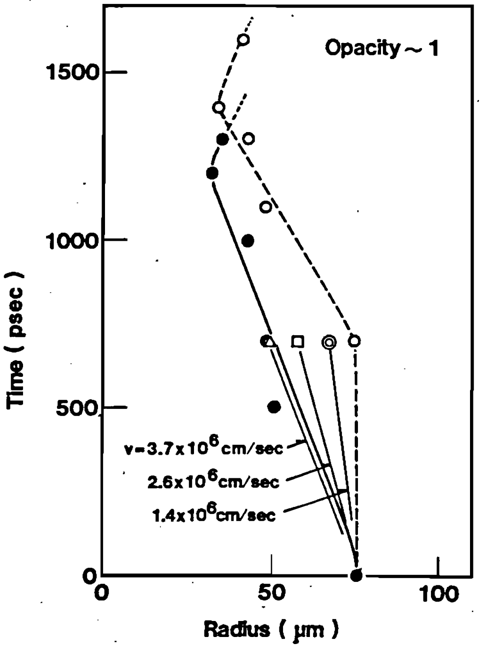


図6.3　X線駆動 Glass MB (●△□◎), Plastic MB (○) の半径の時間軌跡 (直径150 μm)

	●	△	□	◎	○
肉厚	:40	40	27	11	40J
レーザーエネルギー	:1.0	2.8	2.3	2.0	1.0 μm

したエミッターを用いた。その結果は図に示すとおり最大レーザーエネルギーを照射したにもかかわらず，ペレットシェルはレーザーピークから700psec 以上経過しないと，圧縮が開始されていない。一方，Au エミッターの場合 は500psec で，すでにペレット圧縮がすすんでいる。CHエミッターの場合のプラズマ膨張速度は charge collector によって計測すると，6.7×10^7 cm/sec と得られて，これより，プラズマのペレットへの致達時間は770psecと評価されるが，これは上の実験結果とよく一致する。またNo.2のピンホールカメラにより，エミッターターゲット垂直方向で10μm のAu からのX線発光像が観測されており，これからもプラズマの膨張速度が約10^7 cm/sec であることが確められる。

これらの結果からペレットはAu エミッターの場合は，X線輻射により，CHエミッターの場合は，プラズマ粒子により，駆動圧縮されていると結論できる。

6.3　アブレーション圧力のX線強度比例則

図6.1に示す配置におけるペレット表面での入射X線の強度の Au エミッターからのX線強度に対する比は，エミッター上での表面輻射と輻射の cos 則分布，表面垂線に対して軸対称分布を仮定すれば計算できる(詳細は次節参照)。その結果，ペレット中心を通る水平軸上で約0.5になる。表面輻射と cos 則の仮定はこれらのレーザー強度[17]と短パルス照射では，プラズマ膨張量は少ないことから考えられる。

X線発光時間は，レーザー照射前のペレット半径と，No.2のピンホールカメラでとらえたその像とを比較して，レーザーのパルス幅と同程度と評価した。つまり，もし発光の方が長ければ，Auエミッターからの X線によるペレットの影像は発光時間のうちにペレット半径が減じるからである。

0.53μm レーザーにおけるいまの強度での照射レーザー強度に対するX線への変換交率はX線ダイオードを用いて同じエミッター配置で測定を行った。その結果0.17～1.6keV のX線への変換効率は約20％で，レーザー光強度依存は弱い。この変換効率及び，上で求めた幾何学的輸送係数の計算値を用いることによりペレット表面でのX線強度は求められる。

アブレーション圧力 P_a は，ペレット殻加速にロケットモデルを適用すれば，

$$P_a=\frac{M_0 v f}{\tau}\;\frac{1}{\ln(1-f)^{-1}} \qquad (6.1)$$

より求められる。ここで M_0 は，初期殻の質量，v は加速時間 τ 後の爆縮速度，$f=\dot{m}\,\tau/M_0$，$\dot{m}$ は質量アブレーション率である。$\dot{m}\,\tau$ についてはは M_0 の数十％以下とした。このアブレーション質量に関する仮定は，ペレットのX線影像の大きさと，opacity (10eVの殻温度とし) から評価できる残りの質量と対応づけられる。図

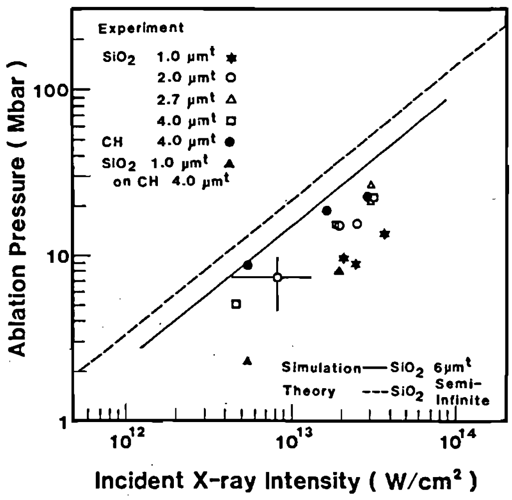


図6.4　軟X線駆動アブレーション圧力のX線強度依存性。
GMB, CH　ターゲットはMo-X線, Ge-X線による影絵より求めた。

6.4に，上記解析によって得られた軟X線駆動アブレーション圧力のX線強度依存を示す。

図6.4より SiO_2 の場合のアブレーション圧力はX線強度 I_x に対し $I_x^{0.8}$ の比例則に一致し，ターゲットの厚さとともに増すことが分る。比例則については，ＬＴＥ平均イオンモデルと多群輻射輸送を組み込んだ1D-HIMICOによるシミュレーション[12]あるいは解析解[12]とよく一致する。

ターゲット厚の増加に伴う圧力の増加は，照射X線スペクトルの高エネルギー成分が，ターゲット殻をぬけていることを示唆している。CHターゲットを用いると，ガラスターゲットの場合と比べて同程度かそれ以上のアブレーション圧力を示している。図6.5にAu プラズマから発生する軟X線のスペクトル[19]とSi, O, C 原子に対するX線の吸収断面積を示す[18]。Si原子の場合，500eV以上のX線に対してはガラス殻の肉厚が大きいほど効果的に吸収されることが分る。O原子に対しては，K-edgeが532eVであるため，0.9 μm厚では250～500eVのX線が透過してしまう。C原子は283eVにK-edgeがあるが，4 μm厚にすると効果的に吸収される。以上の考察から，SiO_2 の場合，ターゲット厚の増加に伴ないアブレーション圧力が増加し，4 μm^t のCHターゲットを用いると2.7μm^t SiO_2 と同程度のアブレーション圧力が得られると考えられる。

6.4　照射レーザー強度分布とアブレーション圧力分布の関係

6.2節で行った実験でのペレットとエミッターの配置を図6.6に示す。また，図6.2に示した2つのペレット像より得られる φ 方向のアブレーション圧力の分布を図6.7に示す。図より明らかなように非常になめらかな分布が得られている。この分布と照射されたX線強度の分布との関係を検討してみる。図6.7(a)は2ビーム対で4ビーム照射の場合で(b)は1ビームづつ2ビーム照射した場合である。図6.6の左側のエミッター上での照射レーザー強度分布を(a), (b)の場合に対してそれぞれ図6.8(a), (b)に示す。(θ, z) 方向は図6.6に示す。

X線への変換効率については入射レーザー強度にあまり依存しないことが調べられており，η～20%が得られている[19]。これから，エミッターから発生するX線の強度分布は，照射レーザー強度分布（図6.8）の0.2倍と考えられる。前章でも述べたようにエミッターから発生するX線の角度分布はcos則に従うと仮定すると，図6.6に示すような座標系では，ペレット上の点P(φ)でのX線強度 $I_p(\varphi)$ は，次式のように表される。

$$I_p(\varphi)=\frac{1}{\pi}\iint I_e(\theta, z)\cos\beta \cos\alpha \frac{1}{\overline{PQ}^2} R_e d\theta dz \qquad (6.2)$$

ここで $I_e(\theta, z)$ は，エミッター表面のQ(θ, z)より発生する全輻射強度である。$\alpha(\theta, z, \varphi)$, $\beta(\theta, z, \varphi)$ は $\overline{PQ}$ がそれぞれ $\overline{OQ}$, $\overline{OP}$ となす角度である。図6.9にペレット表面での照射X線強度分布（実線）を示す。また同時に図6.7で示したアブレーション圧力分布をも示す。(a)の不一致は前に述べたようにX線の一部がペレットを透過したことによる。また φ～±90° 付近で

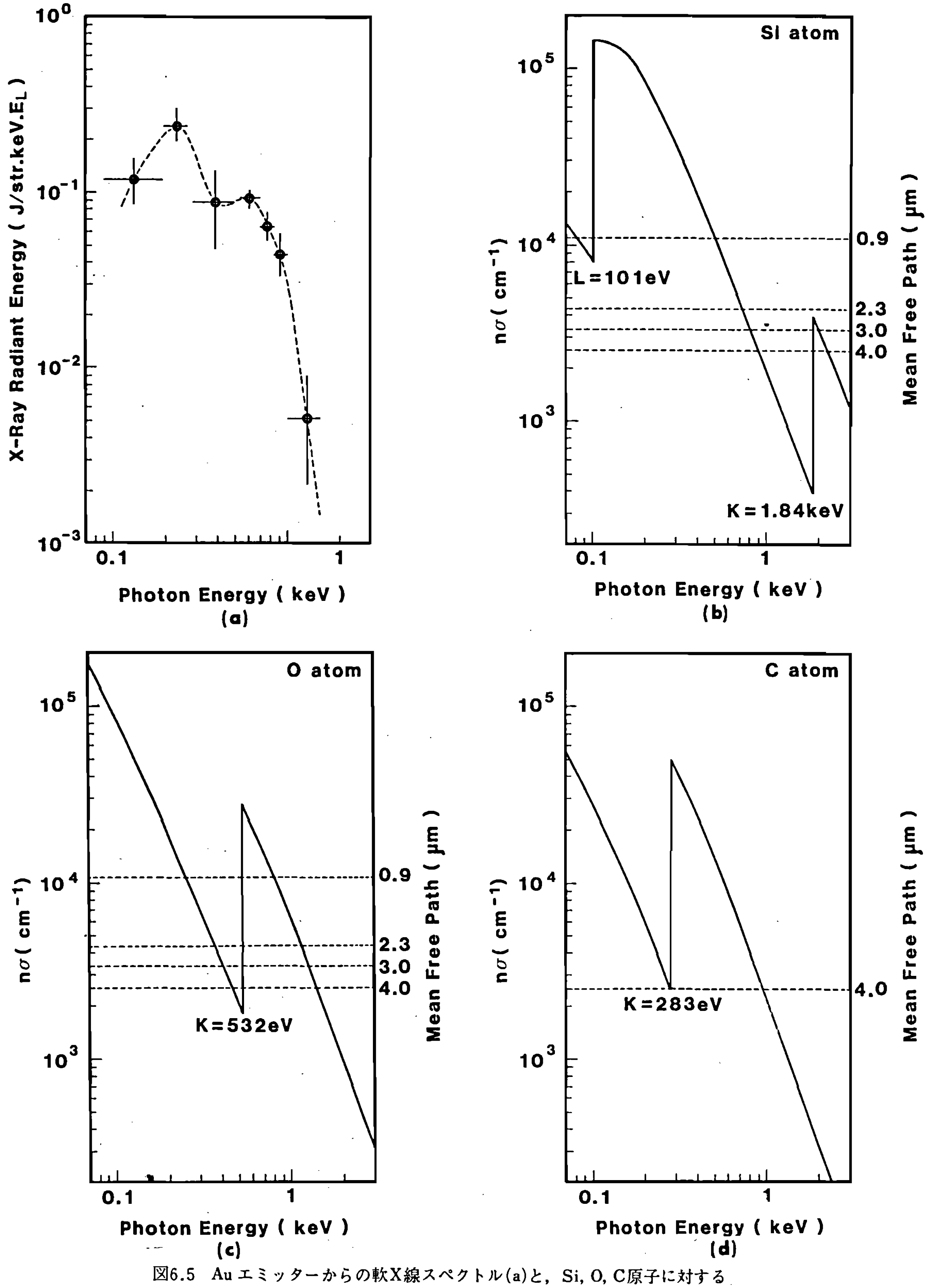


図6.5　Au エミッターからの軟X線スペクトル(a)と，Si, O, C原子に対する吸収断面積(b)〜(d)。

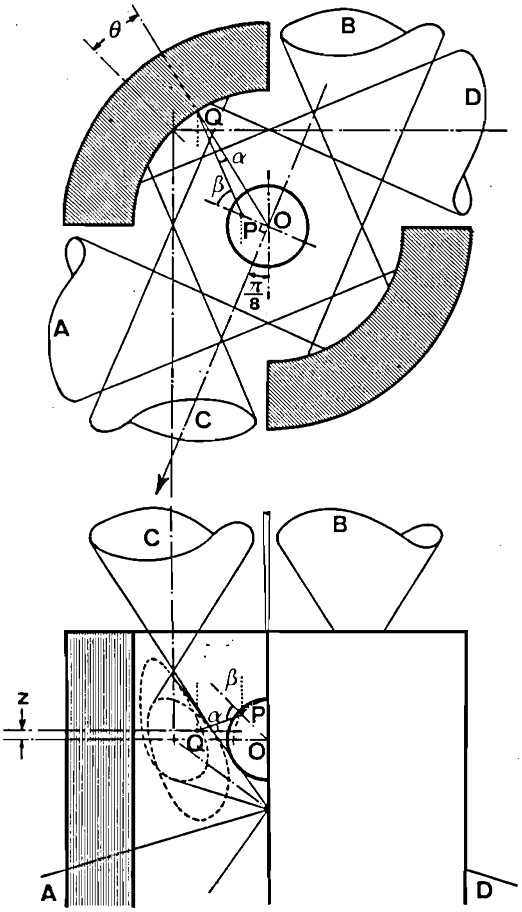


図6.6　ペレットとエミッターの配置

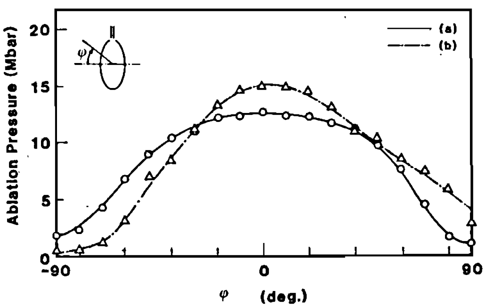


図6.7　アブレーション圧力の空間分布

のずれは，他方（対向）のエミッターからの寄与であると考えられる。(b) は1ビームずつ照射したので $\varphi \sim -90°$ の方の対向エミッターがなくここでは大変よく一致している。この結果から (6.2) 式より求めた吸収X線強度分布とアブレーション圧力分布は非常によく一致することが分った。

6.5　照射X線の幾何学的一様化効果の評価

6.5.1　ターゲット構造と解析モデル

前節での議論からエミッターからの輻射X線強度分布と，ペレット上での照射X線強度分布は (6.2) 式のような簡単な幾何光学式で表せる。さらに，レーザーのX線への変換効率がレーザー強度に対し弱い依存性しかないことから，エミッターでの輻射X線強度分布が決まれば，レーザーの照射領域も決められる。本節ではモデルターゲットを仮定して，ペレット上でのX線強度とその分布について計算する。

ターゲット構造を図6.10に示す。半径 R_p のペレットの外側に，半径 R_e の球殻を設ける。X線はこの外球の内壁から輻射される。X線はレーザーあるいは粒子ビームを照射することにより生成したプラズマから発生することになると考えられる。X線はペレットや外部エミッターに照射されても再輻射しないで，表面からの輻射角度分布は cos 則に従う，つまり，体積発光でないと仮定する。計算と結果表示の簡単のため，軸対称の場合の計算を行う。これは，2方向照射に対応する。

ペレット表面の $P(\xi, \eta)$ でのX線強度 I_p は，(6.2) 式と同様に次式で表される。

$$I_p = \frac{1}{\pi} \iint I_e(\theta, \varphi) \cos\beta \cos\alpha \frac{R_e^2}{\mathrm{PQ}^2} \cdot \sin\theta \, d\theta d\varphi \qquad (6.3)$$

ここで $I_e(\theta, \varphi)$ はエミッター表面の $Q(\theta, \varphi)$ から発する全X線強度で，$\alpha(\xi, \eta; \theta, \varphi)$，$\beta(\xi, \eta;$

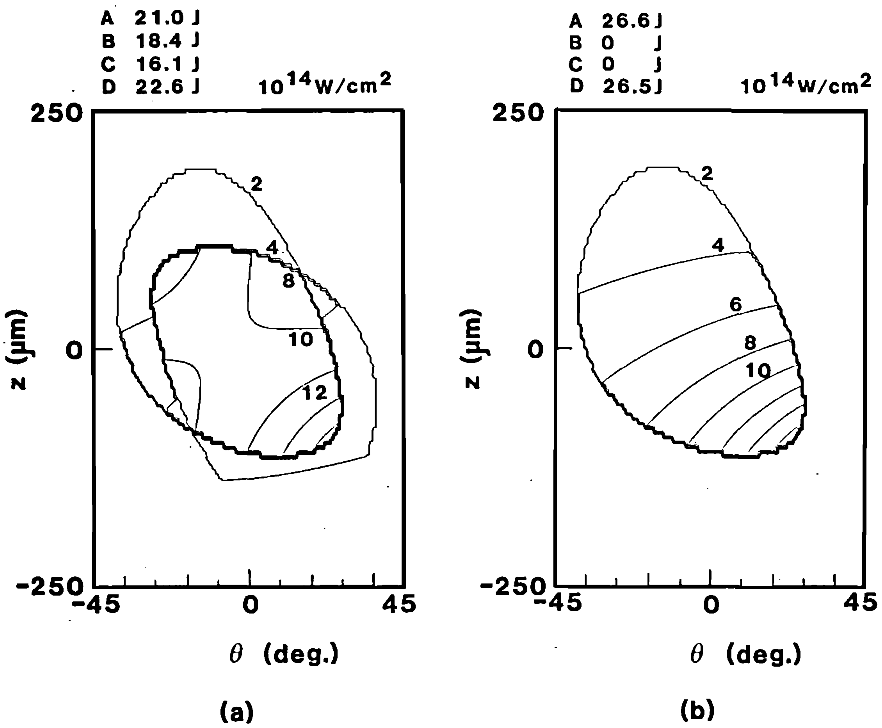


図6.8 エミッター表面でのレーザー強度分布

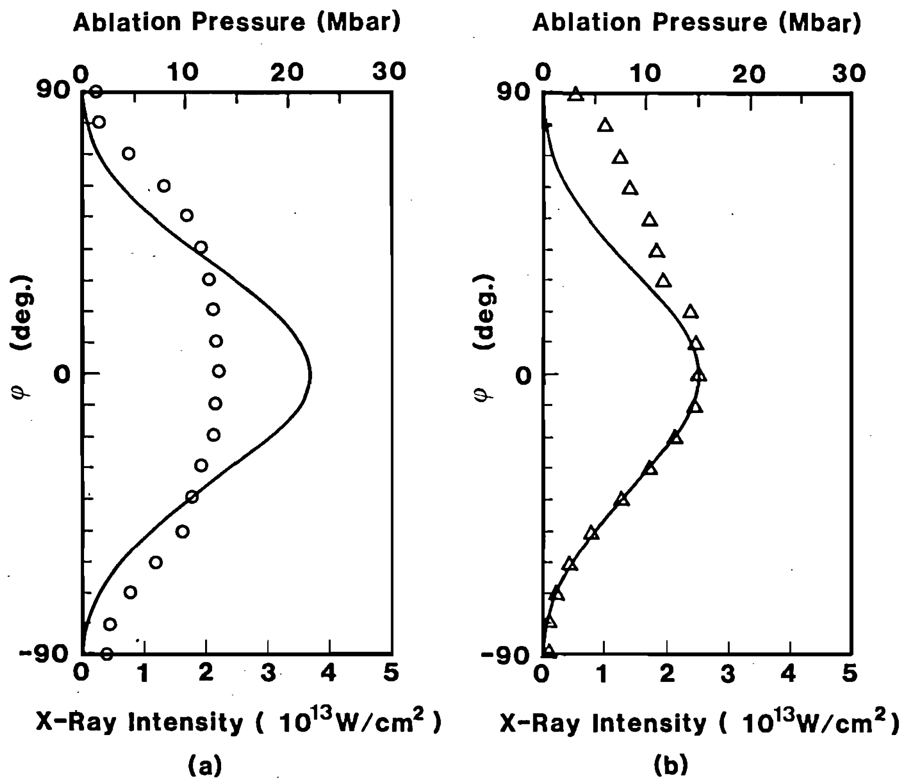


図6.9 ペレット表面でのX線強度分布計算結果とアブレーション圧力分布

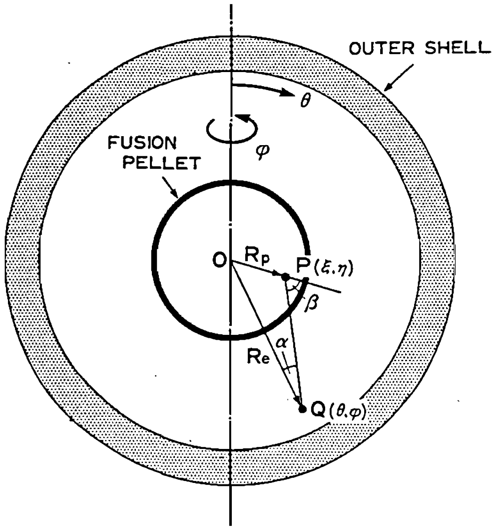


図6.10　軟X線駆動用モデルターゲット。
R_p: ペレット半径，R_e：外球エミッター半径

θ, φ)はそれぞれ $\overline{PQ}$ の$\overline{OQ}$, $\overline{OP}$ とのなす角である。積分は$0<\beta<\pi/2$ 内で行った。

6.5.2　解析結果と検討

図 9.6 に本計算で仮定した外部エミッターか

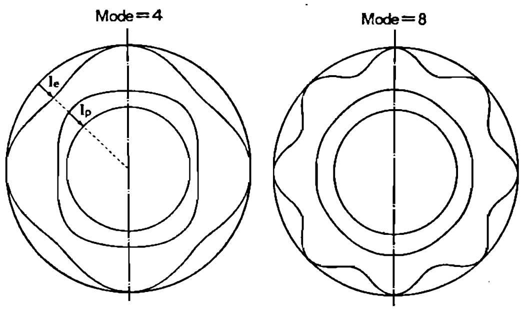


図6.11　外球から輻射されるX線(I_e)とペレットへの照射X線強度分布(I_p)。

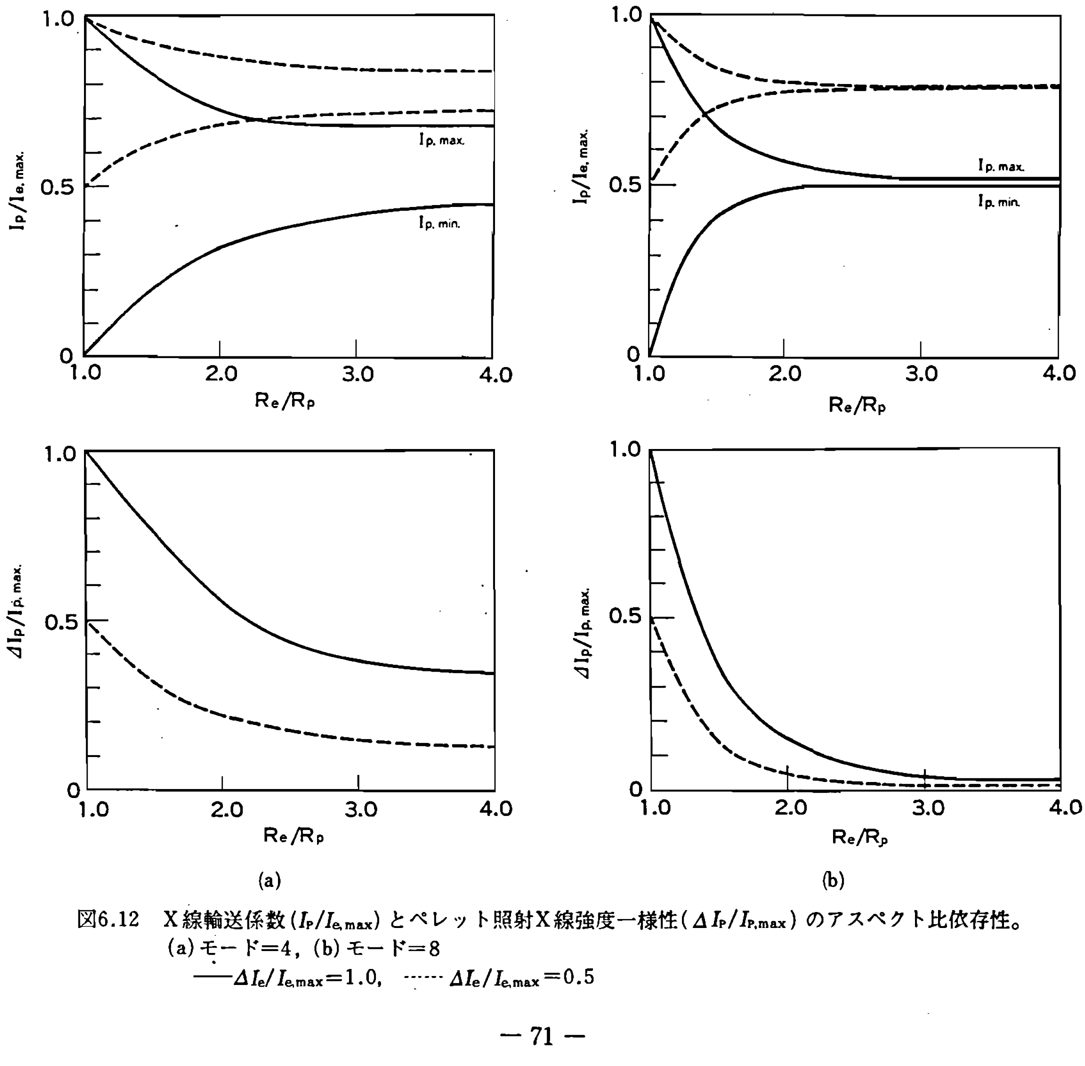


図6.12　X線輸送係数($I_P/I_{e,max}$)とペレット照射X線強度一様性($\Delta I_P/I_{P,max}$)のアスペクト比依存性。
(a)モード=4，(b)モード=8
——$\Delta I_e/I_{e,max}=1.0$,　······ $\Delta I_e/I_{e,max}=0.5$

らの輻射X線の非一様強度分布を示す，径方向長I_eとI_pはそれぞれエミッターとペレット上での強度に対応している。内部ペレット上での照射X線強度のR_e/R_p依存の計算結果を図6.12に示す。(a),(b)は図6.11に示す2つの分布に対応するとともに$\Delta I_e/I_{e,max}=1.0$と0.5の場合の結果をに示す。ここで$I_{p,max}$，$I_{p,min}$と$I_{e,max}$，$I_{e,min}$は，それぞれペレット上での最大強度，最小強度及び，エミッター上での最大強度，最小強度である。また$\Delta I_p=I_{p,max}-I_{p,min}$，$\Delta I_e=I_{e,max}-I_{e,min}$である。

図6.12の結果から次のような点が明らかとなた。X線輸送係数$I_p/I_{e,max}$は$R_e/R_p=2.5$までは急激に減じるが，$R_e/R_p=2.5$を越えるとほとんど一定の値となる。また非一様性$\Delta I_p/I_{p,max}$は小さくなり，Mode 8に対しては$\Delta I_e/I_{e,max}=0.5$の場合$\Delta I_p/I_{p,max}=0.02$以下にも減じる。この幾何学的一様化の効果は，大きいモード数に対してより有効である。

6.5.3 アブレーション圧力の一様性とレーザー強度依存

以上の議論及び**6.3**節での結果をもとにアブレーション圧力，アブレーション圧力非一様性，入射レーザーパワーの関係を求める。今，X線の輻射パワー$4\pi R_e^2 I_e$に対して

$$4\pi R_e^2 I_e = P_L \eta_{ab} \eta_x \tag{6.4}$$

とする。ここでP_L，η_{ab}，η_xはそれぞれエミッターへの照射全レーザーパワー，レーザーの吸収率，吸収エネルギーに対するX線への変換効率である。これより

$$I_e = \frac{P_L \eta_{ab} \eta_L}{4\pi R_e^2} \tag{6.5}$$

が得られる。

6.3節の結果からアブレーション圧力のX線強度依存はSiO_2ターゲットの場合

$$P_a = K(I_p/10^{13})^{0.8} \tag{6.6}$$

となる。ここで$K=10$Mbar，I_pはW/cm^{2}で示す。これから

$$\frac{\Delta P_a}{P_a} \simeq 0.8\frac{\Delta I_p}{I_p} \tag{6.7}$$

となる。これらの関係式を図6.12の結果に代入することにより，X線駆動アブレーション圧力P_aをアスペクト比R_e/R_p，全レーザーパワーとレーザーパワーの一様性の関数として表すことができる。また，圧力の一様性についてもアスペクト比とレーザーパワーの一様性に対する依存性を求めることができる。図6.13は，$R_e/R_p=3$，$\Delta I_e/I_{e,max}=1.0$，0.5の場合のP_a，$\Delta P_a/P_a$の結合図である。ここで$\eta_{ab}\eta_x\sim0.3$とした。ただしレーザーの波長は0.53μmである。これは別の実験結果より求められたもので，0.53μm波長で$10^{13}\sim10^{15}$W/cm^{2}ではレーザー強度依存性は大変小さい。

この線図から例えば$R_p=150\mu$mのペレットを用いて100Mbarのアブレーション圧力と1％のアブレーション圧力非一様性が要求されたならば，レーザー照射モードが8の場合，入射レーザーパワーは$R_e/R_p=3(R_e=450\mu m)$で，1.05×10^{13}Wが必要となる。このパワーではエミッター上でのレーザー強度は，5.5×10^{14}W/cm^{2}となる。実際にはいくつかの点を考慮しなければならない。X線再輻射は考慮されていない。もし，ペレットからのこのような再輻射があれば，外部エミッターがそれにより加熱される。そこからの輻射が再びペレットへ向けられる。

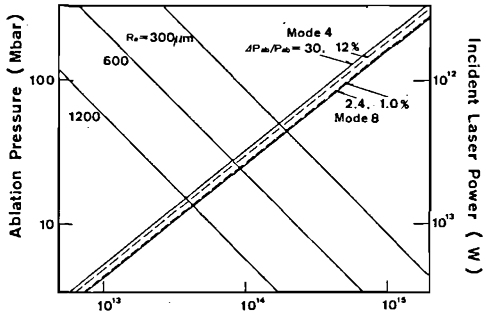


図6.13 アブレーション圧力P，一様性$\Delta P/P$，必要レーザーパワーの関係。
—— $\Delta I_e/I_{e,max}=1.0$，------ $\Delta I_e/I_{e,max}=0.5$

このように幾何学的一様の付加効果により今までの議論から考えられるよりも高い一様性が期待される。一方，ペレットからの再輻射はX線駆動圧縮の流体力学的効率の低下の要因となる。なぜならば，照射X線のエネルギーが，プラズマアブレーションエネルギーとならず再輻射により損失するからである。そこでペレットは照射X線に対して吸収率のよいものを選んだ方がよい。しかしながら次のような点が期待できる。①X線輻射の間のエミッター上の異なる点間の輻射エネルギー輸送により，エミッター上での非一様性$\Delta I_e/I_{e,max}$が図6.12の値より小さくなりうる。②ペレット爆縮の間R_e/R_pは増加し，その結果，一様性が向上する。③ドライバーエネルギー（特にレーザーの場合）が例えば穴を通し直接空洞内に導かれたならば，多重反射により，吸収エネルギー分布の一様性が大きく向上される。(ただし有効エネルギーは穴の閉じる時間によって制限される。)

6.6 まとめ

Auプラズマから発生する X線によりペレット（GMB，ポリエチレンシェル）が圧縮されることをはじめて実験的に検証した。その結果として10^{13}W/cm^{2}の照射X線に対し10Mbarのアブレーション圧力が得られた。またアブレーション圧力は，入射X線強度I_xに対し$I_x^{0.8}$に比例することが明らかとなった。得られたアブレーション圧力は同じ吸収レーザー強度の短波長レーザーにより得られるものより大きいものである。

X線間接駆動爆縮におけるアブレーション圧力の分布はエミッター上でのX線強度分布が与えられれば，簡単な幾何光学的光線（X線）追跡により求められることが明らかとなった。この結果をもとにモデルターゲットを設定し，X線輸送係数($I_p/I_{e,max}$)，ペレット上でのX線強度非一様性($\Delta I_p/I_{p,max}$)のR_e/R_p及び，エミッターでの強度非一様性($\Delta I_e/I_{e,max}$)に対する依存性について計算を行った。その結果エミッターの径をペレット径の3倍にすれば，エミッターでの非一様性が50〜100％でもペレット表面でのX線強度の非一様性が2％以下にも減じることが明らかとなった。またこれらの結果をもとに，アブレーション圧力と，その一様性のレーザー強度及びエミッターの大きさとの関係を示す線図を得た。

第6章の参考文献

1) C. E. Max, C. F. McKee and W. C. Mead: Phys. Rev. Lett., 45, 28 (1980).
2) J. L. Bobin: Phys. Fluids, 14, 2341 (1971).
3) Y. V. Afanasiev, E. G. Gamalii, O. N. Krokhin and V. B. Rozanov: Zh. Eksp, & Teor. Fiz., 71, 594 (1976).
4) C. Garban-Labaune, E. Fabre, C. E. Max, R. Fabbro, F. Amiranoff, J. Virmount, M. Weinfeld and A. Michard: Phys. Rev. Lett., 48, 1018 (1982).
5) B. Yaakobi, T. Boehly, P. Bourke, Y. Conturie, R. Craxton, J. Delettrez, J. Forsyth, F. Frankel, L. Goldman, R. McCrory, M. Richardson, M. Seka, D. Shvarts and J. Soures: Opt. Comm., 39, 175 (1981)., B. Yaakobi, T. Boehly, P. Bourke, Y. Conturie, R. S. Craxton, J. Delettrez, J. M. Forsyth, R. D. Frankel, L. M. Goldman, R. L. McCrory, M. C. Richardson, W. Seka, D. Shvarts and J. M. Soures: Opt. Commun., 39, 175 (1981).
6) H. Nishimura, H. Azechi, K. Yamada, A. Tamura, Y. Inada, F. Matsuoka, M. Hamada, Y. Suzuki, S. Nakai and C. Yamanaka: Phys. Rev. A, 23, 2011 (1981).
7) B. H. Ripin, R. Decoste, S. P. Obenschain, S. E. Bodner, E. A. Mclean, F. C. Young, R. P. Whitlock, C. M. Armstrong, J. Grun, J. A. Stamper, S. H. Gold, D. J. Nagel, R. H. Lehmberg and J. M. Mcmahon: Phys. Fluids, 23, 1012 (1980) and references therein.
8) S. L. Bogolyubskii, B. P. Gerasimov, V. I. Liksonov, A. P. Mihailov, Yu P. Popov, L. I. Rudakov, A. A. Samarskii and V. P. Smirnov: JETP Lett., 24, 182 (1976).
9) F. Winterberg: Z. Physik A-Atoms and Nuclei, 296, 3 (1980).
10) D. Colombant and G. F. Tonon: J. Appl. Phys., 44, 3524 (1973).
11) K. Nishihara: Jpn. J. Appl. Phys., 21, 1571 (1982).
12) T. Yabe, S. Kiyokawa, T. Mochizuki, S. Sakabe and C. Yamanaka: Inst. Laser Eng., Osaka Univ. Res. Rep. ILE 8210P, July, 1982.
13) T. Mochizuki et al.: The Rev. of Laser Eng. 10, special issue, 1982,
Proc. Japan-US seminar Theory and Application Multiply-Ionized Plasmas Produced by Laser & Particle Beams, Nara, Japan, May 3-7, 1982, p. 375.
14) W. C. Mead et al.: Phys. Rev. Lett., 47, 1289 (1981).

15) F. Matsuoka, H. Nishimura, K. Yamada, M. Yagi, K. Nishihara, T. Yamanaka, C. Yamanaka and G. H. McCall: Tech. Repts. Osaka Univ., **32,** 97 (1981).
16) D. Colombant and G. F. Tonon: J. Appl. Phys., **44,** 3524 (1973).
17) P. H. Y. Lee and K. G. Tirsell: Lawrence Livermore National Laboratory Report No. UCRL-50021-80, 1981 (unpublished), pp. 7-10.
18) R. F. Reilman and S. T. Manson: Astrophys. J. Supplement Series, **40,** 815 (1979).
19) T. Mochizuki, K. Okada and C. Yamanaka: Rev. Laser Eng., **21,** 603 (1984).

第7章　結　　論

レーザー核融合達成の重要な要因となる爆縮効率と爆縮の一様性に関して，著者はエネルギー吸収効率，吸収エネルギー分布の一様性について研究を行った。とくに，吸収エネルギー損失の重要な原因となる高速イオンについては，その加速機構を解明し，レーザー生成プラズマイオン速度分布のもつ物理的意味と，そこに含まれる情報を明らかにした。

爆縮の一様性については照射の一様性が大きく影響することを実験的に示し，吸収率，吸収エネルギー分布のレーザー集光照射条件との関係を調らべるとともに，最適照射条件を提供した。さらに高い一様性を得る方法として，レーザー生成プラズマより発生するX線による間接照射型爆縮を提案し，アブレーション圧力比例則を求めるとともに一様性の高さを実験的検証した。

本論文における結果を総括すると以下のようになる。

第2章

(1)　1.05 μm レーザーの場合，レーザー吸収率はペレットの裏面より外へ集光すれば最大となる。

(2)　10^{15} W/cm² 以上のレーザー強度では吸収率はペレットの材質に関係無く，レーザー強度の 0.5 乗に比例して増加する。

第3章

(1)　レーザー生成プラズマイオン計測器として，高速度分解能，広ダイナミックレンジ，小型 Thomson parabola 分析器を開発した。

第4章

(1)　レーザー生成プラズマイオンのイオン種別速度分布を得た。

(2)　レーザー生成プラズマの膨張ダイナミックスをシミュレートするコードを開発した。

(3)　多種イオン膨張の場合の加速機構を解明した。

A/Z の小さい方のイオンが先行するが，そのイオンの最大速度は膨張先端のイオンがもつのではなく，後方のイオンの先端付近で加速されたものがもつ。そのため，先行するイオンは単独で存在する場合よりも大きい最大速度をもち，後方イオンは先行イオンが，加速電場を弱めるために，単独の場合よりも最大速度は小さくなる。

(4)　本コード計算により得られた速度分布は実験結果をすべて説明できる。

(5)　Charge collector で得られた電流波形との対応がつけられ，今後，charge collector により得られる速度分布からイオンエネルギー，電子温度の正しい算出が可能となった。

第5章

(1)　球ペレット中でのエネルギー吸収率を計算できるコードを開発した。

(2)　吸収率と吸収エネルギー分布の集光照射条件との依存性を明らかにした。

(3)　アブレーション圧力の非一様性は吸収レーザー強度分布の非一様性に起因することが明らかになった。 1.05 μm レーザーを 4 ビーム照射した場合の一様化効果は小さく，$f=0.5$ となった。

(4)　多ビーム照射時の吸収エネルギー分布の非一様性は隣合うビームの重なりを減じることにより改善されることを明らかにした。

第6章

(1)　レーザー生成プラズマより発生するX線によりペレットが圧縮されることを観測した。

(2)　X線によるアブレーション圧力の比例則を得た。

SiO_2 の場合　$P=10\times(I/10^{13})$ Mbar,

I (W/cm²)

(3) X線駆動圧縮における幾何学的一様化が効果的であることを実験，数値計算により明らかにした。

以上の，高速イオン速度分布解析法，直接及び間接照射型爆縮における一様性に関する結果は，今後のブレークイーブン用ペレットの設計時に大きく貢献するものと考えられる。

謝　　　　　　辞

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

また，本研究に一貫して御指導，御教授戴きました望月孝晏教授に厚く感謝いたします。

あわせて大学院在学中において，御指導，御教示を戴きました，木下仁志教授，西村正太郎名誉教授，犬石嘉雄名誉教授，故川辺和夫教授，藤井克彦教授，鈴木　胖教授，横山昌弘教授，中井貞雄教授，山中龍彦教授，井沢靖和教授，加藤義章教授，三間圀興教授，西原功修教授に謝意を表します。

また，終始変らぬ御指導，討論，激励を戴いた，中塚正大助教授，山中正宣助教授，佐々木孝友助教授，故的場幹史助教授，北川米喜助教授，吉田国雄講師，今崎一夫講師，矢部　孝講師に謝意を表します。

さらに，熱心な討論，激励を戴いた井門俊治助手，畦地　宏助手，藤田尚徳助手，乗松孝好助手，西村博明助手，宮永憲明助手，大道博行助手，宮本修治助手，仁木秀明助手，高部英明助手，藤原閲夫助手，実野孝久助手，山田家和勝氏(電子技術総合研究所)，黒田淳二氏(日本電気)に厚く感謝いたします。

本研究に際し，レーザー運転，ターゲット製作，計算機運転などに御協力戴いた大阪大学レーザー核融合研究センターの職員，大学院学生の方々に厚く感謝します。

最後に，研究生活の苦楽を共にし，本研究において，協力して戴いた岡田和之君，白神宏之君，菊池昭博君(村田製作所)，浜田宗光君(東京電子化学)，池田直昭君，ほかプラズマ研究グループの諸氏に深く感謝いたします。

付録

付録1　Thomson parabola分析器内での粒子軌道計算

コリメート用ピンホールから入射した質量m，電荷量q，速度v_0の粒子の電磁場の強度がそれぞれ$\boldsymbol{E}$，$\boldsymbol{B}$の分析器内でのふるまいは，

$$m\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}(t)}{\mathrm{d}t}=q(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}) \qquad (付1.1)$$

の運動方程式で記述される。ここで$\boldsymbol{v}(t)$は 粒子速度である。図3.7中のように，座標軸を設定（電磁場入射点：$z=0$）し，電磁場強度を以下のようにおく。

$$\boldsymbol{E}(x,y,z)=\begin{cases}E\,\boldsymbol{i}_x & (電磁場内)\\ 0 & (電磁場外)\end{cases}$$

$$\boldsymbol{B}(x,y,z)=\begin{cases}B\,\boldsymbol{i}_x & (電磁場内)\\ 0 & (電磁場外)\end{cases}$$

$$電磁場\begin{cases}-\mathrm{d}_1<x<\mathrm{d}_2\\ -\omega/2<y<w/2\\ 0\leqq z\leqq l\end{cases}$$

時間原点（$t=0$）を粒子が上記場内に入射する時とし，粒子はz軸に沿って入射するものとすると，

$$\boldsymbol{v}(0)=\boldsymbol{v}_0=v_0\,\boldsymbol{i}_z\quad(v_0=v_z(0)) \qquad (付1.2)$$

とおける。ここで，$\boldsymbol{v}(t)=v_x(t)\boldsymbol{i}_x+v_y(t)\boldsymbol{i}_y+v_z(t)\boldsymbol{i}_z$である。前記条件のもとに（付1.1）式を書き直すと

$$m\frac{\mathrm{d}v_x}{\mathrm{d}t}=qE \qquad (付1.3a)$$

$$m\frac{\mathrm{d}v_y}{\mathrm{d}t}=qv_zB \qquad (付1.3b)$$

$$m\frac{\mathrm{d}v_z}{\mathrm{d}t}=-q\,v_yB \qquad (付1.3c)$$

となる。先に述べた境界条件のもとに（付1.3a）～（付1.3c）式を解くと

$$v_x=\frac{qE}{m}t \qquad (付1.4a)$$

$$v_y=v_0\sin\frac{qB}{m}t \qquad (付1.4b)$$

$$v_z=v_0\cos\frac{qB}{m}t \qquad (付1.4c)$$

が得られる。今，粒子が電磁場をぬけ出す時間をを$t=\tau_1$とすると

$$l=\int_0^{\tau_1}v_z(t)\mathrm{d}t=v_0\frac{m}{qB}\sin\frac{qB}{m}\tau_1 \qquad (付1.5)$$

となり，lとτ_1の関係が得られる。$t=\tau_1$のときの粒子の位置P（$x(\tau_1)$, $y(\tau_1)$, $z(\tau_1)$）及び，そこでの速度は以下のようになる

$$x(\tau_1)=\int_0^{\tau_1}v_x(t)\mathrm{d}t=\frac{qE}{2m}\tau_1^2 \qquad (付1.6a)$$

$$y(\tau_1)=\int_0^{\tau_1}v_y(t)\mathrm{d}t=\frac{mv_0}{qB}\left(1-\cos\frac{qB}{m}\tau_1\right) \qquad (付1.6b)$$

$$z(\tau_1)=l \qquad (付1.6c)$$

$$v_x(\tau_1)=\frac{qE}{m}\tau_1 \qquad (付1.7a)$$

$$v_y(\tau_1)=v_0\sin\frac{qB}{m}\tau_1=\frac{qBl}{m} \qquad (付1.7b)$$

$$v_z(\tau_1)=v_0\cos\frac{qB}{m}\tau_1=v_0\left[1-\left(\frac{qBl}{m}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (付1.7c)$$

粒子検出器面に到達する時間$t=\tau_2$は，

$$\tau_2-\tau_1=\frac{L}{v_z(\tau_1)}=\frac{L}{v_0\left[1-\left(\frac{qBl}{m}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}} \qquad (付1.8)$$

の関係より得られる。以上の関係式をもとに，検出器面上での粒子位置Q（$x(\tau_2)$, $y(\tau_2)$, $z(\tau_2)$）は

$$x(\tau_2)=x(\tau_1)+(\tau_2-\tau_1)v_x(\tau_1)=\frac{qE}{2m}\tau_1^2+(\tau_2-\tau_1)\frac{qE}{m}\tau_1 \qquad (付1.9a)$$

$$y(\tau_2)=y(\tau_1)+(\tau_2-\tau_1)v_y(\tau_1)$$

$$=\frac{mv_0}{qB}\left(1-\cos\frac{qB}{m}\tau_1\right)+(\tau_2-\tau_1)\frac{qBl}{m} \quad \text{(付1.9b)}$$

$$z(\tau_2)=l+L \quad \text{(付1.9c)}$$

と求められる。今ここで $v_y(\tau_1)/v_0=qBl/mv_0 \ll 1$ (この条件については後述する) とすると

$$\tau_1\approx\frac{l}{v_0},\quad \tau_2-\tau_1\approx\frac{L}{v_0} \quad \text{(付1.10)}$$

となり，このときQでの x, y 座標は次式のようになる。

$$x(\tau_2)=\frac{qE}{mv_0^2}l\left(\frac{l}{2}+L\right) \quad \text{(付1.11a)}$$

$$y(\tau_2)=\frac{qB}{mv_0}l\left(\frac{l}{2}+L\right) \quad \text{(付1.11b)}$$

$1/2\,mv_0^2=\varepsilon$, $El(l/2+L)=C_x$, $Bl(l/2+L)=C_y$ とおくと，

$$x=\frac{q}{2\varepsilon}C_x \quad \text{(付1.12a)}$$

$$y=\frac{q}{\sqrt{2m\varepsilon}}C_y \quad \text{(付1.12b)}$$

となる。これは，ε をパラメータとした放物線関数であることは ε を消去して

$$x=\frac{m}{q}\frac{C_x}{C_y^2}y^2 \quad \text{(付1.13)}$$

の関係から明らかである。本分析器が Thomson parabola と言われるゆえんである。また(付1.12)式より

$$\frac{x}{y}=\sqrt{\frac{m}{2\varepsilon}}\frac{C_x}{C_y}=\frac{1}{v_0}\frac{C_x}{C_y} \quad \text{(付1.14)}$$

の関係が得られる。これは，検出器面上で原点 $(0, 0, l+L)$ を通る直線は等速度線に対応していることを示す。

付録2　改良型Thomson parabola分析器内での粒子軌道計算

粒子が磁場を出る位置 B_0 $(x(\tau_{B0}), y(\tau_{B0}), z(\tau_{B0}))$ は (付1.6b), (付1.5) 式と全く同様にして，次のようになる，

$$x(\tau_{B0})=0 \quad \text{(付2.1a)}$$

$$y(\tau_{B0})=\frac{mv_0}{qB}2\sin^2\frac{qBl_B}{2mv_0} \quad \text{(付2.1b)}$$

$$z(\tau_{B0})=\frac{mv_0}{qB}2\sin\frac{qBl_B}{2mv_0}\cos\frac{qBl_B}{2mv_0} \quad \text{(付2.1c)}$$

ここで l_B は磁場の z 軸方向の長さである。よって場の端の形状は

$$y^2+z^2-\frac{l_B y}{\tan^{-1}\dfrac{y}{z}}=0 \quad \text{(付2.2)}$$

で表わされる。また，粒子が電場に入る位置 E_1 $(x(\tau_{E1}), y(\tau_{E1}), z(\tau_{E1}))$ は

$$x(\tau_{E1})=0 \quad \text{(付2.3a)}$$

$$y(\tau_{E1})=y(\tau_{B0})+v_y(\tau_{B0})(\tau_{E1}-\tau_{B0}) \quad \text{(付2.3b)}$$

$$z(\tau_{E1})=z(\tau_{B0})+v_z(\tau_{B0})(\tau_{E1}-\tau_{B0}) \quad \text{(付2.3c)}$$

となるが $v_y(\tau_{B0})$, $v_z(\tau_{B0})$ は (付1.7b), (付1.7c) 式と同様に

$$v_y(\tau_{B0})=v_0\sin\frac{qB}{m}\tau_{B0}=v_0\sin\frac{qBl_B}{mv_0} \quad \text{(付2.4a)}$$

$$v_z(\tau_{B0})=v_0\cos\frac{qB}{m}\tau_{B0}=v_0\cos\frac{qBl_B}{mv_0} \quad \text{(付2.4b)}$$

と求められる。磁場と電場の z 方向の間隔を l_S とすると

$$\tau_{E1}-\tau_{B0}=\frac{l_S}{v_0} \quad \text{(付2.5)}$$

となる。(付2.3b), (付2.3c) 式より

$$y(\tau_{E1})=\frac{mv_0}{qB}\left(1-\cos\frac{qBl_B}{mv_0}\right)+l_S\sin\frac{qBl_B}{mv_0}$$
$$=\frac{mv_0}{qB}-\sqrt{\left(\frac{mv_0}{qB}\right)^2+l_S^2}$$
$$\cdot\cos\left(\frac{qBl_B}{mv_0}+\theta\right) \qquad (付2.6a)$$

$$z(\tau_{E1})=\frac{mv_0}{qB}\sin\frac{qBl_B}{mv_0}+l_S\cos\frac{qBl_B}{mv_0}$$
$$=\sqrt{\left(\frac{mv_0}{qB}\right)^2+l_S^2}\ \sin\left(\frac{qBl_B}{mv_0}+\theta\right)$$
$$(付2.6b)$$

が得られる，ここで

$$\theta=\tan^{-1}\frac{qBl_S}{mv_0} \qquad (付2.7)$$

である。(付2.6a)，(付2.6b) 式より，電場の入口側端の形状は次のように決まる。

$$y^2+z^2-\frac{l_B y}{\tan^{-1}\dfrac{y}{z}}=l_S^2 \qquad (付2.8)$$

次に，粒子が電場をぬける位置 $E_0(x(\tau_{E0}),$ $y(\tau_{E0}),\ z(\tau_{E0}))$ も同様にして決まり，出口の形状は，

$$y^2+z^2-\frac{l_B y}{\tan^{-1}\dfrac{y}{z}}=(l_S+l_E)^2 \qquad (付2.9)$$

となる。ここで l_E は電界の z 軸方向の長さである。今，$y(\tau_{B0})/z(\tau_{B0})\ll1$ とすると，(付2.2) 式より，$t=\tau_{B0}$ の時の粒子の位置は曲線

$$y^2+\left(z-\frac{l_B}{2}\right)^2=\left(\frac{l_B}{2}\right)^2 \qquad (付2.10)$$

の上にくる。また，

$$\frac{y(\tau_{B0})}{l_B/2}=\frac{y(\tau_{E1})}{l_B/2+l_S}=\frac{y(\tau_{E0})}{l_B/2+l_S+l_E}$$
$$(付2.11)$$

の関係より，$t=\tau_{E1}$，$t=\tau_{E0}$ での粒子はそれぞれ

$$y^2+\left(z-\frac{l_B}{2}\right)^2=\left(\frac{l_B}{2}+l_S\right)^2 \qquad (付2.12)$$

$$y^2+\left(z-\frac{l_B}{2}\right)^2=\left(\frac{l_B}{2}+l_S+l_E\right)^2 \qquad (付2.13)$$

で表わされる曲面上にくる。

次に，検出面上での粒子の位置を求める。$t=\tau_d$ に粒子は検出面上に達するとすると，粒子位置Dは

$$x(\tau_d)=x(\tau_{E1})+\int_0^{\tau_{E0}-\tau_{E1}}v_x(t)\mathrm{d}t$$
$$+v_x(\tau_{E0})\times(\tau_d-\tau_{E0}) \qquad (付2.14a)$$

$$y(\tau_d)=y(\tau_{E1})+v_y(\tau_{E1})\times(\tau_d-\tau_{E1})$$
$$(付2.14b)$$

となる $qBl_B/mv_0\ll1$ の場合

$$\tau_{E0}-\tau_{E1}=\frac{l_E}{v_0} \qquad (付2.15)$$

$$\tau_d-\tau_{E1}=\frac{l_E+L}{v_0} \qquad (付2.16)$$

となり (付2.3)，(付2.4) 式と，(付2.1) 式より求まる

$$x(\tau_{E1})=0 \qquad (付2.17a)$$

$$y(\tau_{E1})=\frac{qBl_B^2}{2mv_0}+l_S\frac{qBl_B}{mv_0} \qquad (付2.17b)$$

$$v_x(\tau_{E1})=0 \qquad (付2.18a)$$

$$v_y(\tau_{E1})=\frac{qBl_B}{m} \qquad (付2.18b)$$

$$v_x(\tau_{E0})=\frac{qE}{m}\frac{l_B}{v_0} \qquad (付2.19)$$

から

$$x(\tau_d)=\frac{qE}{mv_0^2}l_E\left(\frac{l_E}{2}+L\right) \qquad (付2.20a)$$

$$y(\tau_d)=\frac{qB}{mv_0}l_B\left(\frac{l_B}{2}+l_S+l_E+L\right)$$
$$(付2.20b)$$

が得られる。

付録3　1電子温度プラズマ膨張の自己相似解

(4.13)～(4.18)式を満足する自己相似解を求める。(4.16)～(4.18)式を(4.14)式に代入したあと $\xi=x/t$ とおくと，ξ を変数とする。

$$(v_i-\xi)\frac{\partial v_i}{\partial\xi}+\frac{Zk_BT_e}{m_in_i}\frac{\partial n_i}{\partial\xi}+\frac{Zk_B}{m_i}\frac{\partial T_e}{\partial\xi}=0 \qquad (付3.1)$$

$$n_i\frac{\partial v_i}{\partial\xi}+(v_i-\xi)\frac{\partial n_i}{\partial\xi}=0 \qquad (付3.2)$$

$$(1-\gamma)\frac{\partial n_i}{\partial\xi}+\frac{n_i}{T}\frac{\partial T_e}{\partial\xi}=0 \qquad (付3.3)$$

で表わせる。(付3.1)～(付3.3)式が解をもつためには

$$\begin{vmatrix} v_i-\xi & \dfrac{Zk_BT_e}{m_in_i} & \dfrac{Zk_B}{m_i} \\ n_i & v_i-\xi & 0 \\ 0 & 1-\gamma & \dfrac{n_i}{T_e}\end{vmatrix}=0 \qquad (付3.4)$$

を満足しなければならない。これより

$$v_i-\xi=c_s \qquad (付3.5)$$

が得られる。ここで

$$c_s=\left(\frac{\gamma Zk_BT_e}{m_i}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (付3.6)$$

である。

以下各変数 n_i，v_i，ϕ，T_e を ξ について求める。(付3.2)式は $v_i=\xi+c_s$ を考慮すると

$$\frac{\partial n_i}{\partial\xi}=-\frac{n_i}{c_s}\left[1+\frac{1}{2}\left(\frac{\gamma Zk_B}{m_i}\right)^{\frac{1}{2}}T_e^{-\frac{1}{2}}\frac{\partial T_e}{\partial\xi}\right] \qquad (付3.7)$$

と表わされ，(付3.3)を代入すると，

$$\frac{\partial n_i}{\partial\xi}=-\frac{2}{c_s(\gamma+1)}n_i \qquad (付3.8)$$

となる。$p_eV^\gamma=\mathrm{const}$ は

$$T_en_e^{1-\gamma}=T_{e0}\,n_{e0}^{1-\gamma}=\mathrm{const} \qquad (付3.9)$$

と書き直せる。(付3.9)式を用いると(付3.6)式は

$$c_s=c_{s0}\left(\frac{n_i}{n_{i0}}\right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \qquad (付3.10)$$

と表わせる。ここで $c_{s0}=(Zk_BT_{e0}/m_i)^{1/2}$ である。(付3.8)，(付3.10)式より n_i に関する微分方程式

$$\frac{1}{n_i}\left(\frac{n_i}{n_{i0}}\right)^{\frac{\gamma-1}{2}}\frac{\partial n_i}{\partial\xi}=-\frac{2}{c_{s0}(1+\gamma)} \qquad (付3.11)$$

が得られる。これより n_i は

(i)　$\gamma=1$（等温膨張）の場合

$$\frac{n_i}{n_{i0}}=\exp\left(-\frac{\xi}{c_{s0}}\right) \qquad (付3.12a)$$

(ii)　$\gamma\neq1$（断熱膨張）の場合

$$\frac{n_i}{n_{i0}}=\left(1-\frac{\gamma-1}{\gamma+1}\frac{\xi}{c_{s0}}\right)^{\frac{2}{\gamma-1}} \qquad (付3.12b)$$

と求まる。

次に速度 v_i は(付3.5)式，(付3.10)式より

$$v_i=\xi+c_{s0}\left(\frac{n_i}{n_{i0}}\right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \qquad (付3.13)$$

となり(付3.12)式を代入すれば

$$\frac{v_i}{c_{s0}}=1+\frac{2}{\gamma+1}\frac{\xi}{c_{s0}} \qquad (付3.14)$$

と求まる。ϕ は(4.16)～(4.18)式及び(付3.9)式より求まる微分方程式

$$\frac{\partial\phi}{\partial x}=\frac{k_BT_{e0}}{en_i}\gamma\left(\frac{n_i}{n_{i0}}\right)^{\gamma-1}\frac{\partial n_i}{\partial x} \qquad (付3.15)$$

から

$$\frac{e\phi}{k_B T_{e0}}=\begin{cases}\ln\dfrac{n_i}{n_{i0}} & (\gamma=1)\\[2ex] \dfrac{\gamma}{\gamma-1}\left[\left(\dfrac{n_i}{n_{i0}}\right)^{\gamma-1}-1\right] & (\gamma\neq1)\end{cases}$$

(付3.16a, 3.16b)

となる,(付3.12) 式を代入すると

$$\frac{e\phi}{k_B T_{e0}}=\begin{cases}\dfrac{\xi}{c_{s0}} & (\gamma=1)\\[2ex] \dfrac{\gamma}{\gamma-1}\left[\left(1-\dfrac{\gamma-1}{\gamma+1}\dfrac{\xi}{c_{s0}}\right)^2-1\right] & (\gamma\neq1)\end{cases}$$

(付3.17a, 17b)

と ξ について表わされる。T_e については(付3.9),(付3.12)式より

$$\frac{T_e}{T_{e0}}=\left(\frac{n_i}{n_{i0}}\right)^{\gamma-1}=\left(1-\frac{\gamma-1}{\gamma+1}\frac{\xi}{c_{s0}}\right)^2 \qquad (付3.18)$$

となる。

付録4　2電子温度のプラズマ膨張の自己相似解

(4.13), (4.14) 式は

$$n_i\frac{\partial v_i}{\partial\xi}+(v_i-\xi)\frac{\partial n_i}{\partial\xi}=0 \qquad (付4.1)$$

$$(v_i-\xi)\frac{\partial v_i}{\partial\xi}+\frac{S^2}{n_i}\frac{\partial n_i}{\partial\xi}=0 \qquad (付4.2)$$

となり,

$$v_i-\xi=S \qquad (付4.3)$$

が得られる。ここで

$$S=\left(\frac{Z}{m_i}\frac{n_c+n_h}{\dfrac{n_c}{k_B T_c}+\dfrac{n_h}{k_B T_h}}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (付4.4)$$

である。(付4.1), (付4.3)式より

$$\frac{dn_i}{d\xi}=-\frac{n_i}{S}\frac{dv_i}{d\xi} \qquad (付4.5)$$

$$\left(\frac{S}{n_i}\frac{\partial n_i}{\partial\phi}+\frac{\partial S}{\partial\phi}\right)\frac{d\phi}{d\xi}=-1 \qquad (付4.6)$$

となる。(4.23), (付4.4) 式を代入することにより ϕ と ξ の関係

$$\frac{1}{2}e\left(\frac{Z}{m_i}\frac{1}{k_B T_h}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{\dfrac{n_c}{n_h}\dfrac{T_h}{T_c}+1}{\dfrac{n_c}{n_h}+1}\right)^{\frac{1}{2}}\times\left[3-\frac{\left(\dfrac{n_c}{n_h}+1\right)\left\{\dfrac{n_c}{n_h}\left(\dfrac{T_h}{T_c}\right)^2+1\right\}}{\left(\dfrac{n_c}{n_h}\dfrac{T_h}{T_c}+1\right)^2}\right]\times d\phi=-d\xi \qquad (付4.7)$$

が求まる。n_c/n_h は

$$\frac{n_c}{n_h}=\frac{n_{c0}}{n_{h0}}\exp\left[\frac{e\phi}{k_B T_h}\left(\frac{T_h}{T_c}-1\right)\right] \qquad (付4.8)$$

と ϕ の関数で表わされる。

$$\frac{n_c}{n_h}=u,\quad \frac{n_{c0}}{n_{h0}}=\alpha,\quad \frac{T_h}{T_c}=\beta$$

とおくと (付4.7), (付4.8) 式はそれぞれ

$$\frac{c_h}{\beta-1}\frac{1}{u}\left(\frac{\beta u+1}{u+1}\right)^{\frac{1}{2}}\left[3-\frac{(u+1)(\beta^2u+1)}{(\beta u+1)^2}\right]\times du=-d\xi \qquad (付4.9)$$

$$u=\alpha\exp\left[\frac{e\phi}{k_B T_h}(\beta-1)\right] \qquad (付4.10)$$

となる。

$\xi=0$ のとき $\phi=0$, $u=\alpha$ の初期条件下で (付4.9) を解くと,

$$\xi=-\frac{c_h}{\beta-1}\left[(\beta-1)\left(\frac{1}{w}-\frac{1}{w_0}\right)+\right.$$
$$\left.+\ln\frac{(w-1)(w_0+1)}{(w+1)(w_0-1)}\right.$$

$$-\sqrt{\beta}\ln\frac{(w-\sqrt{\beta})(w_0+\sqrt{\beta})}{(w+\sqrt{\beta})(w_0-\sqrt{\beta})}\Bigg] \quad (付4.11)$$

となる。ここで

$$w=\left(\frac{\beta u+1}{u+1}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (付4.12)$$

$$w_0=\left(\frac{\beta\alpha+1}{\alpha+1}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (付4.13)$$

$$c_h=\left(\frac{Zk_B T_h}{m_i}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (付4.14)$$

である。これより n_i, ϕ, v について求める。
(付4.10) 式より，ϕ は

$$\frac{e\phi}{kT_h}=\frac{1}{\beta-1}\ln\frac{u}{\alpha} \quad (付4.15)$$

と u で表わせ，またこれより

$$n_h=n_{h0}\exp\left[\frac{e\phi}{k_B T_h}\right]=n_{h0}\left(\frac{u}{\alpha}\right)^{\frac{1}{\beta-1}} \quad (付4.16)$$

と n_h も u で表わせる。イオン密度 n_i は $\xi=0$ のとき $n_i=n_{i0}$ とすると

$$\frac{n_i}{n_{i0}}=\frac{n_c+n_h}{n_{c0}+n_{h0}}=\frac{\left(\frac{n_c}{n_h}+1\right)n_h}{\left(\frac{n_{c0}}{n_{h0}}+1\right)n_{h0}} \quad (付4.17)$$

より (4.52) 式を代入して

$$\frac{n_i}{n_{i0}}=\frac{u+1}{\alpha+1}\left(\frac{u}{\alpha}\right)^{\frac{1}{\beta-1}} \quad (付4.18)$$

となる。v は (付4.3) 式より

$$v_i=\xi+\left(\frac{Z}{m_i}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{n_c+n_h}{\frac{n_c}{kT_c}+\frac{n_h}{kT_h}}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$=\xi+c_h\left(\frac{u+1}{\beta u+1}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (付4.19)$$

と同様に u で記述できた。以上まとめると

$$\frac{n_i}{n_{i0}}=\frac{u+1}{\alpha+1}\left(\frac{u}{\alpha}\right)^{\frac{1}{\beta-1}} \quad (付4.20)$$

$$\frac{v_i}{c_h}=\frac{\xi}{c_h}+\left(\frac{u+1}{\alpha u+1}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (付4.21)$$

$$\frac{e\phi}{k_B T_h}=\frac{1}{\beta-1}\ln\frac{u}{\alpha} \quad (付4.22)$$

となり，u は (付4.12) 式より w で，w は (付4.11) 式より ξ で表わされる。しかしながら，以上の議論は先にも述べたように，準電荷中性条件，(4.23) 式のもとでの解析である。つまりポテンシャルの勾配スケール長は Debye 長よりも充分長くなければならない。よって少なくとも $d\phi/d\xi$ は負の有限値でなければならない。そのためには $d\phi/d\xi=d\phi/du\cdot du/d\xi$, (付4.15) 式より

$$\frac{d\xi}{du}<0 \quad (付4.23)$$

となり，(付4.9) 式から

$$3(\beta u+1)^2-(u+1)(\beta^2 u+1)>0 \quad (付4.24)$$

を満足していなければならない。これより，上記の解析は

$$\beta<5+\sqrt{24} \quad (付4.25)$$

の範囲に限り，意味をもつことになる（第4章の参考文献33)。

業　績　目　録

1．主要論文

論　文　名	論　文　誌　名	著　者	関連章
Modified Thomson parabola ion spectrometer of wide dynamic range	Rev. Sci. Instrum. **51**, 1314 (1980)	S. Sakabe, T. Mochizuki, T. Yamanaka, C. Yamanaka	Ⅲ
Velocity distribution of multi-ion species in an expanding plasma produced by a 1.05 μm laser	Phys. Rev. A **26**, 2159 (1982)	S. Sakabe, T. Mochizuki, T. Yabe, K. Mima, C. Yamanaka	Ⅳ
Absorption Rate and Uniformity in a Laser Fusion Pellet	Jpn. J. Appl. Phys. **23**, 460 (1984)	S. Sakabe, T. Mochizuki, C. Yamanaka	Ⅱ Ⅴ
Ablative Acceleration of Pellet Shells Irradiated by External Soft X-ray Sources	Jpn. J. Appl. Phys. Lett. **22**, 133 (1983)	T. Mochizuki, S. Sakabe, K. Okada, H. Shiraga, T. Yabe, C. Yamanaka	Ⅵ
X-Ray Geometrical Smoothing Effect in Indirect X-ray-Driven Implosion	Jpn. J. Appl. Phys. Lett. **22**, 124 (1983)	T. Mochizuki, S. Sakabe, C. Yamanaka	Ⅳ
Generation of Super Fast Ions due to Nonlinear Processes near the Quarter Critical Density in Laser-Produced-Plasmas	Jpn. J. Appl. Phys. Lett. **21**, 129 (1982)	K. Yamada, S. Sakade, N. Miyanaga, Y. Inada, Y. Kato, K. Mima, C. Yamanaka	Ⅳ
Efficient Laser Absorption in Low Density Foam Target	Jpn. J. Appl. Phys. Lett. **21**, 257 (1982)	K. Okada, S. Sakabe, T. Mochizuki, C. Yamanaka	Ⅱ Ⅴ
Lateral Ablation-Pressure Distribution in a 1.05 μm-Laser-Irradiated Pellet	Phys. Rev. Lett. **49**, 1244 (1982)	H. Shiraga, T. Mochizuki, S. Sakabe, K. Okada, A. Kikuchi, C. Yamanaka	Ⅴ
Laser implosion of thick low-Z foam coated glass microballoon	Appl. Phys. Lett. **42**, 231 (1983)	K. Okada, T. Mochizuki, S. Sakabe, H. Shiraga, T. Yabe, C. Yamanaka	Ⅱ Ⅴ
Model for Cannonball-Like Acceleration of Laser Irradiated Targets	Jpn. J. Appl. Phys. **20**, 477 (1981)	H. Azechi, N. Miyanaga, S. Sakabe, T. Yamanaka, C. Yamanaka	Ⅴ
Preheating Energy in a Soft-X-Ray-Accelerated Foil	Jpn. J. Appl. Phys. Lett. **22**, 383 (1983)	H. Shiraga, S. Sakabe, K. Okada, T. Mochizuki, C. Yamanaka	Ⅵ
Soft X-Ray Driven Ablation and Its Positive Use for a New Efficient Acceleration	Jpn. J. Appl. Phys. Lett. **22**, 88 (1983)	T. Yabe, S. Kiyokawa, T. Mochizuki, S. Sakabe, C. Yamanaka	Ⅵ
Three Dimensional Monte Carlo Simulation of Fusion Particle Transport and Its Imaging in Inertial Confinement Fusion	Jpn. J. Appl. Phys. **23**, 1357 (1984)	T. Mochizuki, K. Katayama, E. Fujiwara, S. Sakabe	

2. その他の論文

論　文　名	論文誌名	著　者	関連章
Ablative Mode Compression Experiments of Spherical Targets by Glass Laser Gekko Ⅳ	Tech. Rep. Osaka University **30**, 157 (1980)	H. Azechi, Y. Inada, Y. Kato, T. Matso, N. Miyanaga, E. Morikawa, K. Nishihara, S. Oda, S. Sakabe, T. Sasaki, H. Shiraga, T. Yabe, K. Yamada, K. Yoshida, T. Yamanaka, C. Yamanaka	Ⅲ Ⅳ
Implosion Characteristics of Foam Layered Pellet for Laser Fusion	Tech. Rep. Osaka University **32**, 313 (1982)	K. Okada, T. Mochizuki, S. Sakabe, H. Shiraga, T. Yabe, T. Norimatsu, C. Yamanaka	Ⅱ Ⅴ
High-Sensitive, Filtered X-Ray Calorimeter for Absolute Measurement of Radiation Energy from Laser-Produced Plasmas	Tech. Rep. Osaka University **34**, 69 (1984)	N. Ikeda, S. Sakabe, H. Shiraga, K. Okada, M. Hamada, T. Mochizuki, C. Yamanaka	Ⅵ
Nucleon Diagnostics in Inertial Confinement Fusion (Monte Carlo Simulation of Fusion Particles and Neutron Imaging)	核融合研究 別冊 Vol.50. No.1, 42 (1983)	S. Sakabe, K. Katayama, K. Okada, T. Mochizuki, C. Yamanaka	

3. 学会発表

年月日	機関名	会場	題名
53/10/05	物理学会 秋の分科会	静岡大学	ガラスレーザー激光Ⅳ号による核融合の研究Ⅱ (中性子収量とエネルギーバランス)
			ガラスレーザー激光Ⅳ号による核融合の研究Ⅲ (X線分光によるρR計測)
54/04/03	物理学会 第34回年会	大阪大学	ガラスレーザー激光Ⅳ号による核融合研究Ⅵ (エネルギーバランス)
54/04/04	電気学会 全国大会	近畿大学	ガラスレーザー激光Ⅳ号による核融合の研究
54/10/03	物理学会 秋の分科会	愛媛大学	ガラスレーザー激光による爆縮核融合研究Ⅲ (エネルギーバランス)
			ガラスレーザー激光による爆縮核融合研究Ⅶ (核反応粒子計測)
55/03/27	物理学会 第35回年会	早稲田大学	ガラスレーザー激光Ⅳ号によるプラズマ実験Ⅲ (エネルギー吸収と高速イオン)
			ガラスレーザー激光Ⅳ号によるプラズマ実験Ⅳ (X線シャドウによる爆縮ダイナミックスの研究)
			ガラスレーザー激光Ⅳ号によるプラズマ実験Ⅴ (核反応粒子による爆縮コアの計測)

年月日	機　関　名	会　場	題　　名
			ガラスレーザー激光Ⅳ号によるプラズマ実験Ⅵ（レーザー光高調波変換とエネルギーバランス）
55/04/04	電気学会 全国大会	日本工学院専門学校	レーザー核融合高速プラズマイオン計測
			X線シャドウグラフによるレーザー核融合爆縮ダイナミックスの研究
55/10/02	物理学会 秋の分科会	福井大学	ガラスレーザー激光による高密度圧縮の研究Ⅰ（照射条件と爆縮の一様性）
			ガラスレーザー激光による高密度圧縮の研究Ⅱ（アスペクト比と爆縮の安定性）
55/11/24	電気学会 関西支部連合会	大阪工業大学	X線シャドウグラフによるレーザー核融合爆縮ダイナミックスの研究
56/02/12	レーザー学会 第1回年次大会	大阪大学	レーザー核融合における爆縮対称性の研究
56/03/30	物理学会 第36回年会	広島大学	レーザー核融合における高密度圧縮Ⅰ（均一圧縮条件）
56/04/01	電気学会 全国大会	日本工学院専門学校	レーザー核融合（スケーリングと爆縮の対称性）
56/10/02	物理学会 秋の分科会	新潟大学	低密度フォームアブレーターペレットの爆縮
			Multi-species ion velocity distribution of laser produced plasma
56/10/07	応用物理学会 42回学術講演会	福井大学	レーザー核融合用ターゲットの開発（Ⅳ）（フォームターゲット）
56/11/23	電気学会 関西支部連合会	神戸大学	低密度フォームを用いたペレット均一爆縮の研究
57/04/01	物理学会 春の分科会	横浜国立大学	激光Ⅳ号グリーンビームによる爆縮の研究
57/04/02	電気学会 全国大会	日本工学院専門学校	激光Ⅳ号グリーンビームによるレーザー核融合研究
57/09/29	応用物理学会 43回学術講演会	九州産業大学	Nucleon Diagnostics in ICF (Monte Carlo Simulation of Fusion Particles and Neutron Imaging)
57/10/01	物理学会 第37回年会	北海道大学	ガラスレーザー激光Ⅳ号による1.05 μm及び0.53 μm光照射ペレットの爆縮の一様性
			Radiation Driven Compression Ⅰ (Experiments on ablation, energy deposition and preheating)
			Radiation Driven Compression Ⅱ (Theoretical Study)
57/12/05	電気学会 関西支部連合会	京都大学	X線ダイオードによる短パルス軟X線の計測

年月日	機　関　名	会　場	題　　　名
58/01/22	レーザー学会 第3回年次大会	大阪大学	Soft X-ray Compression (Experiments on ablation pressure and uniformity)
58/03/27	物理学会 第38回年会	中央大学	直接照射爆縮核融合におけるレーザー吸収分布 (ビーム数と集光条件の依存性)
			Radiation Driven Compression Ⅲ (X線スペクトルとエネルギー)
			Radiation Driven Compression Ⅳ (X線ープラズマ相互作用)
58/04/06	電気学会 全国大会	岡山大学	0.53 μm レーザー生成プラズマからのX線エネルギーの測定
58/04/07	応用物理学会 30回関係連合会	千葉大学	軟X線照射によるペレット爆縮　Ⅰ (照射X線スペクトルとアブレーション圧力)
58/09/28	応用物理学会 44回学術講演会	東北大学	激光XII号ガラスレーザー装置　Ⅲ (増幅器部の構成とその制御)
59/02/10	レーザー学会 第4回年次大会	電気通信大学	激光XII号ガラスレーザー 装置Ⅱ (増幅特性試験)
59/03/29	電気学会 全国大会	中央大学	激光XII号ガラスレーザー装置　Ⅰ (システム構成と制御)
59/04/01	応用物理学会 31回関係連合会	明治大学	激光XII号ガラスレーザー装置　Ⅷ (増幅特性試験)
59/04/04	物理学会 第39回年会	九州大学	激光XII号ガラスレーザー装置の動作特性
			ガラスレーザー激光XII号による核融合実験
59/04/06	プラズマ核融合 学会第1回年会	九州大学	激光XII号ガラスレーザーシステム　Ⅰ (制御)
59/10/03	物理学会 秋の分科会	富山大学	ガラスレーザー激光XII号による爆縮核融合実験 (アブレーティブ圧縮)
			ガラスレーザー激光XII号による爆縮核融合実験 (プラズマキャノンボールターゲット爆縮)
			ガラスレーザー激光XII号による爆縮実験 (X線輻射駆動型爆縮)
			ガラスレーザー激光XII号による爆縮実験 (ダブルシェルターゲット爆縮)

4．研究会その他の発表

年月日	機関名，開催場所	題名，著者
55/06/24	第4回シンポジウム “イオン源とその応用――ISAT '80” 野口英世会館	トムソンパラボラ分析器を用いたレーザープラズマの研究 阪部，望月，山中龍彦，山中千代衛
56/02/03	電磁流体力学シンポジウム 東京大学宇宙航空研究所	レーザー核融合における爆縮対称性の研究 白神，阪部，岡田，菊池，矢部，望月，山中龍彦，山中千代衛
57/10/26	プラズマ研究所共同研究会 “高密度プラズマの物理と計測” 名古屋大学プラズマ研究所	Nucleon Diagnostics in ICF (Monte Carlo Simulation of Fusion Particles and Neutron Imaging) 阪部，片山，岡田，望月，山中

5．国際会議報告

会議名，開催場所，開催年月日	論文名，著者
International Conference on Plasma Physics 1980/04/07-11 Nagoya, Japan	Investigation of Implosion and Stability by Time Resolved X-ray Spectrography (10P-I-41) T. Mochizuki, T. Yabe, K. Okada, H. Azechi A. Kikuchi, S. Sakabe, H. Shiraga, and C. Yamanaka
23rd Annual Meeting of the Division of Plasma Physics, APS 1981/10/12-16 New York City, New York, USA	Time-resolved Measurement of Implosion Symmetry of Tetrahedrally Irradiated Pellet by the Gekko IV Four Beam Nd Laser (6F2 Bull. Am. Phys. Soc. **26**(7), 977 (1981)) T. Mochizuki, S. Sakabe, H. Shiraga, K. Okada, Y. Kitagawa, and C. Yamanaka
Japan-US Seminor on Theory and Application of Multiply Ionized Plasmas Produced by Laser and Particle Beams 1982/05/03-07 Nara, Japan	Uniformity Improvements by Pellet Structure (XI-4; Rev. Laser. Eng. **10**, 375 (1982)) T. Mochizuki, S. Sakabe, H. Shiraga, K. Okada, Y. Kitagawa, N. Miyanaga, Y. Kato, M. Nakatsuka, T. Yamanaka, and C. Yamanaka
International Conference on Plasma Physics 1982/06/09-15 Goteborg, Sweden	Implosion Symmetry of Laser Irradiated Fusion Pellet (Physica Scripta, **T2**, 47 (1982)) T. Mochizuki, S. Sakabe, H. Shiraga, K. Okada, T. Yabe, and C. Yamanaka

会議名，開催場所，開催年月日	論　文　名，著　者
9 th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1982/09/01-08 Baltimore, Maryland, USA	High Implosion Efficiency Target Experiments with the Gekko IV Laser System at ILE, Osaka (IAEA-CN41/F-1) C. Yamanaka, S. Nakai, T. Yamanaka, Y. Izawa, Y. Kato, K. Nishihara, K. Mima, T. Mochizuki, M. Yamanaka, M, Nakatsuka, K. Yoshida, Y. Kitagawa, T. Yabe, S. Ido, H. Azechi, H. Nishimura, N. Miyanaga, H. Niki, T. Takabe, T. Norimatsu, S. Sakabe, M. Nakai, K. Okada, H. Shiraga, Y. Kishimoto, A. Nishiguchi, T. Jitsuno
24th Annual Meeting of the Division of Plaşma Physics, APS 1982/11/01-05 New Orleans, Louisiana, USA	Scaling and Double Structure in Soft X-ray Driven Ablation —Experiment and Simulation— (2F2) T. Mochizuki, T. Yabe, S. Sakabe, S. Kiyokawa, K. Okada, H. Shiraga, A. Nishiguchi, and C. Yamanaka
Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'83 1983/05/17-20 Baltimore, Maryland, USA	Laser Produced X-ray-Plasma Interaction Experiments (TUJ3) T. Mochizuki, S. Sakabe, K. Okada, H. Shiraga, T. Yabe, M. Hamada, N. Ikeda, and C. Yamanaka
10th IEEE International Conference on Plasma Science 1983/05/23-25 Sandiego, California, USA	Ion Beam Generation in Inverse Pinch Ion Diode (2B3) S. Miyamoto, K. Imasaki, M. Saito, T. Ozaki, S. Higaki, A. Yoshinouchi, S. Sakabe, S. Nakai, and C. Yamanaka
2nd International Conference and Workshop on Radiation Properties of Hot Dense Matter 1983/10/31-11/04 Sarasota, Florida, USA	Radiation Transport in Soft X-ray Accelerated Foil T. Mochizuki, H. Shiraga, T. Yabe, K. Okada, S. Sakabe, T. Yamanaka, and C. Yamanaka
Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'84 1984/06/19-22 Anaheim, California, USA	Cannonball Target Experiments with the Gekko Laser System at ILE OSAKA C. Yamanaka, S. Nakai, T. Yamanaka, Y. Izawa, Y. Kato, T. Mochizuki, M. Yamanaka, M. Nakatsuka, K. Yoshida, Y. Kitagawa, T. Yabe, H. Nishimura, H. Azechi, N. Miyana N. Miyanaga, T. Norimatsu, H. Niki, T. Jitsuno, T. Sasaki, E. Fujiwara, and S. Sakabe

会議名，開催場所，開催年月日	論　文　名，著　者
11th IEEE International Conference on Plasma Science 1984/09/05-06 St. Louis, Missouri, USA	High Density Implosion Experiments using Gekko Ⅳ Glass Laser System C. Yamanaka, S. Nakai, T. Yamanaka, Y. Kato, Y. Izawa, M. Nakatsuka, T. Sasaki, T. Mochizuki, M. Yamanaka, K. Yoshida, Y. Kitagawa, H. Nishimura, H. Azechi, N. Miyanaga, T. Norimatsu, H. Niki, T. Jitsuno, E. Fujiwara, S. Sakabe, K. Nishihara, K. Mima, T. Yabe, and T. Takabe
International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1984/09/12-19 London, UK	Cannonball Target Experiments with the Gekko Laser System at ILE OSAKA (IAEA-CN-44/B-I-1) C. Yamanaka, H. Azechi, E. Fujiwara, Y. Izawa, T. Jitsuno, Y. Kato, Y. Kitagawa, N. Miyanaga, T. Mochizuki, S. Nakai, M. Nakatsuka, H. Niki, H. Nishimura, T. Norimatsu, T. Sasaki, S. Sakabe, T. Yabe, M. Yamanaka, T. Yamanaka, and K. Yoshida