

レーザーインプロージョンにおける非線型効果

東工大・工 丹生慶四郎
矢部 孝

§0. はじめに

制御核融合反応を実現するための有力な方法の一つとして、最近重水素・三重水素ペレットにレーザーを照射するレーザー核融合方式が^{[1]~[5]}にゆかりに注目を浴びている。半径数百ミクロンのペレットに1ナノ秒程度の強力なレーザー光を照射すると、ペレット表面に近い臨界密度面で、電子はレーザー光と共鳴して光のエネルギーを異常吸収し、その面での電子温度は瞬時に(ペレット内に運動が起らない前に)高温になる。^[6]この電子圧力によって、ペレット内では内外に伝播する2つの衝撃波が^{[6], [7]}誘起される。中心に向かって伝播する衝撃波は中心でぶつかって反射し、中心近辺のイオン温度およびイオン密度を著しく高めて、核融合反応へと導くわけである。この際核融合反応が起るか否かは、強い衝撃波がペレット中心まで伝播して、イオンが効率よく圧縮加熱されるかどうかにか

非常にきわどく依存することになる。

このようなペレット内で起る現象は衝撃波を含めて非常に強い非線型性を持ち、解は簡単な場合を除いて解析的には得られない。収縮あるいは発散する衝撃波に対する相似解は見出されているが、今の場合残念ながら単純に相似解が求まる程、現象は簡単ではない。そこで我々は以下に示すような方法により非線型解の推定を行うこととした。まず、現象を一次元球対称と仮定して得られる非線型偏微分方程式をそのまま差分近似して数値計算する (§1)。実際の現象は三次元的なものであるが三次元の数値計算は記憶容量・計算速度の都合で次のように近似する。1) 一次元解に対する三次元的擾動を小さいと考え、線型理論により三次元効果を類推する (§2)。2) 擾動を二次元的なものと限定し、非線型偏微分方程式をそのまま差分化して数値計算する (§3)。

§1でも明らかにされるように、種々の特性はプラズマの輸送係数に非常にきわどく依存する。そこで §4 では、波と粒子との非線型相互作用を数値的に調べることにより輸送係数を古典理論と比較することを試みた。

§1. 一次元球対称爆縮

重水素・三重水素の固体ペレットは $5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ の密度をもち、非常に衝突が頻繁であるために (1 keV 以下の温度で)

電子・イオンは同一速度で動くと思なすことができる。しかしながらレーザー光の吸収は電子のみに起り、この点では電子・イオン温度は異なることが予想される。詳細は文献[6]~[13]に譲ることにし、ここでは方程式を簡単に書き下すにとどめる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla (\mathbf{u}^2) - \mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{u}) = -\frac{1}{\rho} \nabla (p + \vec{Q}_1), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_e}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T_e = & -\frac{2}{3} \rho T_e \left[\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \right] \left(\frac{1}{\rho} \right) + \frac{2m_i}{3k\rho} \nabla \cdot (K_e \nabla T_e) \\ & + \frac{2m_i}{3k\rho} K_a P_L + \frac{T_i - T_e}{\tau_{ei}} - A \rho T_e^{1/2} + W_e, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T_i = -\frac{2}{3} \rho T_i \left[\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \right] \left(\frac{1}{\rho} \right) + \frac{T_e - T_i}{\tau_{ei}} + W_i + Q_i, \quad (4)$$

$$\nabla \cdot (\hat{\mathbf{e}}_c P_L) + K_a P_L = 0. \quad (5)$$

ここで ρ は密度, $\mathbf{u}$ は速度ベクトル, p は電子・イオンの全圧, $\vec{Q}_1 \cdot Q_i$ は人工粘性と真の粘性項 (具体的な形は上掲文献参照), m_i はイオン質量, k はボルツマン定数, $T_e \cdot T_i$ はそれぞれ電子・イオン温度, K_e は電子の熱伝導係数, K_a は光の吸収係数, P_L は光のエネルギー密度, τ_{ei} は温度緩和時間, A は制動輻射の係数, $\hat{\mathbf{e}}_c$ は光の入射方向の単位ベクトルである。上の(1)~(5)式の他に, 反比率の式

$$\frac{\partial Y}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla Y = W_R = \frac{1}{4} n (1-Y)^2 \langle \sigma v \rangle, \quad (6)$$

が必要であり、 γ は反応生成物の割合、 $\langle\sigma v\rangle$ は反応確率を表わす。(3),(4)式のイオンおよび電子に与えられる融合反応熱 W_i , W_e はこの式を用いて計算される。

方程式系(1)-(6)は、ナビエ・ストークス方程式の持つ非線型性に加えて、輸送係数が温度・密度を通じて時間・空間の未知変数であるために生じる非線型性を合せ持つている、非常に複雑な方程式系である。まず、以上の方程式を (r, θ, φ) の球座標で表わし、 $\partial/\partial\theta = \partial/\partial\varphi = 0$ と仮定する。さらに独立変数 t, r を τ, m の Lagrange 座標系に次のようにして変換する。

$$\frac{\partial}{\partial t} + v_r \frac{\partial}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial \tau}, \quad \frac{1}{4\pi\rho r^2} \frac{\partial}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial m} \quad (7)$$

Lagrange 系に変換されに方程式を差分式に変換して解いた結果は、以下に示す図に表わす。図1はペレットの初期条件を示し、 ρ_c は臨界密度である。図2は、密度の時間変化を示す。 P_L^* は入射レーザー power ($\times 10^{13} \text{ W/cm}^2$)、 θ_0 は予備加熱温度(臨界密度以下の領域)である。図3は $100 \mu\text{m}$ のペレットに対して、input laser power (時間的に一定)の種々の値に対する各計算結果を示す。 ρ_i はペレットの中心で実現される密度、イオン温度の最大値、 T_e はペレット全体で見えて実現される最大電子温度、 N_{eu} はそのときの Neutron 発生個数を示す。この図

より明らかのように、最大圧縮の起る power と最大イオン温度上昇を示す power はくい違いますがその結果、 $P_L \approx 5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ で最大反応率を示すことがわかる。 $(P_L = \dot{E}_{in}/4\pi k_0^2, k_0 = 100 \mu\text{m})$ 図4は input laser power を

$$\dot{E}_{in} = \dot{E}_0 (1 - t/\tau)^2 \quad (8)$$

の形で注入した場合の結果を示す。ペレットの半径は図3と同じく $100 \mu\text{m}$ である。(8)のようにレーザー光の注入を行うと、多数の衝撃波が次々と発生して、うまく中心で重なることにより、図3で起ったように、最大圧縮と最大加熱のくい違いを修正できる可能性がある。 n, T_i, N_{eu} は図3と同じで、 E_{in} は $\dot{E}_{in}$ の時間積分、即ち圧縮を完結させるまでに注入したエネルギーを示す。これより、中心でうまく多数の衝撃波を重ねるためには τ に最適値が存在することを示している。図5は τ を固定して $\dot{E}_0$ を変化させたときの計算結果であり、 $200 \mu\text{m}$ のペレットに対して $\tau = 0.72 \text{ nsec}$ 、 $400 \mu\text{m}$ のペレットに対して $\tau = 1.2 \text{ nsec}$ を採用した。図6は、 $\tau, \dot{E}_0$ を最適値に選んだときのペレット半径 r_0 と核融合反応発生エネルギー E_{out} の関係を示す。これにより $400 \mu\text{m}$ で核融合反応炉としての Break even が達成されることが明らかとなった。

§2. 線型安定解析

§1. で数値的に求められに一次元球対称爆縮の解を基礎と

して、それに三次元的な微小摂動を加え線型化された方程式を用いて不安定波動の成長の様子を追跡する。^[14]この際、摂動の方位角と天頂角成分はラプラスの球関数を用いて展開する。すなわち、従属変数を f で表れせば、

$$f = \bar{f} + \hat{f} = \bar{f} + \sum_{lm} \hat{f}_{lm} Y_{lm}(\theta, \varphi) \quad (9)$$

と展開する。ここで $\bar{f}$ は一次元球対称の解を表わす。球対称の解は Lagrange 系で解かれているにめ、球殻 M の座標は一次元球対称の解で与えられる下よりずれる。そのため

$$r = \bar{r} + \sum_{lm} \hat{r}_{lm} Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad \theta = \bar{\theta}, \quad \varphi = \bar{\varphi}, \quad t = \bar{t} \quad (10)$$

という独立変数の変換を必要とする。このような変数変換の後に、我々は、§1 の式 (1) ~ (5) を $\bar{\cdot}$ を付した量に関して線型化することができる。摂動を支配する方程式は Appendix A の (A-1) ~ (A-5) となる。

数値的に求められた解は以下の通りに要約される。

(i) $\dot{E}_{in} = \text{const.}$ の場合

不安定領域は収縮する shock 波面の領域と、図 1 の斜線で示した ablation 領域とに分かれ、両領域の摂動密度 $\hat{\rho}_{lm}$ の時間変化を図 7 に示している。shock 領域における摂動は最初成長するが収縮するにつれ飽和する傾向にあり、波数 l (図中では L) が大きい程成長が遅い。ablation 領域は少し遅れて始まり、波数 l が大きいと成長が遅くなる。図で $l=50$ の

ablation領域はまったく成長しないので図中に書かれてない。
また、波数 k を固定して $\dot{E}_m (=const)$ を大きくすればする程成長が速くなることが観測された。

(ii) $\dot{E}_m = variable$ の場合

図8に示される如く、 $\dot{E}_m$ を時間的に変化させた場合(式(8)参照) shock領域の不安定の様子は Γ に依存しない。またablation領域では Γ が小さい程成長が速くなることが観測された。

さらに臨界密度以下の領域即ちablation領域を質量の重い物質で置きかえて計算を行、その結果、shock領域は不安定が成長するが、ablation領域では完全に成長が押えられることが観測された。

以上の結果に物理的説明を加えると、ablation領域は図9のように中心に向か、 Γ が加速されており、そのために不連続面は慣性力 g を受けることになる。これはリーリー-テラー不安定の起る状況であり、上で $\dot{E}_m (=const)$ が大きいがあるいは Γ が小さいことは g が大きいことに対応し、より不安定になることが明らかである。それ故、図9のB領域(ablation領域)に質量の重い物質を配することにより不安定を押えることができるのである。このような構造の小球は、D-T小球をガラスでコーティングすることにより実現可能である。つぎに、shock領域の不安定は次のようにして説明できる。図9のB領域が今

度は shock 前方 (中心), A 領域が shock 後方 (外側) にかゝる。shock は減速されている状況なので慣性力は同じく g の方向を向いている。これも レーリー・テラー不安定と見なすことができる。shock が加速されている場合はどうか。それはグーダライの収縮する衝撃波に対する相似解に擾動を加えることにより求まる。図 10 の破線が相似解を表わし、実線が擾動波面と考える。この擾動部分は $1/R$ の曲率を持つ。ここで、擾動部分のみがまた局所的に類似の相似解を満たすものと仮定する。即ち

$$\frac{\ddot{r}_s}{\dot{r}_s^2} = \frac{a-1}{a} \frac{1}{r_s} \quad \text{および} \quad \frac{\ddot{R}}{\dot{R}^2} = \frac{a-1}{a} \frac{1}{R} \quad (a < 1). \quad (11)$$

これより, shock が中心に向か, て加速される状況 (これは レーリー・テラー不安定とは逆の状況である。) でも 擾動は成長することが示される。

§3. 非線型安定解析

使用する方程式は §1 の式 (1)~(5) であるが, この節では円筒座標系 (r, θ, z) を用い $\partial/\partial\theta = 0$ と仮定する。これは §2 の線型方程式が波数 m に対して縮退しているために, $m=0$ すなわち θ 方向に一様な解を調べることによ, て, 線型解析と非線型解析の比較を行うことが可能である。数値計算に際しては,

$$\frac{\partial}{\partial r} = \frac{1}{j} \frac{\partial z}{\partial L} \frac{\partial}{\partial K} - \frac{1}{j} \frac{\partial z}{\partial K} \frac{\partial}{\partial L}, \quad (12)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} = -\frac{1}{j} \frac{\partial r}{\partial L} \frac{\partial}{\partial K} + \frac{1}{j} \frac{\partial r}{\partial K} \frac{\partial}{\partial L}, \quad (13)$$

により Lagrange 系に^[16]変換して解いた。上式で (K, L) は (r, z) の Lagrange 座標系で角断面のトーラス型をもつ流体を表わす。 j はヤコビアンであり,

$$j = \frac{\partial r}{\partial K} \frac{\partial z}{\partial L} - \frac{\partial r}{\partial L} \frac{\partial z}{\partial K}, \quad (14)$$

となる。図11はレーザーの注入がないとして、最外殻 ($K=K_{out}$) の温度を 1keV に保ったときの $t=0.7\text{msec}$ のプロファイルである。図で動径方向が K 方向であり角度方向が L に対応する。(線の間隔が密になっている部分は密度が低いことに対応する。) 図12は $E_z = \text{const.}$ でレーザー光を図13のようにガウス分布として入れたものである。図中の矢印の長さはレーザー光強度を表わす。最大と最小の強度比は2.7である。この結果は§2の線型理論と同じく shock 領域で波数の高い不安定が現われている。(ablation 領域は波数の低い不安定なので図では明らかに見ることができないのであろう。)

§4. 温度異方性によつて生じる無衝突プラズマ中の輸送現象

§2でも明らかにされたように、核融合の実現はペレット内の輸送現象に非常にきわどく依存する。熱伝導によつて衝撃波の形成が阻害される領域、即ち $T_e=10^8\text{K}$, $n=5 \times 10^{22}\text{cm}^{-3}$ では

平均自由行路は $320\mu\text{m}$ となりペレットの半径を越えてしまう。これはペレット内でプラズマがほぼ無衝突であることを示すものである。§1で用いられた輸送係数はプラズマ粒子間の衝突が充分行われて、粒子の速度分布関数がほぼマクスウェル分布に近いことを想定して算かれたものであるから、この係数をそのままレーザー核融合のペレットに適用することは危険である。以上の事実を考慮して、ここでは無衝突プラズマ中の輸送係数を推測することを目指して行った計算の結果を報告する。計算はイオン分布 f_i 、電子分布 f_e に対する一次元のブラソフ方程式と電場 E に対するポアソン方程式を two-step Lax-Wendroff 法により差分化して行った。図14は $t=3\omega_{pi}^{-1}$ における電子の分布関数を示す。波により電子が捕捉されている様子がよくわかる。図15は同じ時刻における電子温度の空間分布である。空間座標の単位は λ_D (デバイ長) である。実線、点線、鎖線はそれぞれ電子の初期温度比 (高温部と低温部の比) が 56, 41, 18 の場合である。初期温度比 60.2 のときの結果を用い、平均熱フラックス、平均温度勾配を計算することにより、平均熱伝導係数を求めると $9.27 \times 10^9 \text{ erg/cm} \cdot \text{sec} \cdot \text{K}$ となり、これは §1 で用いた古典的な熱伝導係数 $7.13 \times 10^{14} \text{ erg/cm} \cdot \text{sec} \cdot \text{K}$ の約 10^5 となり、これより電子の波による捕捉効果のために熱伝導が抑えられ得ることを示している。

Appendix A.

§1の(2)式は v_r, v_θ, v_φ の三成分に対する式であるが、我々はこれを用いるかわりに $v_r, \Phi, (\text{rot } v)_r$ の三つの量に関する式を用いることにする。しかしながら、展開の一次で打ち切ることにすると $(\text{rot } v)_r$ は陽には必要とせず、 v_r と Φ の二つの量のみで全方程式を閉じさせることができる。 Φ についての方程式は、(2)式の $\text{div } v$ とすることによって求まる。即ち

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + v \cdot \text{grad } \Phi + \frac{1}{2} \Delta v^2 - (\text{rot } v)^2 - v \cdot \Delta v = \\ \frac{1}{\bar{\rho}^2} \text{grad } \bar{\rho} \cdot \text{grad} (\bar{\rho} + \vec{Q}_1) - \frac{1}{\bar{\rho}} \Delta (\bar{\rho} + \vec{Q}_1).$$

(2)と上式より望みの方程式を得る。摂動の式は

$$\frac{D \hat{p}_{lm}}{D \bar{t}} + \bar{\rho} \hat{\Phi}_{lm} + \bar{\Phi} \hat{p}_{lm} = 0, \quad (A-1)$$

ここで

$$\frac{D}{D \bar{t}} \equiv \frac{\partial}{\partial \bar{t}} + \bar{v}_r \frac{\partial}{\partial \bar{r}}, \quad \Phi = \text{div } v,$$

を用いた。

$$\frac{D \hat{v}_{r,lm}}{D \bar{t}} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \hat{p}_{lm}}{\partial \bar{r}} + \frac{1}{\bar{\rho}} \left(\frac{\hat{p}_{lm}}{\bar{\rho}} + \frac{\partial \hat{r}_{lm}}{\partial \bar{r}} \right) \frac{\partial}{\partial \bar{r}} (\bar{\rho} + \bar{\varepsilon}), \quad (A-2)$$

ここで $\bar{\varepsilon}$ は $\vec{Q}_1$ の対角成分である。

$$\frac{D \hat{\Phi}_{lm}}{D \bar{t}} = -\frac{2}{\bar{\rho}^2} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \bar{r}} \frac{\partial (\bar{\rho} + \bar{\varepsilon})}{\partial \bar{r}} \left(\frac{\partial \hat{r}_{lm}}{\partial \bar{r}} + \frac{\hat{p}_{lm}}{\bar{\rho}} \right) + \frac{1}{\bar{\rho}^2} \left(\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \bar{r}} \frac{\partial \hat{p}_{lm}}{\partial \bar{r}} + \frac{\partial (\bar{\rho} + \bar{\varepsilon})}{\partial \bar{r}} \frac{\partial \hat{p}_{lm}}{\partial \bar{r}} \right)$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{\bar{\rho} \bar{r}^2} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left\{ \bar{r}^2 \left[\frac{\partial \hat{p}_{lm}}{\partial \bar{r}} + \frac{\partial (\bar{p} + \bar{\theta})}{\partial \bar{r}} \left(\frac{2\hat{r}_{lm}}{\bar{r}} - \frac{\partial \hat{r}_{lm}}{\partial \bar{r}} \right) \right] \right\} \\
& + \frac{\hat{p}_{lm}/\bar{\rho} + 2\hat{r}_{lm}/\bar{r} + \partial \hat{r}_{lm}/\partial \bar{r}}{\bar{\rho} \bar{r}^2} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \bar{r}^2 \frac{\partial}{\partial \bar{r}} (\bar{p} + \bar{\theta}) + \frac{l(l+1)}{\bar{\rho} \bar{r}^2} \left[\hat{p}_{lm} - \frac{\partial (\bar{p} + \bar{\theta})}{\partial \bar{r}} \hat{r}_{lm} \right] \\
& + 2 \left[\left(\frac{\partial \bar{u}_r}{\partial \bar{r}} \right)^2 - \frac{\bar{u}_r}{\bar{r}} \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial \bar{r}} \right] \frac{\partial \hat{r}_{lm}}{\partial \bar{r}} + \left(-2 \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial \bar{r}} + \frac{2\bar{u}_r}{\bar{r}} \right) \frac{\partial \hat{u}_{r,lm}}{\partial \bar{r}} - \frac{2\bar{u}_r}{\bar{r}} \hat{\Phi}_{lm}. \quad (A-3)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{3k}{2m_i} \bar{\rho} \frac{D \hat{T}_{elm}}{D \bar{x}} &= -\frac{1}{\bar{\rho} \bar{r}^2} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} (\bar{r}^2 \bar{K}_e \frac{\partial \bar{T}_e}{\partial \bar{r}}) \hat{p}_{lm} - \frac{k}{m_i} \bar{\rho} \bar{T}_e \hat{\Phi}_{lm} \\
& + \left[-\frac{k}{m_i} \bar{\rho} \bar{\Phi} + \frac{5}{2} \frac{\bar{K}_e}{\bar{r}^2 \bar{T}_e} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} (\bar{r}^2 \frac{\partial \bar{T}_e}{\partial \bar{r}}) + \frac{5}{2} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\frac{\bar{K}_e}{\bar{T}_e} \right) \frac{\partial \bar{T}_e}{\partial \bar{r}} \right] \hat{T}_{elm} \\
& - \frac{l(l+1)}{\bar{r}^2} \bar{K}_e \left(\hat{T}_{elm} - \frac{\partial \bar{T}_e}{\partial \bar{r}} \hat{r}_{lm} \right) - \frac{2\bar{K}_e}{\bar{r}^2} \frac{\partial \bar{T}_e}{\partial \bar{r}} \hat{r}_{lm} \\
& + 2 \left[-\frac{\partial \bar{K}_e}{\partial \bar{r}} \frac{\partial \bar{T}_e}{\partial \bar{r}} - \frac{\bar{K}_e}{\bar{r}^2} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} (\bar{r}^2 \frac{\partial \bar{T}_e}{\partial \bar{r}}) + \frac{\bar{K}_e}{\bar{r}} \frac{\partial \bar{T}_e}{\partial \bar{r}} \right] \frac{\partial \hat{r}_{lm}}{\partial \bar{r}} + \left[\frac{\partial \bar{K}_e}{\partial \bar{r}} + \frac{5}{2} \frac{\bar{K}_e}{\bar{T}_e} \frac{\partial \bar{T}_e}{\partial \bar{r}} \right] \frac{\partial \hat{T}_{elm}}{\partial \bar{r}} \\
& + \frac{\bar{K}_e}{\bar{r}^2} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} (\bar{r}^2 \frac{\partial \hat{T}_{elm}}{\partial \bar{r}}) - \bar{K}_e \frac{\partial \bar{T}_e}{\partial \bar{r}} \frac{\partial^2 \hat{r}_{lm}}{\partial \bar{r}^2} \\
& + \frac{3k}{2m_i} \frac{\bar{\rho}}{\bar{T}_{e,i}} \left[\hat{T}_{i,lm} - \hat{T}_{elm} - \frac{3}{2} \frac{\hat{T}_{elm}}{\bar{T}_e} (\bar{T}_i - \bar{T}_e) \right], \quad (A-4)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{3k}{2m_i} \bar{\rho} \frac{D \hat{T}_{i,lm}}{D \bar{x}} &= -\left(\frac{k}{m_i} \bar{\rho} \bar{T}_i + \bar{\theta} \right) \hat{\Phi}_{elm} - \frac{k}{m_i} \bar{\rho} \bar{\Phi} \hat{T}_{i,lm} \\
& + \frac{3k}{2m_i} \frac{\bar{\rho}}{\bar{T}_{e,i}} \left[\hat{T}_{elm} - \hat{T}_{i,lm} - \frac{3}{2} \frac{\hat{T}_{elm}}{\bar{T}_e} (\bar{T}_e - \bar{T}_i) \right]. \quad (A-5)
\end{aligned}$$

ここで、レーザー光の吸収は球対称のみであると仮定した。
 (A-1)~(A-5)の式は $(\bar{r}, \bar{x})$ で書いてあるが実際の計算はこれを
 (m, τ) のLagrange座標系に変換して行う。

参考文献

- [1] A.F. Haught and D.H. Polk: Phys. of Fluids 13 (1970) 139
- [2] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen and G. Zimmerman:

Nature (London) 239 (1972) 139

- [3] E.B. Goldman : Plasma Phys. 15 (1973) 289
- [4] C. Yamanaka, T. Yamanaka, S. Nakai, T. Sasaki, K. Yoshida,
M. Matoba, C. Yamabe, J. Mizui, N. Yamaguchi and K. Nishikawa:

IPPJ 203 (1974)

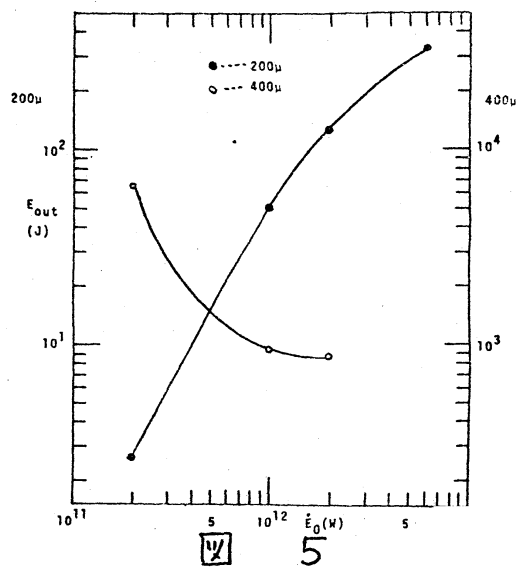
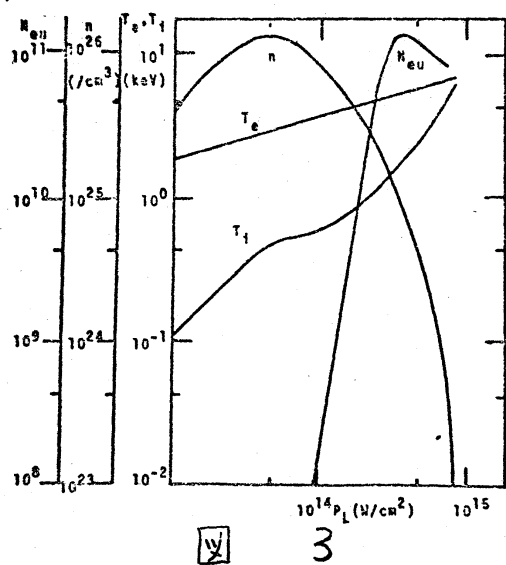
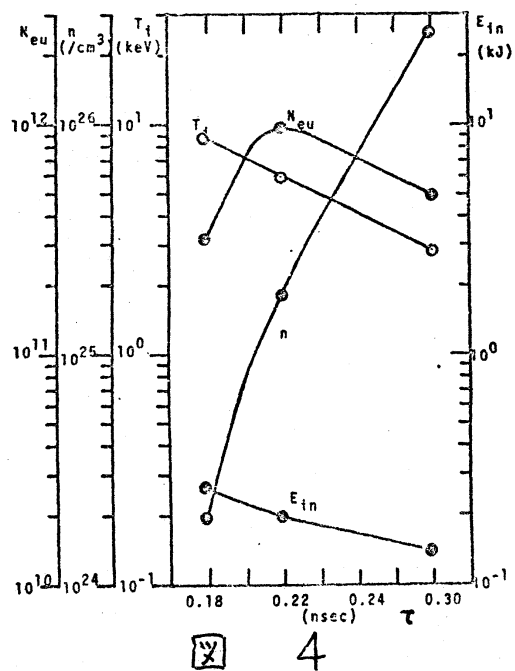
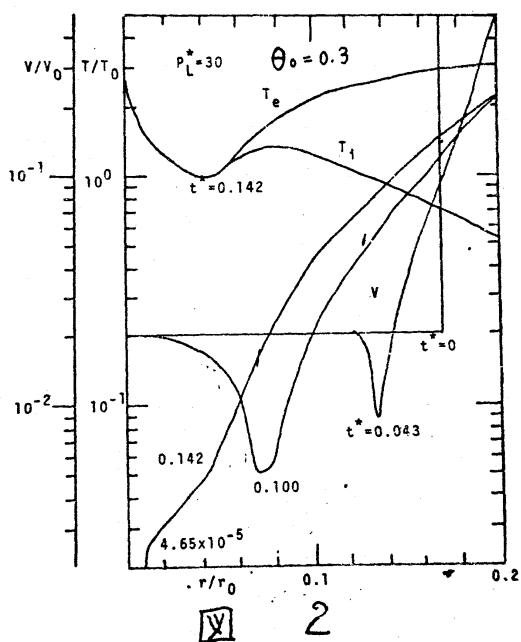
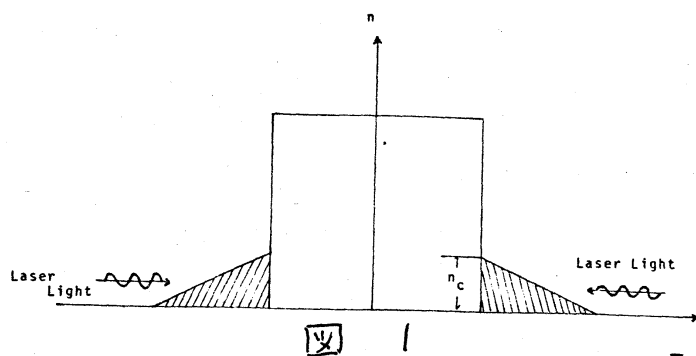
- [5] G. Charatis et. al. (KMS Fusion, Inc.) : IAEA-CN-33/F1
- [6] T. Yabe and K. Niu : J. Phys. Soc. Japan 37 (1974) 1445
- [7] 天部・丹生 : ショックチューブシンポジウム予稿集 (昭和49年)
- [8] M.S. Chu : Phys. of Fluids 15 (1972) 413
- [9] J.S. Clarke, J.N. Fisher and R. J. Mason :

Phys. Rev. Letters 30 (1973) 89

- [10] T. Yabe and K. Niu : IPPJ 208 (1974)
- [11] K. Niu and T. Yabe : Proceedings of "Laser Interaction
with Plasma" (1974)
- [12] 天部・丹生 : 電磁流体シンポジウム予稿集 (昭和50年)
- [13] 村上・天部・遠藤・丹生 : 同上
- [14] J.N. Shiau, E.B. Goldman and C. I. Weng :

Phys. Rev. Letters 32 (1974) 352

- [15] G. Guderly : Luftfahrtforschung, 19, 302 (1942)
- [16] W.D. Shulz : "Methods in Computational Physics" vol. 3
(Academic Press, New York, 1964)



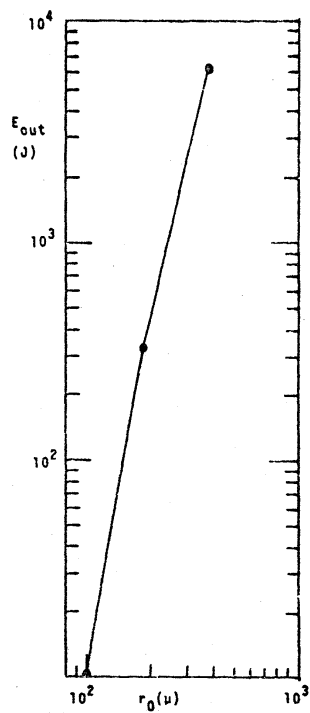


図 6

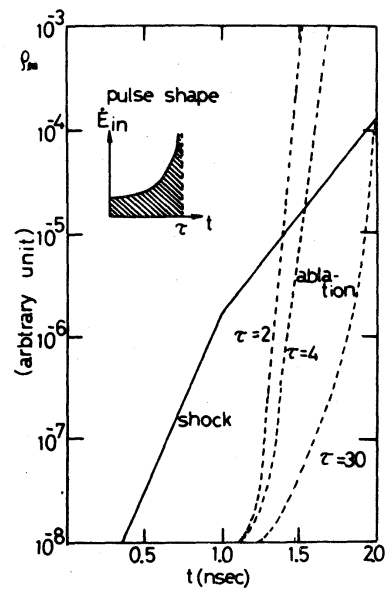


図 8

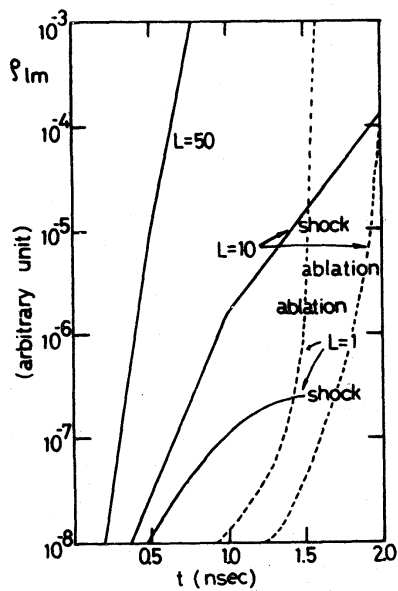


図 7

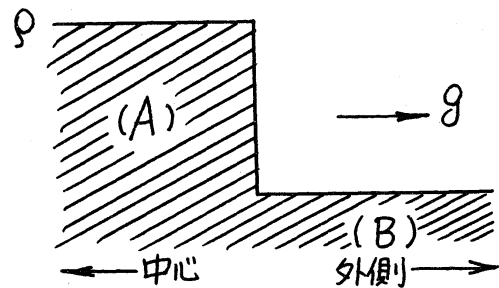


図 9

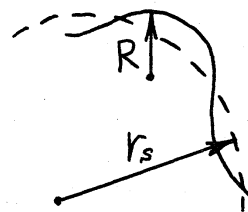


図 10

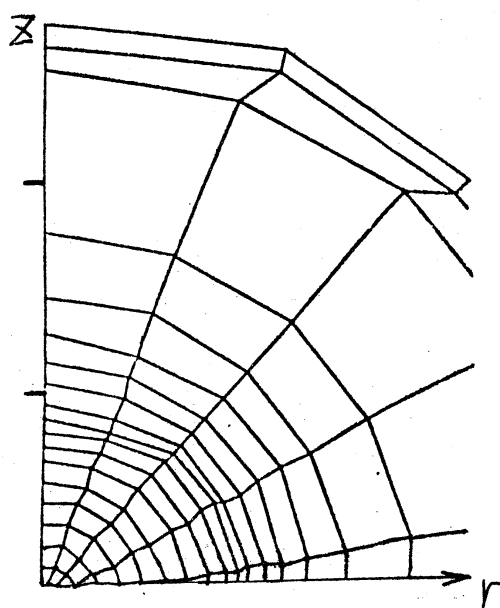


图 11

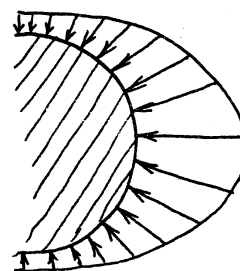


图 13

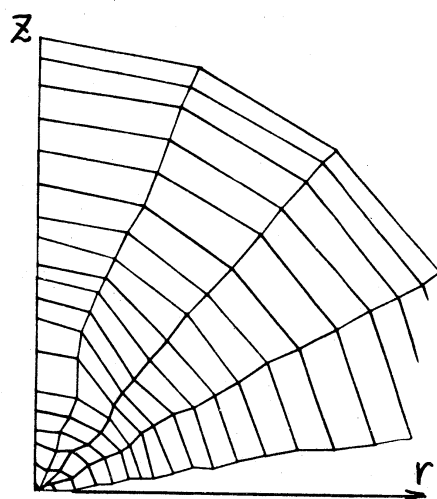


图 12

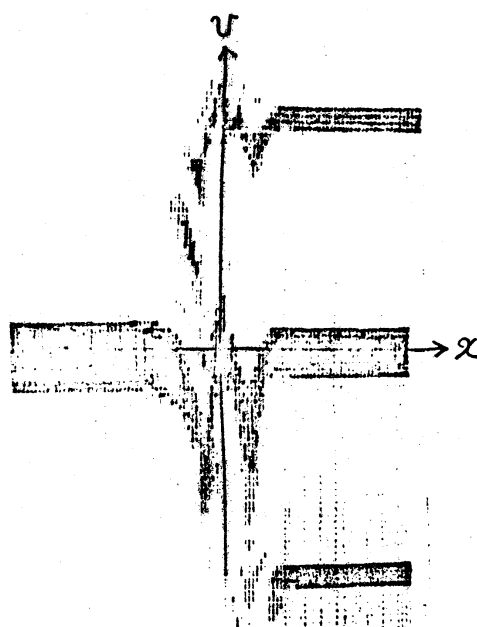


图 14

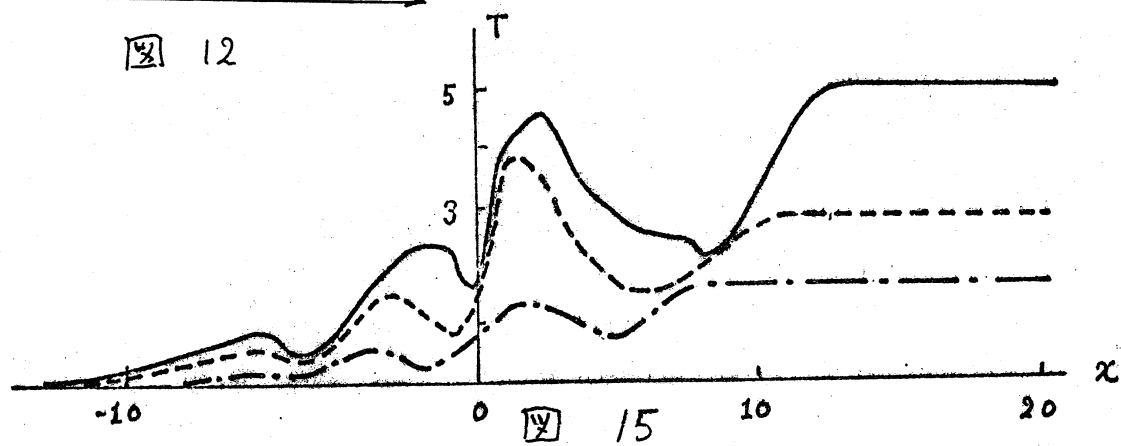


图 15