

JAERI-M

6 2 8 5

レーザー光とプラズマの相互作用

1975年10月

西川 恭治\*

日本原子力研究所  
Japan Atomic Energy Research Institute

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

レーザー光とプラズマの相互作用

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

西川 恭治\*

(1975年10月6日受理)

レーザー光とプラズマの相互作用に関する理論的問題点を述べた。とくにパラメトリック不安定について、その非線形効果を含めて詳細に議論した。さらにレーザー核融合の重要な課題である圧縮過程に関する問題点、最近における研究の発展についてもふれた。

---

\* 研究嘱託，広島大学理学部

JAERI-M 6285

Theory of Laser Interaction with Plasma

Kyoji Nishikawa<sup>\*)</sup>

Division of Thermonuclear Fusion Research

Tokai, JAERI

(Received October 6, 1975)

Fundamental physical processes in a plasma irradiated with intense laser pulses are reviewed. Parametric Instabilities are discussed in detail with emphasis on the nonlinear effect. Problems associated with the compression of solid targets and recent topics on the laser driven fusion are also described.

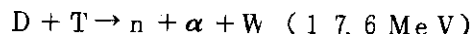
---

\*) Guest Scientist, Department of Physics, Faculty of Science,  
Hiroshima University

目次なし

## I レーザー核融合の基本的概念

核融合反応を将来のエネルギー源として活用するためには、まず、反応で発生したエネルギーがそれを起こさせるに必要なエネルギーより大きくなるようなプラズマを生成しなければならない。重水素と三重水素とを50%ずつ含んだプラズマで起こるDT反応



で考えてみると、この条件は、

$$\left(\frac{N}{2}\right)^2 \overline{\sigma v} W \tau > \frac{3}{2} N (\theta_e + \theta_i) \quad (\text{I-1})$$

と書かれる。ここに $N$ は粒子数密度 ( $N_D = N_T = N/2$ )、 $\sigma$ は反応の断面積、 $v$ は衝突する粒子の相対速度、 $\theta_e$ および $\theta_i$ は電子およびイオンの温度(エネルギー単位で計ったもの)を表わす。左辺は、 $\tau$ という時間の間に単位体積当りに起こる平均の反応回数( $(N/2)^2 \overline{\sigma v} \tau$ )に一回の反応で発生するエネルギー( $W$ )を掛けたもので、右辺は、密度 $N$ 、温度 $\theta_e$ 、 $\theta_i$ のプラズマを生成するために必要なエネルギー密度を表わす。 $\overline{\sigma v}$ は10KeVぐらいから大きくなるので、 $\theta_e = \theta_i = 10 \text{ KeV}$ としたときの値を代入すると、(I-1)は

$$N \tau > 6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ sec} \quad (\text{I-2})$$

と書かれる。このいわゆる Lawson の条件をみたすプラズマを生成するために、二つの方向で研究がなされている。第一は、 $N$ を比較的小さく ( $N \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) して、 $N(\theta_e + \theta_i) < B^2/8\pi$ となるような強い磁場 $B$ を加えてプラズマを閉じこめ、プラズマの保持時間 $\tau$ を長くする試みで、トカマクに代表される磁気閉じこめ装置がこれに対応する。第二は、 $N$ を大きく ( $N \geq 10^{25} \text{ cm}^{-3}$ ) して、プラズマが膨張四散しないうちに(I-2)の条件をみたさせようというもので、レーザー核融合に代表される慣性閉じこめはこれに対応する。

慣性閉じこめでは、反応時間 $\tau$ は、プラズマの半径 $r$ を膨張速度 $v_{\text{exp}}$ で割ったもの、 $\tau = r/v_{\text{exp}}$ で見積ることができる。少なくともこの時間の間は、膨張によって密度の急激な減少は起こらないと考えられるからである。プラズマの膨張は、軽い電子が重いイオンを電場でひきずるような形で起こるので、膨張速度はイオン音波の音速 $c_s = [(\theta_e + \theta_i)/M]^{1/2}$ で与えられる。ここに $\bar{M}$ はイオンの平均質量を表わす。 $\theta_e = \theta_i = 10 \text{ KeV}$ とおくと、

$$r \simeq c_s \tau \simeq 10^8 \tau \text{ cm} \quad (\text{I-3})$$

となる。これを(I-2)に代入すると、

$$r > 6 \times 10^{21} / N \text{ (cm}^{-3}\text{) cm} \quad (\text{I-4})$$

という関係がえられる。すなわち、慣性閉じこめでは、与えられた密度に対して、少なくともこの程度の半径のプラズマを生成しなければならないということになる。 $N$ を大きくすれば、 $r$ が小さくなることに注意しよう。

さて、これだけの大きさのプラズマを10KeVまで熱するのに必要な全エネルギーは、(I-1)の右辺にプラズマの体積を掛けたもの、すなわち、

$$E_{pl} = \frac{3}{2} N (\theta_e + \theta_i) \cdot \frac{4}{3} \pi r^3$$

$$> \left( \frac{N_{sol}}{N} \right)^2 \cdot 1.6 \quad \text{MJ} \quad (\text{I-5})$$

ということになる。ここに  $N_{sol}$  は、固体状態での密度 ( $4.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ) である。  $N = N_{sol}$  とすると、必要なエネルギーは、少なくとも 1.6 MJ 以上ということになる。この不等号の中には、種々の効率が含まれていることに注意しよう。今考えているように、レーザーでプラズマを加熱しようというときには、レーザーのエネルギーはほとんど軽い電子に行ってしまう、重いイオンはなかなか熱せられない。一方核融合反応は、イオンとイオンの衝突で起こるので、イオンを熱することが必要である。この、イオン加熱の効率の悪いことを考慮に入れると、  $N = N_{sol}$  としたのでは、実際には 1000 MJ 以上ものエネルギーが必要となることが、計算機シミュレーションから求められている。これは、現在可能なレーザーエネルギーの  $10^6$  倍にもなり、近く実現できる見込みはほとんど考えられない。

これに対して、近年脚光を浴びるようになったレーザー核融合では、単にレーザーのエネルギーを球状の D-T ペレットに吸収させるというだけでなく、レーザーを用いてペレットを圧縮し、圧縮された“核”の部分で核融合反応を起こさせようというものである。(I-5) から分るように、  $N$  を大きくすれば必要なエネルギーを下げるができる。それは、(I-4) から分るように、プラズマの大きさを小さくできるためである。たとえば、密度を固体の  $10^3$  倍にすれば  $r = 1 \mu$  となり、(I-5) の右辺はわずか 1.6 J になってしまう。もろもろの効率を考慮に入れても、数十 KJ 程度でよさそうである。

それならどうすればプラズマを固体密度以上に圧縮することができるであろうか。まず球状の D-T ペレットに四方から一様に入射したレーザー光の輻射圧だけで圧縮が可能かどうかを調べてみよう。レーザー光の輻射圧  $P_L$  は、そのエネルギー密度に等しいから、パワー密度を  $I \text{ W/cm}^2$  とすると、

$$P_L = I/c = 10^{-9} I \quad \text{atoms} \quad (\text{I-6})$$

と書かれる。これが、プラズマの圧力  $N(\theta_e + \theta_i)$  とつり合う条件から  $N$  を求めてみる。 $\theta_e = \theta_i = 10 \text{ KeV}$  とすると、  $I$  として現在可能な最大値  $10^{17} \text{ W/cm}^2$  を代入しても、  $N \sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  となり、これでは固体密度にも満たないことが分る。

ところで、レーザー光の角振動数  $\omega_0$  は、現在最も強いパワーがえられているガラスレーザーで  $2 \times 10^{15} \text{ sec}^{-1}$  の程度だが、これは固体密度でのプラズマ振動数  $\omega_p$  より 1 桁小さい。ということは、固体密度でプラズマ化した気体中にはレーザー光は伝わらず、表面のもっと密度の薄いところでしか、レーザーはプラズマと相互作用をしないことを意味する。仮にレーザーのエネルギーが、この表面の低密度プラズマに完全に吸収されたとしよう\*。こうしてできた高温低密度のプラズマは、音速  $c_s$  で外へ膨張するが、運動量保存則から、その反作用で内側の高密度低温プラズマを圧縮するであろう。単位時間に吸収するエネルギー密度は  $I \text{ W/cm}^2$

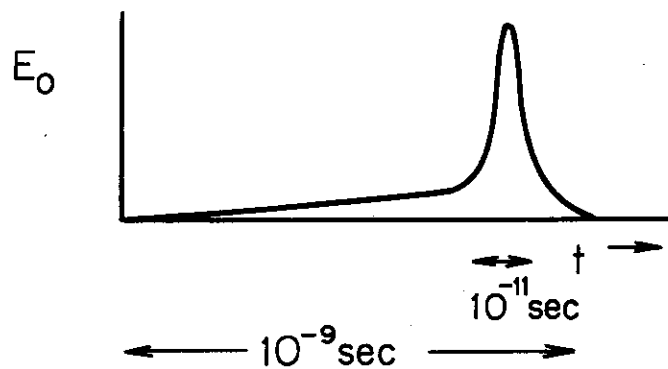
\* 表面のプラズマ化は、レーザーパルスのごく最初の部分で行われる。

に等しく、これが  $c_s$  で四散するときの反作用として働く圧力  $P_s$  は、

$$P_s = I / c_s \approx 3 \times 10^{-7} I \quad \text{atoms} \quad (\text{I-7})$$

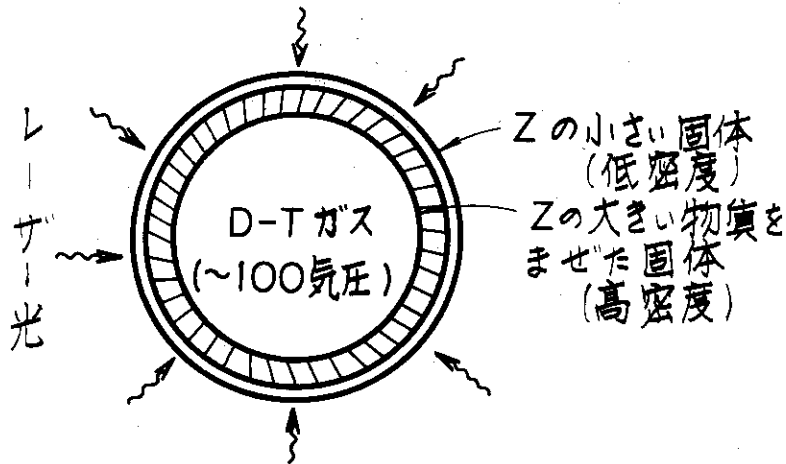
となる。ここで  $\theta_e = \theta_i = 10 \text{ KeV}$  という値を入れた。  $I = 10^{17} \text{ W/cm}^2$  とすると、この圧力は太陽の中心の圧力の 10 倍にもなることに注意しよう。圧縮される部分は低温であるから、電子はフェルミ縮退しているであろう。その圧力は、  $P_F = 2N\epsilon_F / 5$  ( $\epsilon_F$  はフェルミエネルギー) に等しく、これとイオンの圧力  $N\theta_i$  とを加えたものが (I-7) とつり合えばよい。  $5/2\theta_i$ 、  $\theta_e < 700 \text{ eV}$  とすれば、  $P_s \approx P_F$  とおいたのでよく、これから  $N \sim 10^8 N_{\text{sol}}$  がえられる。すなわち、期待通りの圧縮が可能だということになる。

この圧縮は、低温の高密度プラズマ中を伝わる衝撃波によって行われるであろう。実際にどれだけの圧縮が可能かは、この衝撃波のダイナミクスを調べることによって考察しなければならない。流体モデルによる計算機シミュレーションの結果によると、一つの衝撃波では固体密度の 30 倍にしか圧縮できない。圧縮の効率をよくするには、レーザーパルスの波形を適当に整形して、いくつかの次第に強くなる衝撃波を順次送りこみ、中心でそれらが合体して大きな圧力を及ぼすようにすればよい。  $r = 1 \mu$  として、(I-3) できまる  $\tau$  は  $10^{-12} \text{ sec}$  となるから、最後の圧縮の瞬間に衝撃波が集まるようにするには、たとえば第 1 図のようなパルス波形を使えばよい。また、圧縮は最後に行われればよく、それまではできるだけ仕事を消耗しないようにした方がよいから、ペレットの形としては、第 2 図のような中空のものを用いた方がよい。その方が、途中の段階では低い圧力ですむからである。ペレットのそれ以外の構造については後に説明する。こうして、内部が低温に保たれたまま球状圧縮が行われたとすると、  $10^8 N_{\text{sol}}$  ぐらいまで圧縮可能なことが分った。中心に一度に収束した衝撃波は、中心部で爆縮を起こし、そのエネルギーをプラズマに与えて着火温度 ( $\sim 10 \text{ KeV}$ ) まで加熱する。こうして中心の被圧縮部で核融合反応が起こり、順次外側を加熱して燃え広がっていくという筋書である。



第 1 図 効果的な圧縮を行うためのレーザー・パルスの波形





第2図 中空ペレット概念図

この燃焼波の伝達で重要な役を演ずるのが、核融合反応で発生した $\alpha$ 粒子(3.6MeV)である。中性子(14MeV)は、ほとんど発生したときのエネルギーを持ったまま外へ出てしまうが、 $\alpha$ 粒子は電子と衝突して運動エネルギーをプラズマに与え、外側のプラズマの加熱に寄与する。すなわち、 $\alpha$ 粒子の自由行程は、

$$l_{\alpha} \sim 2 \times 10^{21} [\theta_e (\text{keV})]^{3/2} / N (\text{cm}^{-3}) \text{ cm}$$

$$\sim 1.3 \frac{N_{\text{sol}}}{N} \text{ cm} \quad (\theta_e = 10 \text{ KeV}) \quad (\text{I-8})$$

となるが、 $N \sim 10^4 N_{\text{sol}}$  ぐらいまで圧縮されていれば、 $l_{\alpha} \sim 1 \mu$ 程度になり、プラズマの半径(100 $\mu$ ぐらい)より十分小さくすることができる。こうして $\alpha$ 粒子による自己加熱により、次々と着火領域を外側へ広めて行くことが可能になるというのである。

さて、これまでの考察には、いくつかの検討すべき仮定が含まれている。そのうちの重要なものを列挙してみると、

- i) レーザー光の低密度プラズマによる吸収が果してよく行われるかどうか。
- ii) 内部は果して低温に保たれたまま圧縮されるかどうか。
- iii) 膨張するプラズマの反作用が内部のプラズマに有効に圧力として働くかどうか。
- iv) 圧縮は果して最後まで球対称に行われるかどうか。
- v)  $\alpha$ 粒子による自己加熱が、果してゆるやかに広がる燃焼波の形で進行するかどうか。

などである。このうち、初期(1971年~74年)に最も精力的に研究されてきたのは、第一のレーザーとプラズマの相互作用に関する問題である。ここでは、一般に電磁波が密度勾配のあるプラズマに入射したときの、古くから知られている線形効果に関する問題と、電磁場が強いために起こる各種の不安定性や非線形効果に関する問題とがある。これについては、次の三つの章で少しくわしく考察することにする。第二と第三の問題は、一昨年頃から重要視されてきた問題で、両者は互いに密接な関係にあるので、まとめて第5章で考察する。第四の問題は、比較的古くから研究されてはきているが、その全容が分ってきたのは、ペレットの構造が公開された昨秋のことである。これは、第6章で簡単にふれる。最後に第7章で、必ずしもレーザ

一核融合という立場からは主流の問題ではないが、最近話題になっていることについて少し触れることにする。V) の  $\alpha$  粒子による自己加熱の問題は、まだこれからの問題と思われ、筆者の勉強が至っていないので略させていただきます。

## II レーザー光の逆制動放射と共鳴吸収

前にも述べたように、レーザー光による固体表面のプラズマ化は極く初期の段階に行われる。ちなみに、入力パワー密度を  $3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  として、 $E_0 \sim 15 \text{ V/\AA}$  程度の振動電場ができる。プラズマ化すると共に、高密度領域 ( $\omega_p > \omega_0$ ) はレーザー光を透過しなくなる。他方、プラズマは音速で膨張し、1 n sec ぐらいの間に 1 mm ぐらいの厚さに拡がる。これはレーザー光の波長 ( $1.06 \mu$ ) よりはるかに大きいので、レーザーパルスの主要な領域では、レーザー光はゆるやかな密度勾配をもつプラズマを感じるであろう。その場合、まず考えられることは、電子、イオン衝突に伴う逆制動放射によるレーザー光の吸収である\*。これは、 $\omega_0 > \omega_p$  という低密度領域で起こり、その吸収距離は、

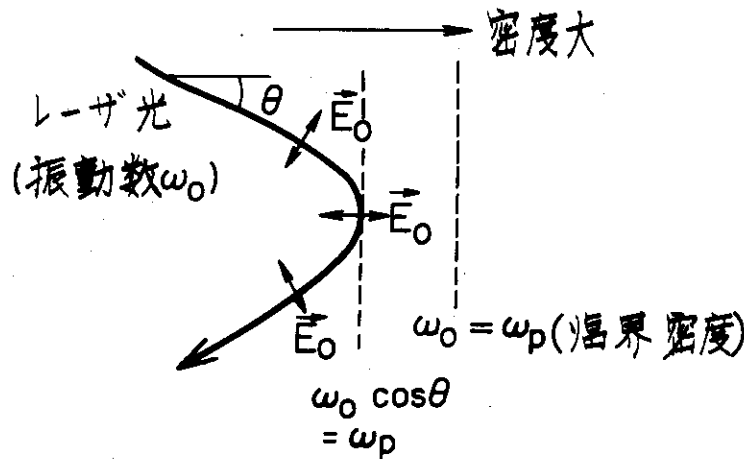
$$l_{ab} \sim 1.5 \times 10^4 \left[ \theta_0 \text{ (keV)} \right]^{3/2} / N^2 \text{ (cm}^{-3}\text{)} \text{ cm} \quad (\text{II-1})$$

$$\sim \begin{cases} 5.0 \text{ cm} & (\theta_0 = 10 \text{ KeV, } N = 10^{21} \text{ cm}^{-3}) \\ 1.5 \text{ cm} & (\theta_0 = 1 \text{ KeV, } N = 10^{21} \text{ cm}^{-3}) \end{cases}$$

で与えられる。ここで密度は、 $\omega_p \sim 6 \times 10^{14} \text{ sec}^{-1} \sim \omega_0/2$  となるところを選んだ。上の結果は逆制動放射ではガラスレーザーのようなレーザー光は吸収できないことを示している。ただし、 $l_{ab}$  が  $N^{-2}$  に比例することから、もし  $\omega_0 \sim \omega_p$  となるところ（臨界密度と呼ぶ）がもっと高密度側にあれば、古典的吸収でよいことになる。たとえば  $0.1 \mu$  のレーザー光なら、 $l_{ab} \lesssim 5.0 \mu$  となる。

さて、逆制動放射で吸収できなかったレーザー光は、当然臨界密度まで入射して来るであろう。もしプラズマの表面に垂直に入射したとすると、このレーザー光はそのまま臨界密度のところまで完全反射されてしまう。しかし、現実には斜行入射をしているため、事情は今少し複雑になる。第3図のように、プラズマの密度勾配の方向と角  $\theta$  をなして入射して来た光は、次第に屈折して、 $\omega_0 \cos \theta = \omega_p$  というところで折り返す。すなわち、臨界密度まで行かないうちに反射される。しかし、斜行入射の場合には、振動電場が密度勾配の方向に成分をもつため、プラズマ中に密度波（縦波）を励起する。すなわち、振動電場でゆすられるのはほとんど電子だけと見なしてよく、これが密度勾配の方向にもふらされるため、振動電荷を生じ、プラズマ波を励起するのである。しかし、 $\theta$  があまり大きいと、 $\omega_0$  が  $\omega_p$  よりはるかに大きいところにしかレーザー光は伝わらないので、プラズマ波の励起は事実上起こらない。プラズマ波の共鳴的な励起が起こるのは、 $\theta$  が小さく、折り返し点からトンネル効果で  $\omega_0 = \omega_p$  のところまで電磁波のしみこむときである。

\* しはしばこれを古典的吸収と呼んでいる。



第3図 レーザ光の斜め入射

プラズマを冷たい流体とみなして、このことを式で表わしてみよう。今、x方向に密度勾配があるとすると、その方向の流体の運動方程式は、

$$\frac{d v_x}{d t} = - \frac{e}{m} E_x \tag{II-2}$$

と書かれる。mは電子の質量、 $v_x$ は電子流体の速度のx成分、 $E_x$ は電場のx成分である。これをtで微分すると、

$$\begin{aligned} \frac{d^2 v_x}{d t^2} &= - \frac{e}{m} \frac{d E_x}{d t} = - \frac{e}{m} [ - 4 \pi J_x + c (\vec{\nabla} \times \vec{B})_x + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} E_x ] \\ &\doteq \frac{4 \pi e^2}{m} N(x) v_x - \frac{e c}{m} (\vec{\nabla} \times \vec{B})_x \end{aligned} \tag{II-3}$$

ここでJは電流密度、 $\vec{B}$ はトンネル効果でしみこんだ電磁波の磁界で、最後の式では非線形項の $\vec{v} \cdot \vec{\nabla} E_x$ を無視した。 $4 \pi N(x) e^2 / m = \omega_p^2(x)$  (局所的プラズマ振動数の二乗)であり、電子は振動数 $\omega_0$ でゆすぶられているから、(II-3)は、

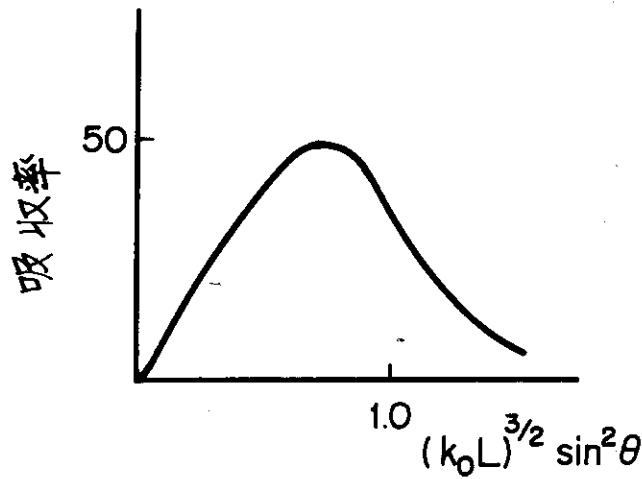
$$v_x \simeq - \frac{1}{\omega_p^2(x) - \omega_0^2} \frac{e c}{m} (\vec{\nabla} \times \vec{B})_x \tag{II-4}$$

と書かれる。これを(II-2)に入れると、

$$E_x \propto \frac{1}{\omega_p^2(x) - \omega_0^2} (\vec{\nabla} \times \vec{B})_x \tag{II-5}$$

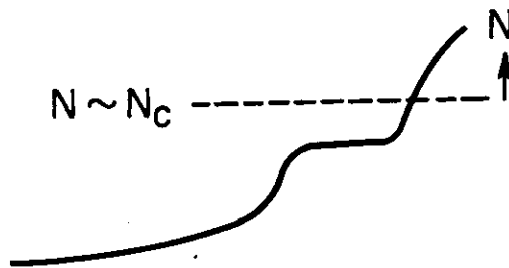
がえられる。すなわち、 $\omega_0 \simeq \omega_p(x)$ というところ(臨界密度のところ)で非常に強い電場ができることになる。また、(II-4)を時間で積分すると、電場によって電子のゆすぶられる距離(excursion length)が求まるが、これも $\omega_p(x) \simeq \omega_0$ のところ非常に大きくなる。このままでは、 $\omega_0 = \omega_p(x)$ あたりの流体は、そのすぐ周辺の流体を追い越すような結果になってしまう。このような現象はbreakingと呼ばれ、これが起こるところでは、流体モデルが使えなくなる。今の場合、ランダウ減衰や衝突の効果がきいてきて、強い吸収が起こるのである。これは共鳴吸収と呼ばれ、レーザー光の吸収機構として極めて重要な役を果していると考えられている。

これまでの考察から分るように、共鳴吸収は $\theta = 0$ および $\theta = \pi/2$ では零になり、その中間で最大となる。第4図には、密度勾配がゆるやかで、その特性距離 $L$ が波長 $\lambda_0 = 2\pi/k_0$ より十分大きいときに、共鳴吸収率を $\theta$ の関数として数値計算した結果を示してある。これから分ることは、最適の入射角では50%もの吸収が起こるが、その最適角は非常に小さいことである。実際の集束光の場合には、 $\theta \sim 45^\circ$ ぐらいにもなるので、このままでは吸収は不十分である。



第4図 共鳴吸収の効率 (計算結果)

実は、レーザー光のような強い電磁場のもとでは、臨界密度付近で強い非線形効果が現われて、プラズマの密度勾配に大きな変化が生じるため、上の議論はそのままは使えなくなり、共鳴吸収率は意外によくなるのである。計算機シミュレーションによると、長いタイムスケールでの密度分布は第5図のような階段型になっており、そのため実効的な $k_0 L$ が小さくなって、第4図からきまる共鳴吸収の最適角が大きくなることが予想される。その結果、広い入射角にわたって、共鳴吸収による50%近い吸収が期待されるのである。この非線形効果については、次章以下でくわしく考察することにする。



第5図 非線形効果による密度分布のゆがみ

## III パラメトリック不安定性

媒質の性質（密度や温度など）に周期的な変動が生じると、それに共鳴する波の不安定成長が引き起こされる。この現象は古くからパラメトリック不安定性として知られており、レーザー光のような強いコヒーレントな電磁場のもとでは、様々な種類のパラメトリック不安定性が起こると期待されている。

最初に、パラメトリック不安定性がどのような機構で起こるかを、簡単な例で示そう。今、振動方程式

$$\frac{d^2 X(t)}{dt^2} + \Omega^2 X(t) = 0 \quad (\text{III-1})$$

において、振動数  $\Omega$  に次のような周期的変調が加わったとしよう。

$$\Omega^2 = \Omega_0^2 [1 - 2\varepsilon \cos \omega_0 t] \quad (\text{III-2})$$

ここに  $\Omega_0$  は変調のかかる前の固有振動数で、 $\omega_0$  は変調の振動数、 $\varepsilon$  はその振幅である。この方程式は Mathieu 方程式と呼ばれ、その周期解は Mathieu 関数としてよく知られ、表にもなっている。従って、その不安定領域、すなわち  $X(t) \sim \exp[-i\omega t]$  とおいたとき  $\text{Im}\omega > 0$  となるような領域も完全に調べつくされている。ここではしかし、 $|\varepsilon| \ll 1$  という場合に限り、摂動論を使って不安定性を調べてみよう。(III-1) をフーリエ分解して、

$$(-\omega^2 + \Omega_0^2) X(\omega) = \varepsilon \Omega_0^2 [X(\omega + \omega_0) + X(\omega - \omega_0)] \quad (\text{III-3})$$

と表わしてみれば分るように、振動数の変調は、異なる振動数での  $X$  の応答の相互作用をひき起こす。 $\varepsilon$  が小さければ、その効果は小さいので、固有振動数附近の振動、すなわち  $\omega \simeq \pm \Omega_0$  というところに話を限ってもよいであろう。今仮に、 $\omega_0 \doteq 2\Omega_0$  とすると、 $\omega \simeq \Omega_0$  に対しては、 $\omega + \omega_0 \simeq 3\Omega_0$  は固有振動と共鳴しないが、 $\omega - \omega_0 \simeq -\Omega_0$  は共鳴する。従って、この場合、 $X(\omega \simeq \Omega_0)$  と  $X(\omega - \omega_0 \simeq -\Omega_0)$  との間の共鳴的な相互作用の起こることが期待される。そこで、 $X(\omega - \omega_0)$  に対して (III-3) と同様な方程式をたてると、

$$[-(\omega - \omega_0)^2 + \Omega_0^2] X(\omega - \omega_0) = \varepsilon \Omega_0^2 [X(\omega) + X(\omega - 2\omega_0)] \quad (\text{III-4})$$

がえられる。ここでまた、右辺の  $X(\omega - 2\omega_0)$  は共鳴しないが、 $X(\omega)$  は共鳴する。こうして (III-3)、(III-4) の共鳴しない部分、 $X(\omega + \omega_0)$  及び  $X(\omega - 2\omega_0)$  を無視すると、結局  $X(\omega)$  と  $X(\omega - \omega_0)$  の間の閉じた連立一次方程式がえられたことになる。これが  $X(\omega) = X(\omega - \omega_0) = 0$  以外の解をもつ条件は、その係数行列式が零になること、すなわち

$$(\omega^2 - \Omega_0^2) [(\omega - \omega_0)^2 - \Omega_0^2] = \varepsilon^2 \Omega_0^4 \quad (\text{III-5})$$

である。今、われわれは  $\omega \simeq \Omega_0$ 、 $\omega - \omega_0 \simeq -\Omega_0$  という領域に興味をもっているので、次のような近似をして支えない。

$$\omega^2 - \Omega_0^2 = (\omega - \Omega_0)(\omega + \Omega_0) \simeq 2\Omega_0(\omega - \Omega_0) \quad (\text{III-6})$$

$$\begin{aligned} (\omega - \omega_0)^2 - \Omega_0^2 &\simeq -2\Omega_0 [(\omega - \omega_0) + \Omega_0] \\ &= -2\Omega_0 [\omega - \Omega_0 - \Omega_0] \end{aligned} \quad (\text{III-7})$$

ここで、振動数のミスマッチ

$$A \equiv \omega_0 - 2\Omega_0 \quad (\text{III-8})$$

という量を導入した。当然これは小さいとしている。(III-6) (III-7)を(III-5)に代入すると

$$(\omega - \Omega_0)(\omega - \Omega_0 - A) + \frac{\epsilon^2}{4} \Omega_0^2 = 0 \quad (\text{III-9})$$

がえられる。この解は、

$$\omega - \Omega_0 = \frac{1}{2} \left[ A \pm \sqrt{A^2 - \epsilon^2 \Omega_0^2} \right] \quad (\text{III-10})$$

と書かれ、

$$\epsilon^2 > A^2 / \Omega_0^2 \quad (\text{III-11})$$

という領域で不安定解 ( $\text{Im} \omega > 0$ ) がえられる。

ここで得られた結果を、少し一般化した形で要約してみよう。

i) パラメトリック不安定性は、異なる周波数での媒質の応答の外場（今の場合は、変調をひき起こしているもの）を介しての相互作用によって起こされる。

ii) 外場が小さいとき ( $|\epsilon| \ll 1$ に相当)には、外場の振動数 ( $\omega_0$ ) が固有振動数 ( $\Omega_0$ ) と一定の関係にあるとき (今の場合は  $\omega_0 \simeq 2\Omega_0$ ) にのみ不安定が起こり、その関係からのミスマッチ ( $A$ ) の大きさによってきまるしきい値 (III-11)式) が存在する。

iii) 不安定成長を行う振動の周波数 ( $\text{Re} \omega$ ) は、外場の周波数によってきまる (今の場合、 $\text{Re} \omega = \Omega_0 + A/2 = \omega_0/2$ )。

ところで、ii)の結果は、固有振動に減衰を加えると修正を受ける。すなわち、(III-11)では  $A=0$  とすればしきい値は零になる (すなわち無限小振幅の変調に対して不安定になる) が、減衰があると、成長率が減衰率より大きくならなければならないため、 $A$ をどんなに調節しても、不安定性が起こるためには一定のしきい値が必要になる。上の例では、成長率  $r$  は

$\frac{1}{2} \sqrt{\epsilon^2 \Omega_0^2 - A^2}$  だから、減衰率を  $\Gamma$  とすると

$$\epsilon^2 > (A^2 + 4\Gamma^2) / \Omega_0^2 \quad (\text{III-12})$$

が要求され、 $A=0$ としても

$$\epsilon^2 > \epsilon_{\min}^2 \equiv 4\Gamma^2 / \Omega_0^2 \quad (\text{III-13})$$

という最小限のしきい値が必要になるのである。

ところで、上の例では、 $\omega_0 \simeq 2\Omega_0$  という場合を考えたが、一般に  $\omega_0 \simeq 2\Omega_0/n$  ( $n=1, 2, 3, \dots$ ) という場合に不安定性が起こることが知られている。しかし、これらの場合には、固有振動と共鳴するような応答を捨てただけでは不十分で、共鳴しない応答を媒介とした相互作用を考える必要が生じる。たとえば  $n=2$  の場合には、 $\omega_0 \simeq \Omega_0$  となるが、このときには、 $\omega \simeq \Omega_0$  の応答 ( $X(\omega \simeq \Omega_0)$ ) が  $\omega \simeq 0$  の応答 ( $X(\omega - \omega_0 \simeq 0)$ ) を媒介として、 $\omega \simeq -\Omega_0$  の応答 ( $X(\omega - 2\omega_0 \simeq -\Omega_0)$ ) と相互作用をすることになる。このように、 $\omega \simeq 0$  での非共鳴応答を媒介としているので、成長率は小さく、しきい値は高くなり、

$$r \doteq \sqrt{-\delta [\epsilon^2 \Omega_0 + \delta]} \quad (\text{III-14})$$

$$\epsilon^2 > \epsilon_{\min}^2 = 2\Gamma / \Omega_0 \quad (\text{III-15})$$

となる。ここに、 $\delta$  はミスマッチ

$$\delta = \omega_0 - \Omega_0 \quad (\text{III-16})$$

で、(III-14) から分るように、

$$-\epsilon^2 \Omega_0 < \delta < 0 \quad (\text{III-17})$$

という領域でのみ、不安定性が起こる。ここで  $\delta < 0$ 、すなわち  $\omega_0 < \Omega_0$  が要求される理由は、次のような簡単な考察から分る。今、外場(変調)のないときに減衰も成長もしない振動をしていたとしよう。これに  $\omega_0 \simeq \Omega_0$  という外場を加えて振幅を次第に大きくして行こうとすると、どうしても周期を固有周期より少し長くしなければならぬ。振幅が増大した分だけ、もとの位相にもどって来るのに時間がかかるからである。言いかえれば、固有振動数より少し振動数の小さい外場に対して、増幅振動は同調するのである。

$n > 2$  の場合には、更に高次の非共鳴部分との相互作用を必要とするので、 $|\epsilon|$  の小さいときには、これらはあまり重要でない。

以上は、 $\omega \simeq \pm \Omega_0$  という一つの固有振動数できまる振動だけを扱ってきたが、一般には異なる固有振動数をもつ振動の間の相互作用をひき起こすことも可能である。

その場合、二つの固有振動数  $\Omega_1, \Omega_2$  に対して、前の  $\omega_0 \simeq 2\Omega_0$  に相当する共鳴条件は、

$$\omega_0 \simeq \Omega_1 + \Omega_2 \quad (\text{III-18})$$

となる。また、振動は一定の波数で伝播する波であってもよく、そのときは、(III-18) の振動数マッチングの条件の他に、波数マッチングの条件

$$\vec{k}_0 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 \quad (\text{III-19})$$

が要求される。プラズマ中には様々な波が存在するので、いろいろな型のパラメトリック不安定性が可能になる。しかし、レーザー核融合で考えられているように、磁場のないプラズマでは、プラズマ中の波としては、次の三つのモードだけを考えればよい。

イ) 電磁波。分散関係は、 $\omega = \sqrt{k^2 c^2 - \omega_p^2}$  ( $c$  は光速、 $\omega_p$  は電子のプラズマ振動数)。

ロ) 電子プラズマ波。 $\omega = \omega_p [1 + 3k^2 \lambda_D^2 / 2]$  ( $\lambda_D$  はデバイ長)。

ハ) イオン音波。 $\omega = k c_s / [1 + k^2 \lambda_D^2]$  ( $c_s$  は音速で、 $c_s / \lambda_D = \omega_{pi}$  (イオンプラズマ振動数))。この三種の波の結合で、いろいろなパラメトリック不安定性が作られる。

$[\vec{k}_0, \omega_0] \rightarrow [\vec{k}_1, \omega_1] + [\vec{k}_2, \omega_2]$  という形式で書いてみると、

a) [電磁波]  $\rightarrow$  [電磁波] + [電子プラズマ波] (誘導ラマン散乱)。

b) [電磁波]  $\rightarrow$  [電磁波] + [イオン音波] (誘導ブリラン散乱)。

c) [電磁波]  $\rightarrow$  [電子プラズマ波] + [電子プラズマ波] (二つのプラズモンへの崩壊)。

d) [電磁波]  $\rightarrow$  [電子プラズマ波] + [イオン音波] (プラズモンとフォノンへの崩壊)。

e) [電子プラズマ波]  $\rightarrow$  [電子プラズマ波] + [イオン音波] (電子プラズマ波の崩壊)。

f) [電子プラズマ波]  $\rightarrow$  [電磁波] + [イオン音波] (電子プラズマ波による電磁波の再放出)。

以上は共鳴的な相互作用の場合だが、非共鳴的なものと含めると、たとえば次のような効果も現われる。

g) [電磁波] → [電磁波] + [ $\omega \approx 0$ の応答] (自己収束, フィラメンテーション)。

h) [電子プラズマ波] → [電子プラズマ波] + [ $\omega \approx 0$ の応答] (振動二流体不安定性)。

さて、レーザー核融合という立場からみると、これらの不安定性は、レーザー光の吸収に有効なもの、逆に有害なものに分けることができる。a), b), f)などは、入射レーザー光 [ $k_0, \omega_0$ ]に相当)のエネルギーを別の電磁波の形で放出してしまうので有害である。特にa)とb)とは、臨界密度より低い密度のところできり、しかも後方散乱が最も起こり易いので、共鳴吸収などの起こり易い臨界密度付近までレーザーのエネルギーが伝わって来るのを妨げることになる。一方、c)やd)は入射エネルギーをプラズマ波に与えるので、吸収という立場からは有効である。c)は $\omega_0 \approx 2\omega_p$ という密度領域で起こり、d)は $\omega_0 \approx \omega_p$  (臨界密度)で起こる。e)やh)は、線形変換でできた電子プラズマ波が入力となるので、f)と同様 $\omega_0 \approx \omega_p$ で起こり、f)の過程と競合して、吸収に有効に働く。

では、これらの不安定性のうち、どれが一番起こり易いであろうか。それにはしきい値を比べてみればよいのだが、実はレーザー核融合では、プラズマの空間的な不均一やレーザーパルスの幅を考慮に入れなければならない。特に、マッチングの条件が空間的に限られているときには、励起された波のエネルギーがその領域から流出することにより、実効的な波の減衰が生じて、しきい値は一樣な媒質の場合よりはるかに高くなる場合が多い。当然のことながら、このような効果は群速度の大きい波の励起 (電磁波や波長の短い電子プラズマ波など) に際して顕著に現われる。媒質の不均一による今一つの重要な効果は、入射波の振幅が共鳴周波数附近 ( $\omega_0 \approx \omega_p$ ) で著しく増大することである (第II章参照)。その結果、臨界密度付近で起こる現象は、外から加えた入力はあまり大きくなくても、不安定性の起こる場所での局所的な振幅の増加でしきい値を越えてしまうことがある。

これらのことを考慮して、実際にガラスレーザーを例にとってどのような不安定性が起こるかを調べてみると、次のような結果になる。

i) 比較的低いしきい値で起こるのは、d) e) f) g) h) である。

ii) b) は  $I \geq 10^{14} \text{ W/cm}^2$  で重要になり、これが起こるとレーザー光は後方散乱 (反射) を受けるため、臨界点まで到達できなくなり、d) e) f) g) h) などの不安定性は起こりにくくなる。

iii) a) c) はしきい値が高いが、 $\omega_0 \approx 2\omega_p$  のところで起こると、空間的に局在した強いプラズマ振動を励起するため、強い非線形効果が期待される。

これを、平板ターゲットの表面にレーザー光を収束したときの実験結果と比較してみると、まず吸収率がほとんどの場合理論で予想される値よりよく (70%以上)、逆に反射率の低いことが分る。特に反射率は、 $I \leq 10^{15} \text{ W/cm}^2$  ではIと共に増大するが、 $I \geq 10^{15} \text{ W/cm}^2$  では急速に落ちて10%以下になり、そのままIによらぬほぼ一定値になる。最初反射率が増すのはb)の誘導ブリラン散乱によるとも考えられるが、 $I \geq 10^{15} \text{ W/cm}^2$  でそれが現われないのは、上の考察だけでは説明できない。その他、反射光には、非常に複雑な微細構造をもつ第二高調波 ( $\omega \approx 2\omega_0$ ) や、 $3\omega_0/2$  という振動数のものも観測される。この際 $\omega_0/2$ と



いう振動数の反射光はほとんど観測されない。これらの現象を理解するには、不安定性を調べただけでは不十分で、それに伴う非線形効果に関する知見が要求される。

#### IV パラメトリック非線形効果

パラメトリック不安定性に伴う非線形効果は、臨界密度近傍で最も起こり易い。その理由は、臨界点近傍では、電磁波も電子プラズマ波もその群速度が小さくなり、そのため一ヶ所に長く止まって増幅しつづけるからである。こうして空間的に局在した振動電場、 $\vec{E}(\vec{r}) \cos \omega t$  ができると、電磁の圧力、 $|\vec{E}|^2 / 16\pi$ 、に空間的な勾配ができ、それによって粒子が電場の大きいところから追い出される。この力は主に電子に対して働き、追い出された電子がイオンと一緒に引きずり出す。こうして電場の強いところにプラズマ密度の低いところ（キャビティ）が作られるが、このキャビティは高周波電場をその中に捕えて増幅する。するとますます粒子が追い出され、ますます深く電場を捕える。この過程はコラプスと呼ばれ、その進行を抑制するメカニズムとしては、次の三つの効果が考えられる。

i) 局在した波の増幅により、それを励起している入射レーザー光の振幅が減少し、しきい値以下になる。

ii) 波の空間的拡がり非常に小さくなり、そこを通りすぎる粒子の通過時間が振動の半周期と同じくらいになって、粒子は電場を振動電場としてでなく、直流電場と感ずるようになり、波による直流加速によって波のエネルギーを吸い取って波を減衰させる。

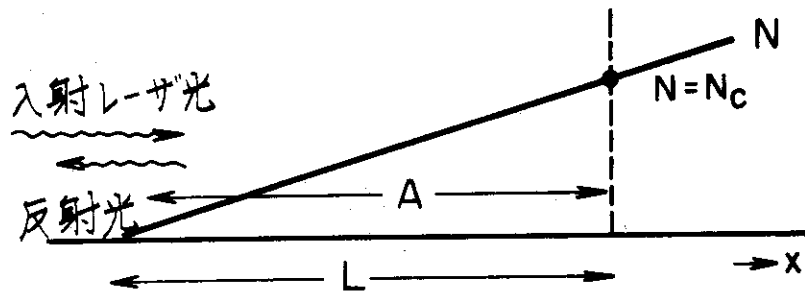
iii) キャビティが深くなりすぎ、かなりの部分のプラズマ粒子が追い出されてしまうため波とプラズマとの相互作用が弱められる。このうち、i) は一次元モデルでは有効に働くが、二次元、三次元では、仮に入力がなくても、キャビティとそれに捕えられた局在電場との相互作用だけでコラプスを進行させることができるので、あまり重要とは思われない。ii) の過程は、1次元のコラプスの計算機シミュレーションでその重要性が指適され、大体キャビティの大きさが  $15 \lambda_D$  ( $\lambda_D$  はデバイの長さ) ぐらいになるとコラプスが止ることが示された。しかし、2次元、3次元では、キャビティの附近を通過する粒子は大部分脇を通りぬけて行き、直接強い電場の影響を受けることが稀なため、ii) の効果は弱められ、大きさが  $6 \lambda_D$  ぐらいになるまでは重要にならないことが分る。最後の iii) の効果は、特に2次元、3次元のときに重要と思われ、これによって  $5 \lambda_D$  以下の大きさのキャビティはできないことが示される。いずれにせよ、これらの効果で、一般には3次元的に局在したキャビティとそこに捕えられた強い高周波電場が作られるということが予想される。この局在した高周波電場のことを、スパイコンとか、ソリトン（包絡ソリトン、高周波ソリトン）とか呼んでいる。計算機シミュレーションや、マイクロ波領域での基礎実験の結果によると、局所的な高周波電場のエネルギー密度は、電子の運動エネルギーの密度の10倍以上にも達する。このような強い局所電場により電子の加速が起こり、熱速度の何倍ものエネルギーをもつ高速電子が発生する。いいかえれば、プラズマ波の形で吸収されたレーザーエネルギーは、大部分高速電子の生成という形で消費されるのである。この高速電子の発生は、電子がイオンと衝突して制動放射するX線のスペクトルから観測されている。

ところで、臨界密度附近に生成されたキャビティは、やがてその形を変形して第5図に示すような階段状の密度分布に変形して行くことが、計算機シミュレーションによって分ってきた。このような密度分布が形成されるタイムスケールは、数十ピコ秒ぐらいと考えられ、その後はこの形のままゆっくり膨張して行く。この状態では、低密度領域に電磁波またはプラズマ波が捕えられ、プラズマ自身はその  $\nabla |\vec{E}|^2$  の力 (ponderomotive force) によってその膨張をせきとめられる形になる。こうして衝撃波状の密度分布が作られているのである。このように臨界密度附近で急な勾配をもつ密度分布ができると、第II章でのべた共鳴吸収が増大し、逆にパラメトリック不安定性の方は抑制される。この状態で更に表面波との相互作用なども考えると、かなり高い吸収率が予想される。

それでは何故、臨界密度より低い密度領域で起こるはずの誘導ブリラン散乱が、パワーの大きいところで起こらないのであろうか。これに対しては、いくつかの理論が提起されているが、その中でリバモアのグループから提出されているものを説明しよう。今、第6図のような密度分布をもつプラズマに左からレーザー光が照射し、低密度領域 (領域A) でブリラン散乱により反射されたとしよう。するとレーザー光は単位時間に単位面積 当り  $2 \times |E_0|^2 / 8\pi$  という運動量をプラズマに与える。その運動量は、重いイオンに与えられ、その数は、単位面積当りおよそ  $N_c L / 2$  である。ただし  $N_c$  は臨界密度で、 $L$  は臨界密度までの距離である。したがって、

$$\frac{E_0^2}{4\pi} \sim \frac{N_c L}{2} \frac{d}{dt} Mv \sim N_c \frac{M}{2} v^2$$

ただし、最後の関係では、 $d/dt \sim v/L$  とおいた。このことはイオンが、



第6図 プラズマ密度分布

$$v \sim \sqrt{\frac{2}{MN_c} \cdot \frac{|E_0|^2}{4\pi}}$$

という速度で高密度側に動こうとしていることを意味する。一方イオンは、音速  $c_s = \sqrt{\theta_0} / M$  で低密度側に膨張しようとしている。もし、 $c_s > v$  であれば、プラズマは膨張しつづけ、従って密度勾配は減って行くが、逆に  $v > c_s$  となると、プラズマは圧縮され、密度勾配が急になる。すると、誘導ブリラン散乱の起こるしきい値は増大し、散乱は起こらなくなるであろう。すなわち、誘導ブリラン散乱は、 $v > c_s$  という条件のもとではレーザーパルスの最初の間し

か起こらず、従って反射率も悪くなるというのである。この条件をパワーで表わすと、

$$I = \frac{|E_0|^2}{8\pi} c > \frac{N_c}{4} \theta_e c$$

となり、 $\theta_e = 1 \text{ keV}$ ,  $N_c \approx 10^{21} / \text{cm}^3$  として、 $I > 10^{16} \text{ W/cm}^2$  となって、実験とよく合うというのである。

パラメトリック効果に関連した非線形現象には、まだ他にも多くの興味深い現象が研究されているが、そのうちの一部については、最後の章でまた触れることにする。

## V ロケット効果による圧縮の問題点

ここで問題となることは二つある。一つは、ペレットの核の部分が果して冷いままに保てるかどうか、第二は、熱膨張で四散するイオンに、核の圧縮に十分な運動量を与えることができるかどうかである。

第一の問題は、電子の熱伝達率で済む。熱伝達距離は大體電子の平均自由行程で与えられ、それは

$$l_e \sim 6.7 \times 10^{-6} \frac{[\theta_e (\text{KeV})]^2}{Z^2 \rho (\text{gm/cm}^3)} \text{ cm}$$

で与えられる。 $\theta_e = 10 \text{ KeV}$ ,  $\rho$ として固体DT燃料の比重を入れると

$$l_e \sim 30 \left( \frac{N_s}{N} \right) \mu$$

となり、固体密度附近では、 $30 \mu$ ぐらいしか熱が伝わらないことが分る。従ってペレットの大きさを $100 \mu$ ぐらいにしておけば、内部は冷いままに保たれるであろう。内側への熱伝達を悪くするための工夫として、ペレットの核と表面との間にZ（電荷）の大きい物質を混ぜて自由行程を短くすることが考えられている（第2図）。

しかし、臨界点附近でパラメトリック不安定性が起こり、ソリトンのような強い局所的な電場が作られると、前にも述べたように、非常に高速度の電子が生成される。電子の自由行程はそのエネルギーの二乗に比例して長くなるため、これらの高速電子はペレットの内側深くまで入りこんで、核を熱してしまう可能性がある。たとえば、 $30 \text{ KeV}$ ぐらいの電子の自由行程は、固体密度で $300 \mu$ にもなってしまう。このような高速電子の生成を妨ぐことは、圧縮を有効に行わせるために極めて重要である。

第二の問題は、この1年位の間にも重視されてきている問題で、現象としては高速イオンの発成という形で観測されている。すなわち、平面ターゲットの表面にレーザー光を収束させると、レーザー光源の方に向って、電子温度より1桁も大きいエネルギーのイオンが放出してくるのである。その数は少ない（10%ぐらい）が、吸収したレーザーエネルギーのかなりの部分（多いときには90%も）を持ち出してしまふのである。同じ量のエネルギーを一部のイオンに集中的に与えた場合と、沢山のイオンに少しずつ与えた場合とでは、前者の方がイオンの運動

量は少なくなる。実際、 $N_1$  個のイオンが  $Mv_1^2/2$  ずつのエネルギーをもらったとき、 $N_2$  個が  $Mv_2^2/2$  ずつもらったときでは、運動量は、

$$N_1 M v_1 = N_1 M \sqrt{N_2 v_2^2 / N_1} = N_2 M v_2 (N_1 / N_2)^{1/2}$$

という関係から分るように、 $(N_1 / N_2)^{1/2}$  だけ異なる。イオンの運動量が少ないということは、ロケット効果で圧縮する力が弱いことを意味する。この高速イオンの発生を防ぐためには、まずその生成機構を明らかにしなければならない。

これに関連して興味深い実験がロスアラモス研究所で行われた。それは、電子の平均自由行程よりも薄いターゲットにレーザー光を照射してみたのである。当然電子の熱伝導で全体が暖まり、レーザー光は透過し易くなると考えられるが実際には透過は極めて悪かった。そればかりでなく、高速電子が相変らず照射と反対方向にのみ発生し、ターゲットの反射側へは出てこないのである。このことは、何らかの原因で電子の熱伝導が著しく悪くなっており、電子は照射を受けた極く薄い表面でのみ熱せられて、そのエネルギーは薄いターゲットの反射側まで伝わって来ないことを示している。

電子の熱伝導が非常に悪いとすると、先に述べた高速イオンの発生も理解できる。すなわち、レーザーエネルギーは表面のごく薄い部分（多分臨界点近傍）で吸収され、そのエネルギーはそこに止まっているため、その近くの電子は非常に高温（数十 KeV）に達するであろう。この電子は外へ膨張しようとして、イオンと一緒にひきずり出す。ひきずり出されるイオンは、高温部にあるイオンで、全体からみればごく少数にすぎないが、高温電子と同じぐらいのエネルギーをもって出て来るであろう。これが高速イオンの起源である。

それではどうして電子の熱伝導はそんなに悪くなったのであろうか。ここで提案されているいくつかの理論の中から三つを説明しよう。

第一の理論はロスアラモスグループから出されているもので、臨界点より高密度側に一種の乱流状態ができて、熱伝導を妨げているというのである。乱流の発生する理由は次の通りである。臨界点附近で発生した高温電子は、低密度側ばかりでなく、高密度側へも拡がろうとする。その結果生ずる電荷分離を防ぐのは、低密度側では前述の高速イオンだが、高密度側では冷い電子である。すると高密度側では、冷い電子とイオンとの間に相対運動が生じ、二流体不安定性をひき起こして、イオン波の乱流状態が作られるというのである。このような不安定性の発生することは確かに予想されるが、観測されているような低い熱伝導率を説明するには、乱流に伴う密度のゆらぎの大きさが 5.0% にも達しなければならない。

第二の理論はリバモアグループによるもので、それは、高密度側での熱伝導率の悪さを説明するには、何も高速電子の乱流による異常散乱を考えなくても、電荷分離を埋めるべき低速電子の古典的散乱を考えただけで十分だというものである。すなわち、冷い電子は平均自由行程が短かく、電荷分離を埋めに行くのに時間がかかる。そのため高速電子は動きたくても、電荷分離で呼びもどされて思うように動けないというのである。

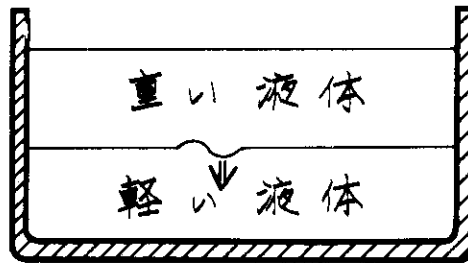
第三の理論は米国の海軍研究所で提唱されているもので、いろいろな理由（第 7 章で説明する）で作られる磁場が電子の熱伝導を妨げているというのである。後に述べるように、レーザー核融合の実験で作られる磁場の大きさはおよそ  $10^6$  G の程度である。それに相当する電子のサイクロトロン角振動数  $\omega_c$  は  $2 \times 10^{13}$  Hz で、電子イオンの衝突頻度  $\nu \sim 10^{13} (N/N_{sol})$

Hz に比べて、臨界密度附近 ( $N_c \sim N_{sol} / 30$ ) では  $\nu$  は  $\omega_c$  よりはるかに小さくなる。一方、磁場を横切る輸送係数は  $(1 + \omega_c / \nu)^{-2}$  に比例するので、電子の熱伝導も著しく小さくなるというのである。海軍研究所のグループはまた、X線データの示す高速電子群も、磁場による輸送係数の低下を考慮に入れば説明でき、これまでのように、臨界点附近での不安定性で生じたソリトンによる加速などを考えなくてもよいと指適している。

## VI 球対称圧縮に関する問題—レーリー・テラー不安定性

次の問題は、外側の高温部の膨張の反作用で作られた圧縮衝撃波が、果して球対称に中心に向かって収束するかという問題である。すなわち、衝撃波の収束過程で、その波面が滑らかに保たれるかということである。ここで考えられるのが、古くから知られているレーリー・テラー不安定性である。

今、第7図のように、軽い液体が重い液体を上に乗せて支えた状態を考え、その臨界面に図のようなわずかにくびれができたとしよう。面が下に凹んだ部分は、周囲より少ない軽い液体が周囲より多い重い液体を支えることになるため、ますます凹んでくる。こうして臨界面の凸凹は増大する。これがレーリー・テラー不安定性である。その成長率は、境界面にそった凸凹の実効的波数を  $k$ 、重力加速度を  $g$  とすると、 $\sqrt{gk}$  で与えられる。圧縮衝撃波の場合には、衝撃の生成される加速過程と、中心に収束したときの減速過程とで、この不安定性が問題になる。波面に乘った座標系でみれば、加速過程と減速過程において実効的な力（重力に相当）が働くからである（電車に乗って動き出すときと止るときを考えればよい）。



第7図 レーリー・テラー不安定

まず最初の加速過程では、実効的な力は後向き、すなわちペレットの外側に向かって働く。今、衝撃波の外側は高温低密度のプラズマとなっているので、これが重い低温部分を上に乗せた形になる。従って、衝撃波の後面で不安定性が起こる。この不安定性でできた後面の凸凹は、前面にも影響を及ぼし、凸凹を作ると考えられる。しかし、プラズマは液体と違って圧縮性流体であるため、密度の変化によって不安定性の成長を抑えることが可能である。連続の式

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \cdot n \vec{v}$$

から分るように、この効果は衝撃波面が動いているときにきいてくる。計算によると、衝撃波の速度を  $v$  とすると、成長率は  $(\sqrt{gk} - kv)$  となる。ただし  $g$  は、実効的な加速度を表わす。この不安定性は、レーザー光の照射が一様でなく、表面の圧力分布にゆらぎができると、

起こり易い。しかし、表面の吸収部分は十分高温で熱伝導率がよいため、この効果は弱められる。この吸収部分での熱伝導率をよくするために、ペレットの表面を軽い物質（ポリエチレンなど）で覆っておく工夫などがなされている（第2図参照）。このような工夫を行うことによって、衝撃波の加速時に起こる不安定性はあまり重要にならないことが、計算機シミュレーションなどから示されている。

次に減速時には、実効的な力は内側に働くので、密度の高い衝撃波の前面で不安定性が起こる。減速の起こるのは圧縮が始まるため、結局この不安定性は、最後の圧縮の瞬前に急激に進行することになる。そのためこれは、圧縮にとって極めて有害であるがこれまでのところこれを防ぐ方法は見出されていない。恐らくレーザー核融合において、この問題は一つの大きな問題点となる。

## VI その他の最近の話題

以上総括してきた問題に関連して、最近の課題を最後に少し捨ってみよう。

### i) Delayed Emission

この現象はロチェスター大学の実験で最初に観測にかかったもので、レーザー光の照射パルスの終了後50~100ピコ秒程してから、同じ振動数の光がプラズマから放射されて来る現象である。この実験は固体ターゲットにガラスレーザーを照射して行ったもので、臨界点附近でのキャビティ生成と、それによる光子の捕促に関係があるのではないかと考えられている。捕促された光子は、入力を切ったあとキャビティの崩壊と共に放出されて来るのではないかと、いうのである。しかし、それにしても50ピコ秒というのは長すぎる。キャビティのくずれる速度は音速ぐらいとして、 $5 \times 10^7$  cm/sec とすると、50ピコ秒の間には25 $\mu$ も動いてしまう。そんなに大きいキャビティができているとは考えられない。

その後、UCLAで、炭酸ガスレーザーを低密度プラズマ ( $N \sim 10^{16}$  /cm<sup>3</sup>) に照射して誘導ブリラン散乱の実験を行っていたところ、照射終了後1 $\mu$  sec~10 $\mu$  sec して同様の delayed emission の現われることが観測された。この場合には密度は臨界密度以下なので、光子の捕促ということは考えられない。この説明もまだなされていない。

### ii) 相対論的効果によるパラメトリック不安定性

前にも述べたように、臨界点近傍でキャビティに捕えられた高周波電場のエネルギー密度は、熱エネルギー密度  $N_c \theta_c$  の20倍以上にもなる。電場で表わすと、

$$\frac{E_0^2}{4\pi} > 20 N_c \theta_c$$

この電界により加速される電子のエネルギーは、

$$\begin{aligned} \frac{m}{2} v_0^2 &\sim \frac{m}{2} \left( \frac{e E_0}{m \omega_0} \right)^2 = \frac{m}{2} \frac{e^2 E_0^2}{m^2} \cdot \frac{m}{4\pi N_c e^2} \\ &= \frac{E_0^2}{4\pi} \cdot \frac{1}{2 N_c} > 10 \theta_c \sim 100 \text{ KeV} \end{aligned}$$

となる。このような高エネルギーの電子に対しては、相対論的效果を考える必要が生じる。すなわち、電子の質量が

$$m = m_0 / \left[ 1 - v_0^2 \cos^2 \omega_0 t / c^2 \right]^{1/2}$$

$$\approx m_0 / \left[ 1 - \frac{v_0^2}{2c^2} - \frac{v_0^2}{2c^2} \cos 2\omega_0 t \right]$$

という振動を行うのである。この振動はプラズマ振動数の振動となり、従ってプラズマ振動のパラメトリック不安定性をひき起こす。その成長率は、(III-10) から分るように  $\omega_0 \cdot v_0^2 / 8c^2$  の程度になり、 $v_0^2 > 8c^2 (m/M)^{1/2}$  ではイオンの応答を無視してさし支えない。言い換えれば、イオンが応答する余裕のないうちに急激に成長する不安定性で、電子加熱の立場から極めて重要であると思われる。

### III) 磁場の生成

第5章で述べたように、レーザーによる局所的加熱の結果磁場が生成され、それが電子の輸送現象に重要な役を演じていると思われる。ここでは、磁場の生成メカニズムについて述べよう。

最も簡単な話は、熱せられた電子が外へ放出しようとして電荷分離で呼びもどされる際に、電子の対流ができて磁場を作る過程である。このような対流の定常状態は、 $\vec{\nabla} P \times \vec{\nabla} N$  (Pは圧力) を用いて表わすことができる。すなわち、ファラデーの電磁誘導の式

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -c \vec{\nabla} \times \vec{E}$$

で、 $\vec{E}$ は圧力勾配とバランスしているとして

$$-eN\vec{E} = \vec{\nabla} P$$

あるいは

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{e} \vec{\nabla} \times \frac{1}{N} \vec{\nabla} P$$

$$\sim + \frac{1}{eN^2} \vec{\nabla} N \times \vec{\nabla} P$$

となるから、

$$\vec{B} \sim -\frac{c}{eN^2} \int dt \vec{\nabla} N \times \vec{\nabla} P$$

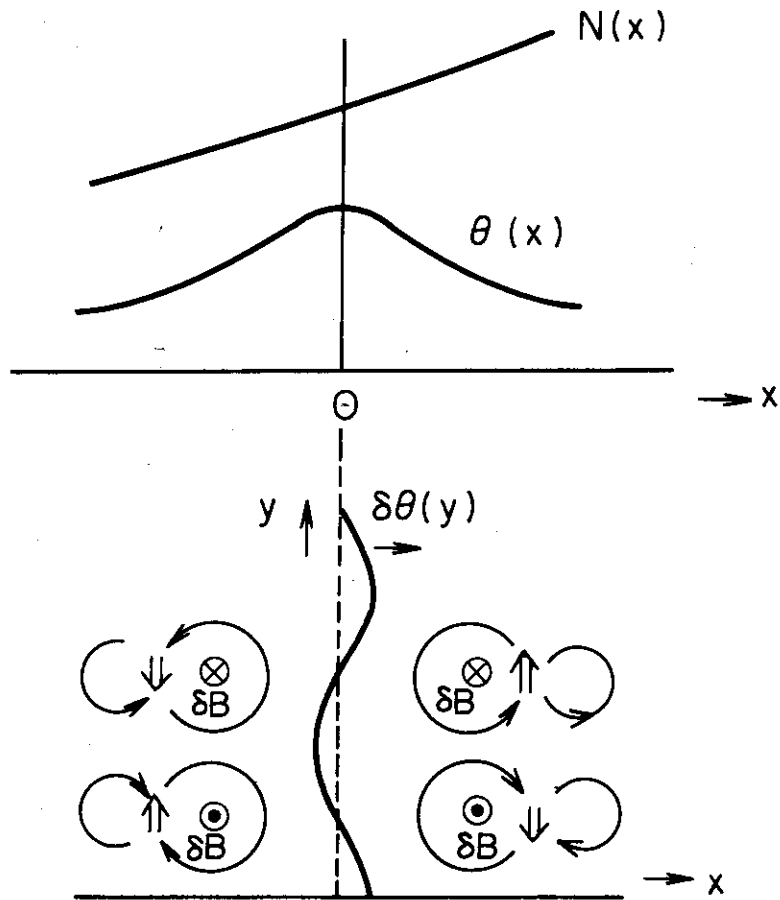
と書かれる。P=Nθとすると、 $\vec{\nabla} N \times \vec{\nabla} \theta$ がBを作ることになる。こうしてできるBの大きさは、

$$B \sim \frac{c}{e} \frac{t \cdot \theta}{L^2} \sim 10^7 \text{ G}$$

となる。ただし  $L \sim 10 \mu$ ,  $\theta \sim 10 \text{ KeV}$ ,  $t \sim 10^{-11} \text{ sec}$  とした。PはNθの代りに  $|E|^2 / 8\pi$  でもよく、その場合でも大体同程度の磁場ができる。

もしも表面が一様に加熱されたら、 $\vec{\nabla} \theta \times \vec{\nabla} N$ は生じない。しかしこの場合でも、不安定性によって磁場の作られることが分る。今、第8図のように、θもNもxだけの関数で、 $\partial N / \partial x > 0$ , θはx=0で最大で、 $x \frac{\partial \theta}{\partial x} < 0$ であったとしよう。これに  $\delta \theta(y)$  というゆらぎが

生じたとすると、 $\partial N/\partial x$ ,  $\partial \delta \theta/\partial y$  によって、図に示すような磁場  $\delta B$  が生じる。この磁場をまわるイオンの流れの向きは矢印で示してある。その結果、二重矢印で印した方向に熱流が流れる。 $x > 0$  の領域では、これは温度のゆらぎ  $\delta \theta$  を増大させる方向に働く。こうして磁場がますます強められる、というのである。



第8図 磁場発生のメカニズム

#### IV) 球状ペレットによるレーザー光の吸収

レーザー光の吸収を考える際、これまでは平面ターゲットの話のみしてきたが、球状ターゲットにすると、一般に吸収率が下がり、20~30%ぐらいにしかならないことが指摘されている。この機構はまだ解明されていないが、一つの理由は、集光の仕方が悪いために屈折で逃げて行くためではないかと考えられている。

以上の他、第二高調波励起とその微細構造など、いろいろ興味深いことが観測されているが、紙面もなくなったので、これだけに止める。

#### 参考文献

総合的なもののみ2つ挙げるにとどめる。

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

A. A. Galeev and R. Z. Sagdeev, Nuclear Fusion 13 (1973) 603.



## あとかき

昭和50年5月13日～15日、東海研において、西川教授による講演「レーザー光とプラズマの相互作用」が行われた。本報告書は原子炉工学部核設計研究室の石黒、菊地両氏によるノートに基づいて、西川教授が更めて書き下されたものである。レーザー光とプラズマの相互作用では、密度勾配をもつプラズマに電磁波を入射したときの波のモード変換、各種の不安定の励起、その非線形効果などが重要な問題であり、これらは原研における核融合の研究とも決して無縁ではない。

有益な講演をして下さった西川教授、教授の来所についてイニシャティブを取って頂いた山本理事、森核融合研究部長、小幡物理部次長、ノートをまとめて下さった石黒、菊地両氏に担当者として厚く感謝します。(理論解析研究室、田中)