

## 《小特集》

## レーザー核融合における運動論的シミュレーション

加藤 進\*・長友 英夫\*\*・砂原 淳\*\*\*

**ABSTRACT** The scheme of the inertial confinement fusion energy (IFE) and related physical mechanisms are briefly reviewed. It is shown that kinetic simulations such as particle-in-cell (PIC) simulations are essential for a proper understanding of the interactions of intense light waves with plasmas in IFE. Anomalous absorption is taken up as an example of the interactions and the results of the PIC simulations are shown.

## 1. 慣性核融合

慣性核融合では、磁場核融合と比べて微小な空間(数十ミクロン)、極短い時間(ナノ秒)に高密度状態(固体密度の千倍)を実現し、核融合反応が生じる<sup>1-3)</sup>。このような高密度状態は、レーザーや粒子ビームのエネルギーをミリメートル程度の大きさの燃料球(ペレット)に照射し、その球殻を球中心へ加速し、圧縮することで達成される(図1参照)。この一連の過程を爆縮と呼び、核融合発電では、この爆縮を1Hz~10Hzの間隔で繰り返す。特に、エネルギードライバーとしてレーザーを用いる慣性核融合をレーザー核融合と呼ぶ。本論文では、研究手法の一つである運動論的シミュレーションについて述べる。1.1節で慣性核融合の方式と発電炉が成立する条件、1.2節でレーザー核融合の原理及び物理を簡単に述べる。

## 1.1 慣性核融合方式と発電システム成立条件

まず、慣性核融合の方式について述べる。ドライバーから燃料球へのエネルギー伝達方式により(1)直接照射方式、(2)間接照射方式の2つに大別される(図2参照)。直接照射方式では、レーザーなどのエネルギードライバーを燃料球に直接照射することで爆縮を行う。このため、エネルギードライバーと燃料球とのエネルギー結合効率は良いという利点を持つが、照射の高い均一性が求められる。一方、間接照射方式では、レー

ザーやイオンビームなどを原子番号の大きい物質(例えば、金)に照射し、その時発生するX線を閉じ込め、そのX線で燃料球の爆縮を行う。ドライバーからX線にエネルギーを変換するためエネルギー結合効率は低くなるが、照射の均一性に対する制限が緩和される利点を持つ。したがって、ドライバー効率の良いイオンビーム等が利用可能となる。また、点火方式の違いによって、(1)圧縮と着火を同時に行う「中心点火」、(2)圧縮とは別の点火による着火を行う「高速点火」の2方式があり(図1参照)、それぞれ「ディーゼルエンジン」と「ガソリンエンジン」に例えられる。最近、点火用ビームをガイドするコーンを付けた高速点火が脚光を浴びている<sup>4)</sup>。

次に、慣性核融合が発電炉として成立するための条

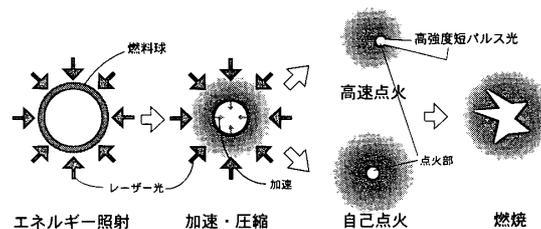


図1 爆縮の概念図

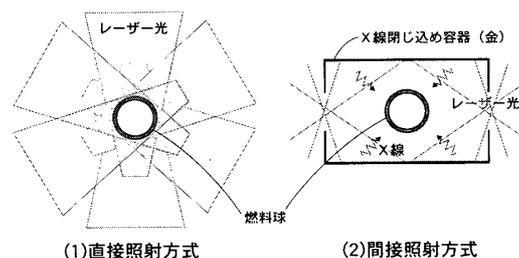


図2 レーザー照射方式の概念図

Kinetic Simulations for Laser Fusion. By Susumu Kato (National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST)), Hideo Nagatomo (Institute of Laser Engineering (ILE), Osaka University) and Atsushi Sunahara (Institute for Laser Technology).

\* 産業技術総合研究所

\*\* 大阪大学レーザー核融合研究センター

\*\*\* レーザー技術総合研究所

件を簡単に述べる。慣性核融合炉におけるエネルギーの流れを図3に示す。電気エネルギー $E$ からドライバーへの変換効率を $\eta_d$ 、核融合利得(核融合出力への照射エネルギーからの変換率)を $Q$ 、発電におけるエネルギー変換効率を $\eta_{ec}$ 、発電エネルギーのドライバーへのリサイクル率を $\eta_{rec}$ とする。慣性核融合が発電炉として成立するためには、 $1-\eta_{rec} > 0$ を満足する必要がある。ここで、核融合利得 $Q$ の内訳を考える。照射レーザーエネルギー $E_{diver}$ の $\eta_A$ がターゲットのプラズマに吸収され、そのうちの $\eta_H$ がターゲット内部の熱エネルギー $E_{fuel}$ となる。すなわち、散乱や反射によって $(1-\eta_A)E_L$ 、膨張等によって $\eta_A(1-\eta_H)E_L$ の入射エネルギーが失われる。熱エネルギー $E_{fuel}$ から核融合出力 $E_{fusion}$ へのエネルギー増倍率を $G$ とすると、 $Q = \eta_A \eta_H G$ となる。大きなペレット利得( $Q=100$ )を達成するために必要な条件等を決定するために、実験による研究に加えて、次節で説明するようなシミュレーションによる研究が行われている。

1.2 レーザー核融合の原理及び物理

本節では、レーザー核融合の原理をまとめ、問題となる物理を確認し<sup>3)</sup>、必要となるシミュレーションについて述べる。レーザー核融合のダイナミクスは初期相、加速相、減速相の三つの相に大別できる。燃料球のダイナミクスを図4に示す。初期相では、ターゲット表面の低密度領域でドライバーからのエネルギーを吸収し、電子及びイオンが高温に加熱される。吸収されたエネルギーは、膨張するプラズマによって低密度領域に輸送される。ターゲット内部の高密度領域には主に熱伝導によってエネルギーが輸送され、アブレーション構造が形成される。アブレーションによる圧力が十分高くなるとターゲット内部に向かう衝撃波が形成される。加速相では、ターゲットは膨張するプラズマの反作用により内側に加速される。減速相では、内側に収束したターゲットが中心で衝突することにより

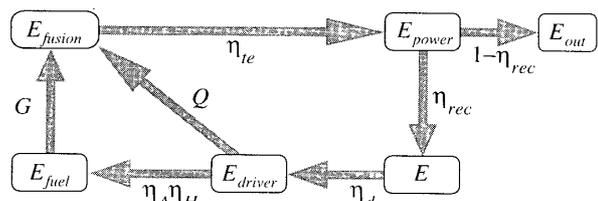


図3 慣性核融合炉におけるエネルギーの流れ

減速及び加熱されて、高温と高密度の核融合条件が同時に満足される。高速点火方式では、上記の爆縮過程によって高密度条件のみを達成し、温度条件は爆縮用レーザーとは別の短パルスのエネルギードライバーで追加熱することで達成する。このため、様々な条件が緩和されることが期待されている<sup>4)</sup>。

各相で問題となる物理過程を図5に示す。研究課題となる物理現象は、図5に示したように、(1)プラズマにおけるレーザー光の吸収及び加熱、(2)電子熱伝導やX線輻射などによる吸収されたエネルギーの輸送、(3)アブレーション圧力による衝撃波の伝播・ターゲット加速及び爆縮の安定性に代表される流体運動に関する物理の三つに大別できる。高速点火では上記の物理に加え、(4)相対論的高強度のレーザー(パルス幅=数ピ

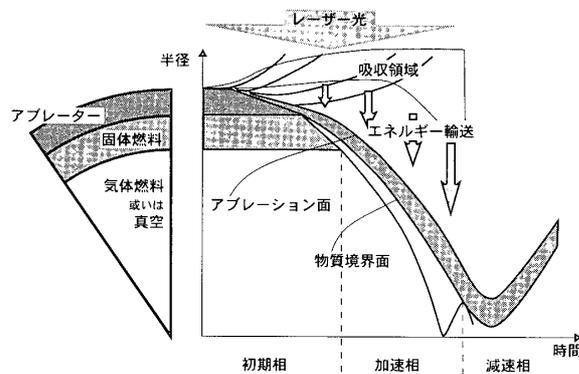


図4 燃料球の構造とダイナミクス

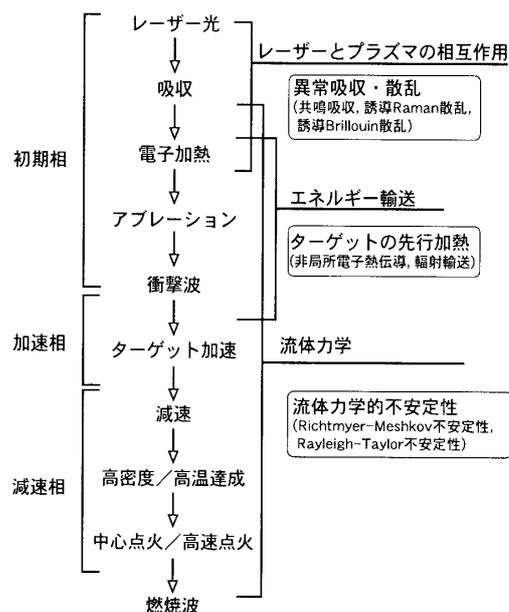


図5 レーザー核融合のシナリオと問題点

コ秒, エネルギー=数キロジュール)による効率的な追加熱が重要な研究課題となる. もし仮に, レーザー光の吸収が逆制動輻射のみに支配されており, 熱伝導が局所的, かつ流体力学的に球対称な一次元的な爆縮が可能であれば, 以下で議論するような詳細なシミュレーションは必要ない. しかし, 三つの物理それぞれに, レーザープラズマ相互作用における異常吸収・散乱, 非局所的な熱輸送によるターゲットの先行加熱, 流体力学的不安定性等の問題が存在する. このため, 理論的な評価に加えて, シミュレーションによる詳細な研究が不可欠である.

レーザー核融合では, 爆縮過程を主にエネルギー輸送と結合した輻射流体模型に基づくシミュレーションで研究が行われている<sup>3)</sup>. レーザー光の吸収領域(図4参照)におけるエネルギー輸送等を理論モデルや運動論的シミュレーションにより決定し, その結果をエネルギーのソース項として輻射流体模型に取り込んでいる. 輻射流体模型に基づくシミュレーションについては次論文で解説されている<sup>7)</sup>.

高強度レーザー光は図6に示すようなレーザープラズマ相互作用によって吸収される. 古典吸収と呼ばれる逆制動輻射に加え, 共鳴吸収や誘導Raman散乱等のパラメトリック過程などのプラズマの波動が重要となる<sup>2,3,8)</sup>. 一般に古典吸収以外の吸収機構を総称して異常吸収と呼んでいる. 異常吸収では励起されたプラズマ波の崩壊や高速電子の発生等の非線形現象が重要となり, 位相空間における粒子と波の相互作用が本質的となる. このため, プラズマに対する流体近似が良い近似として適用できない.

本解説では, 運動論に基づくレーザープラズマ相互作用の粒子シミュレーション(粒子法)とその結果, およびVlasovシミュレーション(Vlasov法)を解説する.

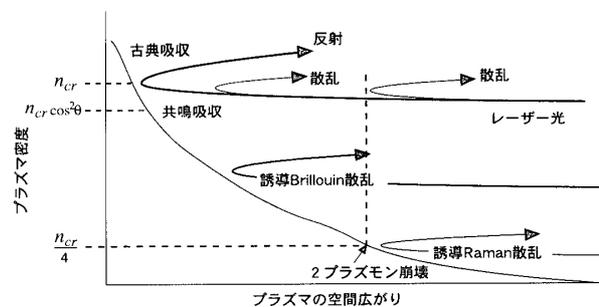


図6 臨界密度以下の吸収領域でのレーザーとプラズマの相互作用に関連する物理過程. プラズマ周波数が電磁波の周波数が一致するプラズマ密度を臨界密度 $n_{cr}$ と呼び, 電磁波は臨界密度以下の領域でのみ伝播できる.

粒子法は, レーザープラズマ相互作用だけでなく, プラズマ中の非線形波動現象, エネルギー輸送等の基礎過程から, 放電プラズマ等の応用までの多くの分野に利用されている<sup>9)</sup>. 一方, Vlasov法は, 粒子法に比べてより多くの計算機資源を要求するため, 利用範囲は限られている. 最近, 精度の高い計算手法が開発され, 雑音が極端に少ないシミュレーションが可能になってきている<sup>10)</sup>.

## 2. レーザー・プラズマ相互作用の運動論的シミュレーション

プラズマ運動論とはプラズマを構成するすべての粒子の運動を考慮したプラズマの理論である<sup>11)</sup>. プラズマ運動論は, 流体的手法では取り扱うことが難しい, 速度分布に関係した効果が扱えるという利点を持つ. 運動論的シミュレーション手法を説明する前に, 簡単にプラズマの運動論的方程式を示す.

それぞれ $N_0$ 個の電子とイオンからなるプラズマを考える. ここでは簡単のため, プラズマは非相対論的な運動をすると仮定する.  $i$ 番目の粒子の位置 $\mathbf{X}_i(t)$ と速度 $\mathbf{V}_i(t)$ の時間発展は, 粒子の電荷, 質量を $q_i, m_i$ とすると,

$$\frac{d}{dt} \mathbf{X}_i(t) = \mathbf{V}_i(t), \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \mathbf{V}_i(t) &= \mathbf{F}_i^m(\mathbf{X}_i(t), t) / m_i \\ &= \frac{q_i}{m_i} \left[ \mathbf{E}^m(\mathbf{X}_i(t), t) + \mathbf{v}_i(t) \times \mathbf{B}^m(\mathbf{X}_i(t), t) \right], \end{aligned} \quad (2)$$

で与えられる. 微視的な電場 $\mathbf{E}^m$ , 磁場 $\mathbf{B}^m$ は, Maxwell方程式

$$\nabla \times \mathbf{E}^m(\mathbf{x}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}^m(\mathbf{x}, t) \quad (3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B}^m(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}^m(\mathbf{x}, t) + \mu_0 \mathbf{J}^m(\mathbf{x}, t) \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}^m(\mathbf{x}, t) = \rho^m(\mathbf{x}, t) / \epsilon_0 \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}^m(\mathbf{x}, t) = 0 \quad (6)$$

を満足する. ここで,  $\epsilon_0, \mu_0, c$ は真空の誘電率, 透磁率, 光速である. 電子とイオンの位相空間内の密度 $N_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$  ( $s$ : 電子とイオン)は,

$$N_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) = \sum_{i=1}^{N_0} \delta[\mathbf{x} - \mathbf{X}_i(t)] \delta[\mathbf{v} - \mathbf{V}_i(t)] \quad (7)$$

で与えられ, 微視的な電荷密度 $\rho^m$ および電流密度 $\mathbf{J}^m$ は,

$$\mathbf{J}^m(\mathbf{x}, t) = \sum_s q_s \int N_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) \mathbf{v} d\mathbf{v} \quad (8)$$

$$\rho^m(\mathbf{x}, t) = \sum_s q_s \int N_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (9)$$

で定義される。方程式(1)~(9)は全体として閉じており、ある時刻におけるすべての粒子の位置、速度および電磁場が与えられれば、その後のプラズマの時間発展が決められる。

一方、密度  $N_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$  の時間発展は、(1),(2)および(7)式から求められる Klimontovich 方程式

$$\frac{\partial N_s}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial N_s}{\partial \mathbf{x}} + \frac{\mathbf{F}_s^m(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)}{m_s} \cdot \frac{\partial N_s}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (10)$$

で記述される。(3)~(9)式と(10)式によって、系の時間発展が記述できる。ただし、数密度  $N_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$  は位相空間内の粒子が存在する点に鋭いピークをもつ関数となる。また、局所的な電磁場  $\mathbf{E}^m(\mathbf{x}, t)$ ,  $\mathbf{B}^m(\mathbf{x}, t)$  も同様の関数となる。粒子軌道(1),(2)式または Klimontovich 方程式(10)より、すべてのプラズマ粒子の位相空間における軌道は決定される。

興味はプラズマの平均的な性質にあるため、数密度  $N_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$  を集団平均化して得られる滑らかな分布関数  $f_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) = \langle N_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) \rangle$  を考える。 $f_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$  の時間発展を記述する方程式はプラズマの運動論的方程式と呼ばれ、Klimontovich 方程式(10)の集団平均をとることで求められる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{x}} + \frac{\mathbf{F}_s}{m_s} \cdot \frac{\partial f_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{v}} \\ &= -\frac{q_s}{m_s} \left\langle \left( \delta \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \delta \mathbf{B} \right) \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \delta N_s \right\rangle, \\ & \mathbf{F}_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) = q_s \left[ \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{v} \times \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

ここで、 $\delta N_s$ ,  $\delta \mathbf{E}$ ,  $\delta \mathbf{B}$  は集団平均の残りの部分で鋭いピークをもつ関数を表す。(11)式の左辺は位相空間で滑らかに変化し、右辺は鋭いピークをもちプラズマの粒子性による衝突効果を表す。平均化された電磁場  $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$ ,  $\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)$  は、Maxwell 方程式(3)~(6)を集団平均した次の方程式を満足する。

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \quad (12)$$

$$\nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) + \mu_0 \mathbf{J}(\mathbf{x}, t) \quad (13)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \rho(\mathbf{x}, t) / \epsilon_0 \quad (14)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = 0 \quad (15)$$

$$\mathbf{J}(\mathbf{x}, t) = \sum_s q_s \int f_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) \mathbf{v} d\mathbf{v} \quad (16)$$

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \sum_s q_s \int f_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (17)$$

衝突周波数がプラズマ周波数に比べ非常に小さいプラズマを無衝突プラズマと呼び、(11)式の右辺は無視

することができ、その方程式

$$\frac{\partial f_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{x}} + \frac{\mathbf{F}_s}{m_s} \cdot \frac{\partial f_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (18)$$

を Vlasov 方程式とよぶ。

レーザー核融合では、レーザー光と直接相互作用するプラズマの温度は十分高く、その密度はレーザー光の臨界密度以下であり、この領域では無衝突プラズマ近似が成り立つ。

以下では、運動論的シミュレーション手法の一つである粒子法と Vlasov 法を考える。2.1 節で粒子法、次節以降で 2.2 節で粒子法による異常吸収過程のシミュレーション結果、2.3 節で Vlasov 法の原理を述べる。

## 2.1 粒子法

プラズマで用いられる粒子法の多くは、空間格子上に離散化された電磁場と有限の大きさを持った粒子を用いる。このため、このシミュレーション手法は PIC (particle-in-cell) 法あるいは CIC (cloud-in-cell) 法と呼ばれている。PIC 法について簡単に説明する(詳細な説明は文献 12,13)を参照)。レーザープラズマ相互作用では、粒子の速度は光速に近くなるため、相対論的な運動を考慮する。

粒子法では、電磁場 ( $\mathbf{B}, \mathbf{E}$ ) に対する Maxwell 方程式 (12)~(15) と Lorentz 力に基づく有限の大きさを持つ疑似粒子  $i$  (位置  $\mathbf{x}_i(t)$ , 速度  $\mathbf{v}_i(t)$ ) に対する運動方程式(実際の粒子に対する方程式(2)ではない。)

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \mathbf{p}_i(t) &= \mathbf{F}(\mathbf{x}_i(t), t) \\ &= q_i \left[ \mathbf{E}(\mathbf{x}_i(t), t) + \mathbf{v}_i(t) \times \mathbf{B}(\mathbf{x}_i(t), t) \right] \end{aligned} \quad (19)$$

を用いる。運動量  $\mathbf{p}_i(t) = \gamma_i(t) m_i \mathbf{v}_i(t)$ ,  $\gamma_i(t)$  は粒子の Lorentz 因子である。電荷密度  $\rho$  および電流密度  $\mathbf{J}$  は疑似粒子の位置と速度より計算する。一般に、運動方程式には時間差分、Maxwell 方程式には空間格子と時間差分を用いることにより系の時間発展を計算する。空間の離散化、時間差分の精度等により、詳細な計算には違いはあるが、PIC 法に共通する基本的な計算ステップの概略を図 7 に示す。境界条件として、電磁波(レーザー光)をシステム内に入射する必要がある。

レーザープラズマ相互作用に特徴的な点について簡単に説明する。図 8 に示すようにレーザー光をプラズマに入射する場合、波数ベクトルの方向  $\mathbf{k}_0 = (k_x, k_z)$  と密度勾配の方向  $\hat{z}$  が有限の角度(入射角)  $\theta$  を持つ。 $\theta = 0$  の場合を垂直入射、 $\theta \neq 0$  の場合を斜入射と呼ぶ。このため、斜入射の場合、最低でも  $y$ - $z$  空間の 2 次元

シミュレーションが必要となる。

ここで、レーザーを斜めに入射する場合に適用できる特徴のある思考あるいは計算資源の節約方法を述べる<sup>14)</sup>。この手法は図9に示すように、シミュレーションを図8に示した実験室系(a)ではなくブースト座標系(b)で行う。ブースト座標系では、図9のように系全体が速度  $\mathbf{V}_0 = c \sin\theta \hat{y}$  で移動する。この座標では、実験室系で止まっていたプラズマは速度  $\mathbf{V}_0 = -c \sin\theta$  で運動する。ブースト座標系でのレーザー周波数と波数ベクトルは  $\omega' = \omega/\gamma$ ,  $\mathbf{k}' = (0, |\mathbf{k}|/\gamma)$  となる。ここで、 $\gamma = 1/\cos\theta$  である。プラズマがy方向に一様であれば、z方向の1次元的な問題に帰着できる。計算機資源が増大しても様々な条件で幾通りもの計算を行うことを考えると、この様な1次元で2次元問題の本質を捉える手法は有効である。

2.2 プラズマによるレーザー光の異常吸収

レーザー光の異常吸収過程の例として、誘導Raman散乱、共鳴吸収および  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  加熱を取り上げる。線形の範囲では、誘導Raman散乱の成長率、共鳴吸収の吸収率などが理論的に得られている<sup>8)</sup>。しかし、励起さ

れるプラズマ波の振幅が大きくなると、プラズマ波の崩壊や密度の変形などの様々な非線形現象が現れ、高速電子などが発生する。次小節では、それぞれの物理機構を簡単に説明し、位相空間での電子の運動を中心にPIC法によるシミュレーションの結果を示す。

2.2.1 誘導Raman散乱

入射レーザー光(波数ベクトル  $\mathbf{k}_0$ , 周波数  $\omega_0$ )が散乱光( $\mathbf{k}_s, \omega_s$ )とプラズマの固有振動モードの一つである電子プラズマ波( $\mathbf{k}_p, \omega_p$ )に共鳴的に崩壊する現象を誘導Raman散乱と呼ぶ。三つの波が次の周波数整合条件( $\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_p, \omega_0 = \omega_s + \omega_p$ )を満足するとき、電子プラズマ波は強く励起される。この条件とプラズマ中の分散関係( $\omega_p^2 = \omega_p^2 = \mathbf{k}_0^2 c^2$ )より、誘導Raman散乱はプラズマ密度がレーザー光の臨界密度の1/4以下の領域で起こる(図6)。

電子密度が  $0.1n_{cr}$  の一様なプラズマに波長  $1\mu\text{m}$ , 強度  $2 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$  のレーザー光を照射した時の電子の位相空間を図10に示す。レーザー光は、全てのシミュレーションに共通して、左側から入射している。誘導Raman散乱によって励起されたプラズマ波に捕捉された電子がレーザー伝播方向に初期運動量の約50倍まで加速されている。

2.2.2 共鳴吸収

図8に示したように、密度勾配に対して斜めに入射

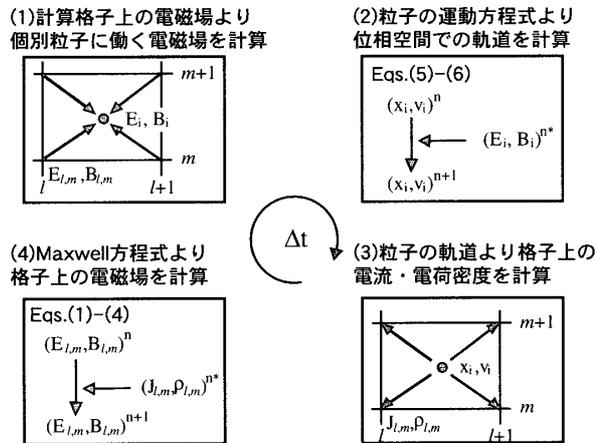


図7 PIC法における計算ステップの概略。実空間2次元の場合を例として、実空間格子(m, l)を用いている。

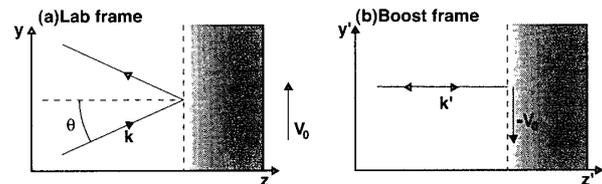


図9 ブースト座標系の概念図

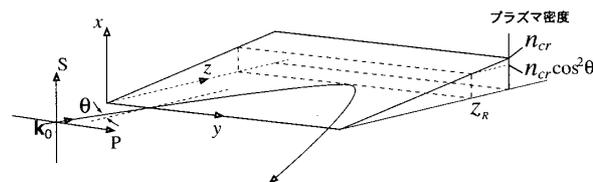


図8 レーザー光の入射配置の模式図。S, PはそれぞれS偏光, P偏光電磁波の電場ベクトルの方向を示す。入射角がθのとき、プラズマ密度が  $n_{cr} \cos^2\theta$  となる点  $Z_r$  で反射される。

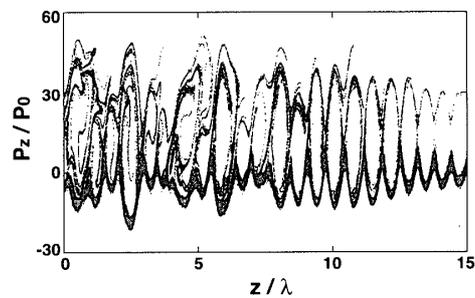


図10 誘導Raman散乱における電子の位相空間。レーザー伝播方向の空間座標zと運動量Pはそれぞれレーザー波長λと初期平均運動量P0で規格化を行っている。

したP偏光の電磁波は、 $Z_R$ で反射するときに密度勾配の方向に電場成分を持つ。 $Z_R$ より密度の高い領域では、この電場成分は指数関数的に減少する。しかし、臨界密度点( $\omega_0 = \omega_p$ )にわずかなしみ込みが残ると、共鳴的に電子プラズマ波が励起されるので、共鳴吸収と呼ばれる。電子プラズマ波の振幅が大きくなると、プラズマ波の崩壊により高速電子の発生やポンデロモータイプ力による密度の変調・変形が起こる。

波長 $1\mu\text{m}$ 、強度 $1 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ のレーザー光を入射角 $20^\circ$ で密度が0から $1.8n_{cr}$ まで線形に変化するプラズマに照射したときの電子の位相空間を図11に示す。共鳴吸収によって励起されたプラズマ波が崩壊することによって、電子が低密度(レーザー入射)側に加速されている。

### 2.2.3 J×B加熱

$\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 加熱は、レーザー光が反射されるときにレーザー電磁場による $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ の力が急激に変化するために引き起こされる<sup>15)</sup>。このため、前述の二つの過程と異なりレーザー周波数 $\omega_0$ ではなく、2倍のレーザー周波数 $2\omega_0$ で振動する力が働く。この力はレーザーで加速される電子の速度が光速に近いときに強く働く。

波長 $1\mu\text{m}$ 、強度 $1 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ のレーザー光をステップ上の境界を持ったプラズマに垂直に照射したときの

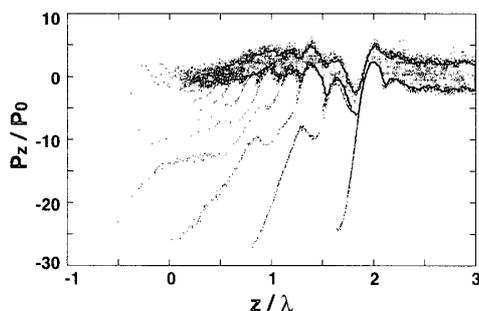


図11 共鳴吸収によって加速された電子の位相空間

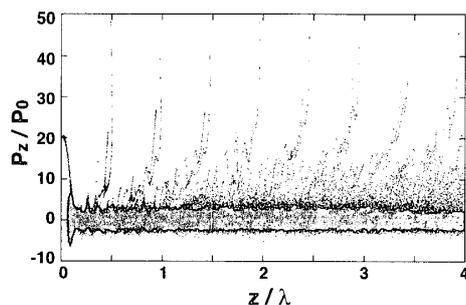


図12 J×B加熱における電子の位相空間

電子の位相空間を図12に示す。そのプラズマ密度は $100n_{cr}$ とする。光速近くまで加速された電子が、レーザー波長の $1/2$ の周期のパルス列をなしてレーザーの入射方向に伝播している。 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 加熱で予想される周波数 $2\omega_0$ の力が、レーザー光が反射される境界( $z \approx 0$ )に働いていることを示している。

### 2.3 Vlasov法

Vlasov法では、PIC法における個別粒子の運動方程式の代わりに、Vlasov方程式(18)を基礎方程式とする。その位相空間に格子( $\mathbf{x}_p, \mathbf{p}_i$ )を用い、離散化した分布関数 $f_s(\mathbf{x}_p, \mathbf{p}_i)$ の時間発展を計算する。Maxwell方程式によって電磁場を決定するものをVlasov-Maxwell法と呼ぶ。PIC法とVlasov法の違いを直感的に理解するために、それぞれの位相空間の概略を図13に示す。PIC法では疑似粒子が存在する点のみ計算を行えばよく、位相空間上に格子を必要としない。一方、Vlasov法では粒子の存在に関係なく離散化した分布関数が必要となる。Vlasov法は、PIC法で問題となる空間格子内にある粒子数の制限に由来する統計的なノイズを押さえることができる利点を持つ<sup>10,16)</sup>。一方、PIC法では必要のない運動量空間上での格子点が必要となるため、計算容量が膨大となる。このため、各位相空間に100格子と非常に荒い場合でも、実空間が3次元の場合では、 $(100)^3 = 1$ テラ格子必要となり、計算は困難である。しかし、今後の計算機の発展を考えると有望な手法である。

### 3. まとめ

慣性核融合の原理とその目標を説明し、レーザー核融合に関係する物理と問題点を記述した。レーザー光の吸収領域における運動論的シミュレーションの必要性と重要性を述べ、レーザープラズマ相互作用で重要な問題となる異常吸収すなわちレーザーから高速電子へのエネルギー変換を中心に解説した。

運動論的シミュレーションは、位相空間を離散化し

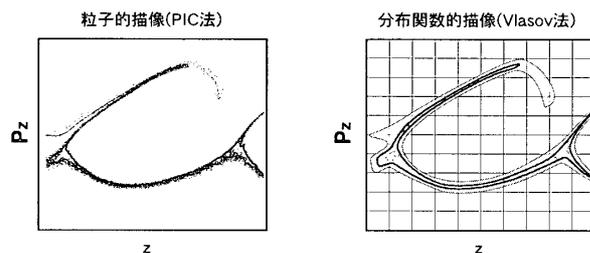


図13 位相空間( $z, p_z$ )におけるPIC法とVlasov法の描像

た格子を用いる Vlasov 法, PIC 法のどちらを用いたとしても計算負荷が非常に大きくなるため, 大規模な計算機を用いた研究が必要となる<sup>17)</sup>. また, 電磁波とプラズマの相互作用を考えた場合, 近似を用いない限り, 電磁波の波長以下の解像度の格子が必要となる.

最後に, この様な運動論的シミュレーションで, 高強度レーザーによる慣性核融合の全過程を計算するために必要となる計算資源について考える. システムサイズは, 最低(数百マイクロン)<sup>3</sup>程度, 格子数は $(10^3 \sim 10^4)^3$ 程度必要で, 各格子に 100~1000 個程度粒子を配置すると, 必要となる全粒子数は $10^{14} = 100$ テラ個程度となる. 次世代のペタバイト・ペタフロップスコンピュータが実用化されれば, 運動論的シミュレーションですべてを計算することが可能になるかもしれない. しかし, 近い将来の計算機資源では不可能である. このため, 個々の時間空間で重要な問題となる物理に適したシミュレーション手法(レーザープラズマ相互作用領域は本解説で議論した PIC 法, 爆縮中心への高エネルギー粒子の輸送はハイブリッド粒子法<sup>18)</sup>, 核反応領域の輸送は Fokker-Planck 法)を統合した爆縮統合コード開発が計画されている<sup>19)</sup>.

#### 参 考 文 献

- 1) 中井貞夫: 大阪大学新世紀セミナー レーザー核融合, 大阪大学出版会 (2001)
- 2) 山中千代衛: レーザー工学, コロナ社 (1981)
- 3) J. J. Duderstadt and G. A. Moses: Inertial Confinement Fusion, John Wiley & Sons (1982)
- 4) R. Kodama *et al.*: Nature, **412**, 798/802 (2001)
- 5) 高部英明, 三間囃興: 核融合研究別冊, **68**, 13/30 (1992)
- 6) Tabak *et al.*: Phys. Plasmas, **1-5**, 1626/1634 (1994)
- 7) 長友英夫: シミュレーション, **22-2**, (2003) 本特集号
- 8) W. L. Kruer: The Physics of Laser-Plasma Interactions, Addison-Wesley (1988)
- 9) M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg: Principles of Plasma Discharges and Materials Processing, John Wiley & Sons (1994)
- 10) T. Nakamura and T. Yaba: Comput. Phys. Commun., **120-2**, 122/154 (1999); T. Utsumi *et al.*: Comput. Phys. Commun., **108-2-3**, 159/179 (1998)
- 11) D. R. Nicholson: Introduction to Plasma Theory, John Wiley & Sons (1983), 小笠原正忠, 加藤鞆一共訳: プラズマ物理の基礎, 丸善 (1986)
- 12) 西原功修: 計算物理学と計算化学, 田中實, 山本良一編, 246/285, 海文堂 (1988)
- 13) C. K. Birdsall and A. B. Langdon: Plasma Physics via Computer Simulation, McGraw-Hill, New York (1985)
- 14) A. Bourdier: Phys. Fluids, **26-7**, 1804/1807 (1983); P. Gibbon and A. R. Bell: Phys. Rev. Lett., **68-10**, 1535/1538 (1992)
- 15) W. L. Kruer and K. Estabrook: Phys. Fluids, **28-1**, 430/432 (1985)
- 16) H. Ruhl and P. Mulser: Phys. Lett. A, **205**, 388/392 (1995)
- 17) 上島豊: シミュレーション, **19-4**, 261/270 (2000)
- 18) T. Taguchi *et al.*: Phys. Rev. Lett., **86-22**, 5055/5058 (2001)
- 19) 三間囃興他: 日本物理学会第 57 回年次大会 25pXQ-7