OUKA
The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	超高強度レーザーとプラズマとの相互作用の計算機シミュレーションによる研究
Author(s)	宮本, 斉児
Citation	大阪大学, 1997, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3129081
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

超高強度レーザーとプラズマとの相互作用の計算機シミュレーションによる研究

平成９年１月

宮　本　斉　児

超高強度レーザーとプラズマとの相互作用の計算機シミュレーションによる研究

平成９年１月

宮　本　斉　児

内容梗概

本論文は，著者が大阪大学大学院電磁エネルギー工学専攻博士課程において行った，超高強度レーザーとプラズマとの相互作用の研究について，まとめたものである。

近年，慣性核融合における燃料混合による温度低下という困難を打開する方法として，高速点火が提案された。高速点火方式では，強度が 10^{18}W/cm^2 を超える，超高強度レーザーによって燃料の追加熱を行う。本研究では，超高強度レーザーとプラズマとの相互作用を理論的に取り扱い，高速点火核融合において重要と思われる現象の物理をシミュレーションによって明らかにした。

第１章は序論であり，高速点火核融合が提案された背景について述べ，研究の目的と意義を明らかにした。

第２章では，本研究に用いたシミュレーション手法を示した。

第３章では，超高強度レーザーと固体密度プラズマの相互作用による，高エネルギーのイオンの発生メカニズムを明らかにした。従来，イオンは，レーザーのポンデラモーティブ力で直接加速される(直接加速)ものと考えられていた。しかし，レーザー強度の低いところでは，プラズマ中に作られる衝撃波により高エネルギーのイオンが発生する(衝撃波加速)ことを明らかにし，電子の熱吸収過程と関連して，レーザー強度の増加とともに，衝撃波加速から直接加速へ遷移することを示した。また，高エネルギーの重水素イオンによる D-D 核融合反応が，燃料の加熱に寄与する可能性があることを示した。

第４章では，高強度・短パルスレーザーによる，非線形領域での誘導ラマン散乱に見られる，複雑性の発展のメカニズムを明らかにした。レーザーの強度が大きくなると，誘導ラマン散乱はコヒーレンスを失い，またスペクトルに青方偏移が見られるようになる。本論文では，レーザー強度の増加とともに，誘導ラマン散乱が何段階かの遷移を経て(quasi-periodic→intermittent→chaotic)，コヒーレンスを失って行くことを示した。また，相対論効果によるプラズマ周波数の低下によって，青方偏移が起こることを示した。

第５章では，燃料プラズマの周囲を取り巻いているコロナプラズマ中でのレーザービームの伝播を，２次元粒子シミュレーションにより調べた。コロナプ

ラズマ中では，レーザーとプラズマの非線形相互作用の理論で予測されているように，レーザービームが自己収束，channeling をして，プラズマ中を掘り進むことによりレーザーは効率良く伝播して行けることを明らかにした。

最後に第 6 章は，本研究のまとめであり，本研究の成果と高速点火の関わりについて議論した。

目次

第１章	序論	1
§1.1	超高強度レーザー技術とその応用	1
§1.2	レーザー核融合と高速点火	2
§1.3	計算物理学	3
§1.4	研究の目的	5
	第１章参考文献	8
第２章	レーザープラズマの粒子シミュレーション	11
§2.1	電磁粒子モデル	11
§2.2	シミュレーション条件	15
	第２章参考文献	18
第３章	超高強度レーザーによる高エネルギー粒子の加速	19
§3.1	直接加速	19
§3.2	衝撃波加速	20
§3.3	レーザーによる衝撃波励起	26
§3.4	シミュレーション	29
§3.5	加速効率	34
§3.6	D-D 核融合反応	37
§3.7	まとめ	40
	第３章参考文献	42
第４章	誘導ラマン散乱における複雑性	43
§4.1	誘導ラマン散乱	43
§4.2	３波結合モデル(3 Wave Interaction Model)	44
§4.3	SRS におけるカオスへの遷移	47
§4.4	スペクトルの青方偏移	50

§4.5 PIC シミュレーション 51
§4.6 まとめ 56
第4章参考文献 58

第5章 超高強度レーザーの伝播特性～2次元的解析～ 61
§5.1 コロナプラズマ中のレーザーの伝播 61
§5.2 2次元粒子シミュレーション 63
§5.3 レーザーエネルギーの散逸 66
§5.4 密度勾配プラズマ中の伝播 67
§5.5 レーザーエネルギーの吸収 73
§5.6 高強度磁場 74
§5.7 まとめ 76
第5章参考文献 78

第6章 結論 79

謝辞 83

研究業績 85

第1章　序論

§1.1　超高強度レーザー技術とその応用

レーザー(メーザー)は，原子・分子のもつ量子力学的ポテンシャルを，電磁波と相互作用させ，誘導放出(stimulated emission)によって増幅させるという発想に基づくものであり，これにより，取り扱える電磁波の周波数が，マイクロ波から光の領域にまで広がった[1]。この独特の発想は，1950年代初期に，Towns(アメリカ)，Basov(ソ連)，および Prokhrov(ソ連)等により独立に提案されたものであり，現在では彼等がレーザーの発明者と考えられている。なお誘導放出という現象の理論的概念は，1917年の Einstein の論文で初めて取り扱われている[2]。

レーザーの光領域での発振は，1960年の Maiman によるルビーレーザーによって達成された[3]。その後10年間のレーザー技術の発展は目覚ましく，現在実用化されているレーザーの多くがこの時期に誕生し，レーザー・非線形光学の理論的基礎が固められた。現在までに，Qスイッチ法，第二高調波発生，モード同期法などの技術が実用化され，レーザーの出力，照射強度は飛躍的に向上した。そして，つい最近には CPA(charped pulse amplification)技術[4]により，出力がテラワット(TW) を超えるレーザーが実現されるようになった[5]。このようなレーザーでは，パルス幅を 1 psec 程度に絞り込むことによって，数ジュール(J) 程度のレーザーエネルギーでテラワットの出力を得ている。レーザーの集光点での強度は 10^{18} W/cm^2 を超える。さらに近い将来，レーザー出力はペタワットに達し，照射強度は 10^{21} ～ 10^{22} W/cm^2 にもなることが予測されている[6]。

これら超短パルス超高強度レーザー技術は，物理学および，その応用分野に新たな発展をもたらしてきた。例えば，超高強度レーザーで生成されるプラズマでは，膨張が起こる流体力学的時間スケールよりも短い時間で急激に温度が上昇するために，固体密度に近い密度のプラズマが作られる。このとき作られる高エネルギー電子により，X線が発生するが，これは非常に高輝度のX線源としてその応用に高い期待がよせられている。この超高強度レーザー生成プラズマは，基礎物理過程，例えば非局所熱伝導過程などを研究するのにも用いられる[7]。また，超高強度レーザーとプラズマの相互作用で励起される大振幅の電

子プラズマ波は，電子を数 MeV から数 GeV に加速する。これを用いれば，非常にコンパクトな加速器を作ることができる[8]。

電磁場とプラズマの相互作用は，レーザー核融合との関わりから，精力的に研究されてきた物理の一分野である。電磁場の強度が強くなり，電子の運動が相対論的になると，プラズマは強い非線形性を見せるようになり，興味深い現象が現われてくる。超高強度レーザーとプラズマの相互作用の理論的な取扱は，今から 40 年前の Akhiezer と Polovin による研究に始まる[9]。超高強度レーザーの電界は，電子をその静止質量以上のエネルギーにまで加速するため，レーザーとプラズマの相互作用を相対論的に取り扱わなければならない。この場合には，一様なプラズマと一様なレーザーとの相互作用を取り扱うような単純な場合でさえ，非常に複雑な非線形性が現われてくる。 Akhiezer と Polovin 以後，多くの研究者たちによって，相対論的領域でのレーザーとプラズマの相互作用が研究され，興味深い現象が発見されてきた。プラズマとの相互作用により，レーザービームがプラズマ中を伝播する時ビーム半径は収縮して行き，レーザーの強度は上がって行く。自己収束と呼ばれるこの現象は以前からレーザープラズマ相互作用の非線形性を表わす現象として知られている。しかし，レーザーの強度が相対論的領域に達すると，異なったメカニズムで自己収束が起こることが示された[10,11]。超高強度レーザーの電界中では，相対論効果により電子の質量が増大するため，プラズマの屈折率が変動する。すなわち，レーザー強度の高いところで屈折率が大きくなるために，ビームは自己収束していく。また，レーザーのポンデラモーティブ力 (光子圧力) によって，電子はビームの外に押し出され，プラズマの中に電子密度の極端に低い領域が作られる(channeling)[12]。この他にも，超高強度レーザーによって，プラズマ中に大強度の準静的な磁場が励起されることが，計算機シミュレーションによって示されている[13]。

§1.2 レーザー核融合と高速点火

レーザーが発明されるとすぐに，それを制御熱核融合に用いるという提案が，Lebedev 研究所(ソ連)において出され，5 年後の 1968 年には，熱核融合反応による中性子が検出された。これがレーザー核融合研究の始まりである[14]。1972 年，

Lowrence Livermore 研究所(アメリカ)の Edward Teller は,燃料が固体密度の 1000 倍にまで圧縮されれば，レーザー核融合点火に必要なエネルギーは著しく低減される事を示した。これと同じ年に，大阪大学にレーザー工学研究施設が設立され，日本での本格的レーザー核融合研究がスタートした。その後の阪大レーザー核融合研究所の研究成果では，レーザーの異常吸収機構や，爆縮における流体力学不安定性の重要性が解明され，また，Randam Phase Plate，２倍高調波技術，LHART ターゲット等の開発により，1988 年，固体密度の 1000 倍圧縮が達成された。これにより，レーザー核融合研究は最終段階を迎えたように思われた。しかし，1000 倍圧縮が達成されても，燃料混合(fuel mixing)により燃料の温度が下がってしまい，核融合点火には至らないことが，その後の研究により徐々に明らかになってきた。この fuel mixing に打ち勝って，核融合点火を達成するためには，レーザーの照射強度不均一性を極力減らして行くことが必要となってくる。

一方で，fuel mixing によって温度低下したプラズマを，外部からの追加熱により核融合点火条件までもっていく新方式が，近年 Tabak 等によって提案された[15]。この“高速点火”と呼ばれる方式では，超高強度レーザーを慣性核融合に応用し，核融合点火に要求される条件を著しく引き下げることができる。高速点火では，次にあげる３段階で核融合点火が行われる。①従来通りの方法で燃料ターゲットを爆縮し核融合点火に必要な高密度燃料コアを作る。②超高強度レーザーで，燃料コア周辺のプラズマに穴を掘り，コアの中心付近までレーザーの通路を確保する。③レーザーとプラズマの相互作用で発生する高エネルギーの電子やイオンで，燃料の中心付近を追加熱し核融合反応を開始させる。従来の方式と比べて高速点火では，①の燃料爆縮時に従来の方式と比べて，同じ ρR のコアを作るのに必要なエネルギーは少なくてすむ。また，爆縮時の一様性に課せられる条件がゆるくなるので，レーザーの出力バランスや，燃料球の制作の容易さ等の点から有利と考えられる。

§1.3　計算物理学

レーザー核融合研究において，大型計算機を用いた数値計算，あるいは数値

実験の果たしてきた役割は大きい。阪大レーザー研では研究の初期から，流体コードによる爆縮シミュレーションが行われており，常に実験結果とのつき合わせが行われてきた。また，最近では乱流混合のメカニズムを解明するなどの研究成果を上げている。近年の大型計算機(ベクトル計算機)の性能の向上は目覚ましく，計算速度が4，5年で10倍になる割合で進歩してきた[16]。これが，半導体製造技術の進歩による主記憶容量の増大と相俟って，取り扱える物理系のサイズは年々大きくなっている。今後は，レーザー核融合やその他の物理分野で，大型計算機による数値実験がますます重要になっていくと考えられる。

一般に，物理学は，実験装置を用いて新しい物理現象を発見したり，理論的予言を検証したりする実験物理学と，数学的方法を用いて自然現象の背後に潜む規則性を探り出す理論物理学に分けられる。しかし，いわゆる「紙と鉛筆」のみを用いて，プラズマの様な複雑な物理系を解析することは容易なことではない。流体力学における乱流現象，高温超伝導に関係すると考えられている強相関電子系，宇宙の様々な構造，素粒子の相互作用など近年の物理学の重要なテーマはいずれもこの範疇に属する。このような物理系に対し，高速計算機による「数値解析」あるいは「数値実験」を行ってそのダイナミクスを分析することによって，基礎法則からいかにして複雑な現象が生じるかを理解し，またその上で新たな自然現象の予言を行おうとする分野が計算物理学である。

複雑な物理現象を理解するのに計算機を用いることは，電子計算機発達の初期から追及されてきた。しかし，計算物理学が物理のいろいろな分野で一般的な研究手段として確立されたのは，1970年代のベクトル計算機の発達によるところが大きい。これは，計算物理学の多くのテーマにおいて，ベクトル演算により高速化可能な計算が重要部分を占めることに由来する。この理由として，物理系の基本変数は，その空間的・時間的変化が局所的に決まる場合が多く，従って，計算の主要部分は，大規模微分方程式系等，ベクトル型計算機によって高速処理が可能である点が上げられる。

プラズマは，互いに力を及ぼし合いながら運動する荷電粒子の集合体である。粒子間に働くクーロン相互作用は長距離力であり，その効果は多体問題となる。またプラズマの非線形性が解析を困難なものとしており，レーザー核融合の分

野でも計算物理学が重要な研究手段となっている。特に，粒子シミュレーションは1950年代の終り頃に始まり，プラズマ中の非線形波動現象，プラズマの加熱，エネルギー輸送，粒子の拡散など多くの研究に成果を上げてきた。また，他の分野のシミュレーションにも多くの影響を与えてきた。粒子シミュレーションの基礎方程式は，電子の運動方程式および電磁波のMaxwell方程式という非常に簡単なものであるために，取り扱える物理系の規模は小さくなるが，プラズマの挙動を比較的忠実に再現することができる。このため，粒子シミュレーションは，まだ十分に物理モデルが明らかにされていない，プラズマ中の複雑な物理過程を調べるのに特に適している。

§1.4 研究の目的

固体密度の1000倍圧縮が達成され，核融合点火が目前に迫ってきたレーザー核融合であるが，現在燃料混合による温度低下という困難に突き当たっている。この打開策の一つとして，高速点火が提案された。また高速点火方式では，必要なレーザーエネルギーを大幅に小さくできるなど，たいへん魅力的な考えではある。一つの問題点は，核融合点火装置を設計する際のパラメーターが増えるため，装置の設計が難しくなる事である。さらに§1.1に挙げたように，相対論的領域で電磁波とプラズマの相互作用は非常に複雑であり，その基礎過程を明らかにすることが課題となっている。

超高強度のレーザーとプラズマの相互作用は，理論的には古くから研究されており，相対論的自己収束[10,11]，channeling[12]のメカニズムが解明されていた。これらの性質を持つため，超高強度レーザーはプラズマ中を臨界密度以上の領域にまで掘り進んで行くことが出来，高速点火においては，燃料中心付近にエネルギーを注入するドライバーとして用いられる。レーザーが自己収束，channelingによってプラズマを掘り進んで行くことは，2次元[13]および，3次元[17]の粒子シミュレーションによって，確認されている。

固体密度プラズマ中での超高強度レーザーのエネルギーの吸収過程の解明は，高速点火の鍵であるが，今だに決め手となる理論が存在しない。プラズマの特性長 $L^{-1} = (dn/dx)/n$ がレーザー波長 λ に比べて，非常に短い $L \ll \lambda$ の時の吸収は，

Brunel によって解明されている[18]。Vacuum heating と呼ばれるこの加熱機構では，レーザーの電場によって真空中に引き出された電子が，$v_{os} = eE_o/m\omega_o$ の速度でプラズマに再入射する歳に加熱が起こる。一方，特性長 L が長いプラズマでは，共鳴吸収が支配的になる。プラズマの加熱の評価には，ドリリングレーザーとの相互作用によって急峻化したプラズマの形状まで考慮に入れなければならず，非常に難しい問題である。また，超高強度レーザーのポンデラモーティブ力は非常に強いために，レーザーのエネルギーが直接イオンのエネルギーに変換される(直接加速)。この加速過程では，レーザーの強度 I に対して，変換効率は $I^{1/2}$ でスケールされることがわかっており[19]，強度が 10^{20}W/cm^2 を超える領域ではイオンの加速が重要となってくる。

レーザーエネルギーの伝達を妨げる現象として，誘導ラマン散乱があり，レーザー核融合の分野では古くから研究されてきた[20]。しかし，理論・シミュレーションと実験とで結果に食違が見られ，まだまだ未解明な部分が多い。例えば，理論・シミュレーションでは，反射率はほとんど１程度にまで成長することが予測されているのに対し，実験で観測される反射率はせいぜい20%以下である。さらに，超高強度領域では反射率に時間的振動，あるいはそれが強烈になったときにはバーストが観測されるなど，異常な振る舞いが知られている[21]。また，最近の短パルスレーザー照射実験では，強度に依存して短波長側にブロードに広がって行くスペクトルが観測されており[22-26]，納得の行く説明がなされていない。誘導ラマン散乱の実験で測定される反射率は，絶対値が小さいためレーザー核融合において重大な影響を及ぼすとは考えにくいが，物理的に未解決の問題が多く残されており，完全な解明が望まれている。

本研究では，超高強度レーザーとプラズマとの相互作用を理論的に取り扱い，高速点火核融合において重要と思われる現象の物理を明らかにする。研究に於いては，スーパーコンピューター (NEC, SX-3／SX-4) による数値シミュレーションを援用した。第２章で，シミュレーションコードの概要を説明する。

第３章では，超高強度レーザーによる電子・イオンの加速機構について議論する。高速点火では，drilling 用のレーザーによって，固体密度領域に密度勾配が非常に大きいプラズマが作られる。そのプラズマの表面と超高強度レーザー

との相互作用による電子・イオンの加速機構の解明は，高速点火の鍵である。本論文では特に，イオンの加速機構がレーザー強度によって衝撃波加速から直接加速へと移り変わることを示す。また，イオンの加速に関連して，D-D 反応による中性子の生成についても議論する。

第４章では，高強度・短パルスレーザーによる，非線形領域での誘導ラマン散乱に見られる，複雑性の発展のメカニズムを明らかにする。レーザーの強度が大きくなると，誘導ラマン散乱はコヒーレンスを失い，またスペクトルに青方偏移が見られるようになる。本論文では，レーザー強度の増加とともに，誘導ラマン散乱が何段階かの遷移を経て(quasi-periodic→intermittent→chaotic)，コヒーレンスを失って行くことを示す。また，相対論効果によるプラズマ周波数の低下によって，青方偏移が起こることを示す。

第５章では，コロナプラズマ中のレーザービームの伝播の特性が調べられる。燃料プラズマの周囲には，爆縮時に噴出したコロナプラズマが取り巻いている。このようなプラズマにレーザーを照射しても，レーザーのエネルギーは臨界密度の(主燃料から遠い)所で吸収される。その様な場所で，電子やイオンが加速されても燃料は有効に加熱されない。このため，drilling 用のレーザーが必要とされるが，このレーザーのコロナプラズマ中での伝播の２次元の粒子シミュレーションをおこないレーザーの透過率を評価する。また，円偏向レーザーと直線偏向レーザーとの伝播特性の違いについても，議論を行う。

第６章は本研究のまとめであり，本研究の成果と高速点火の関わりについて議論し研究の締めくくりとする。

第1章参考文献

1. 前田三男「量子エレクトロニクス」(昭晃堂)

2. A. Einstein, Phys. Z. **18**, 121 (1917).

3. T. H. Maiman, Nature **187**, 493 (1960).

4. P. Maine et. al. 1988 IEEE J. of Quantum Elec. **24**, 398

5. G. Mourou and D. Umstadter, Phys. Fluid B **4**, 2315 (1992).

6. M. D. Perry and G. Mourou, Science **264**, 917 (1994).

7. B. T. V. Vu et.al., Phys. Rev. Lett., **72**, 3823 (1994).

8. T. Tajima and J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979).

9. A. I. Akhiezer and R. V. Polovin, Sov. Phys. JETP **3**, 696 (1956).

10. C. E. Max, J. Aron and A. B. Langdon, Phys. Rev. Lett. **33**, 209 (1974).

11. G. Schmidt and W. Horton, Comments Plasma Phys. Controlled Fusion **9**, 85 (1985).

12. G. Z. Sun, E. Ott, Y. C. Lee and P. Guzdar, Phys. Fluid **30**, 526 (1987).

13. S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, A. B. Langdon, Phys. Rev. Lett. **69**, 1383 (1992).

14. C. Yamanaka, in *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, eds. S. Nakai and G. H. Miley, AIP N. Y., Vol. **12**, 3-17 (1995).

15. M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wilks and R. J. Mason, Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994).

16. 岩崎洋一, 数理科学 No. **401**, 5 (1996)

17. A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Rev. Lett. **76**, 3975 (1996).

18. F. Brunel, Phys. Rev. Lett. **59**, 52 (1987); P. Gibbon and A. R. Bell, Phys. Rev. Lett. **68**, 1535 (1992).

19. J. Denavit, Phys. Rev. Lett. **69**, 3052 (1992).

20. W. L. Kruer, The Physics of Laser Plasma Interaction (Addison-Wesley Publishing Company, Inc. California, 1987) p. 73.

21. R. P. Drake et. al. Phys. Rev. Lett. **60**, 1018 (1988).

22. J.K. Crane et al., J. Opt. Soc. Am. B **13**, 89(1996).

23 C. B. Darrow et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 442 (1992); ibid., (submitted).

24 C. Coverdale et al., BAPS **40**,1661(1995).

25 C. Rousseaux et al., Phys. Rev. Lett. ,**74**, 4655 (1995).

26 Z. Najmudin et al., Laser and Part. Beams (to appear).

第２章　レーザープラズマの粒子シミュレーション

プラズマは，互いに力を及ぼし合いながら運動する荷電粒子の集合体である。1 cm^3 あたりの粒子数は慣性核融合プラズマでは 10^{26} 個にもなり，この多体系を解析的に取り扱うのは非常に困難なことである。また，第１章でも述べたように，プラズマの非線形性が解析を更に困難なものとしている。このため，昔からプラズマの理論的研究には，大型計算機によるシミュレーションが用いられてきた[1,2]。

§2.1　電磁粒子モデル

プラズマのシミュレーションには，大きく分けて電磁流体モデルと粒子モデルがある。また粒子モデルと等価なモデルとして，Vlasov 方程式に基づくモデルがある[3]。電磁流体モデルは電子・イオンの集まりを流体と考えるモデルであり，流速が十分小さく，電子・イオンの熱分布が平衡分布と考えられる場合に成り立つ。しかし，電子やイオンの加速が起こる場合など，粒子の運動論を考えなければならない場合には不適切である。本研究では電磁粒子モデルと呼ばれるモデルを用いた。以下にその概要を述べる。

粒子モデルでは，非常に多くの荷電粒子の集合を考え，荷電粒子が作る電磁場と，荷電粒子の運動の時間発展を計算機で追いかける。扱う基礎方程式は，粒子の運動方程式と Maxwell 方程式と言う単純なものである。計算に用いる全粒子数を N として，i 番目の粒子の運動方程式は，

$$\frac{d\mathbf{u}_i}{dt} = \frac{q_i}{m_i}\left(\mathbf{E}_i + \frac{\mathbf{u}_i \times \mathbf{B}_i}{\gamma_i}\right) \quad (i = 1,2,\cdots,N) \tag{2.1}$$

$$\frac{d\mathbf{x}_i}{dt} = \frac{\mathbf{u}_i}{\gamma_i} \quad (i = 1,2,\cdots,N) \tag{2.2}$$

と書ける。ここで，粒子の速度を $\mathbf{v}_i$ とすると $\gamma_i = 1/(1-v_i^2/c^2)^{1/2}$，$\mathbf{u}_i = \gamma_i \mathbf{v}_i$ であり，q_i，m_i は i 番目の粒子の電荷と質量である。$\mathbf{E}_i$ と $\mathbf{B}_i$ は粒子の位置 $\mathbf{x}_i$ での電場と磁場の強さである。粒子の位置と速度から電荷密度 $\rho(\mathbf{x},t)$ と電流密度

$\mathbf{j}(\mathbf{x},t)$ が計算される。

$$\rho(\mathbf{x},t)=\sum_{i=1}^{N} q_i \delta^{(3)}(\mathbf{x}-\mathbf{x}_i(t)) \tag{2.3}$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{x},t)=\sum_{i=1}^{N} \frac{q_i \mathbf{u}_i(t)\delta^{(3)}(\mathbf{x}-\mathbf{x}_i(t))}{\gamma_i(t)} \tag{2.4}$$

である。これらの電荷密度と電流密度から，電場と磁場の時間発展が計算される。

$$\frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{x},t)}{\partial t}=c^2\nabla\times\mathbf{B}(\mathbf{x},t)-\frac{1}{\varepsilon_o}\mathbf{j}(\mathbf{x},t) \tag{2.5}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{x},t)}{\partial t}=-\nabla\times\mathbf{E}(\mathbf{x},t) \tag{2.6}$$

式 (2.1) から (2.6) を差分化することによって，計算機上でプラズマの時間発展を追いかけることができる。差分化によってすべての物理量は，とびとびの時間上で与えられる。また，電場や磁場などの場の量はとびとびの空間格子点上でのみ計算される。このため，格子間距離以下のスケールでの場の量の変化は計算に入らず，格子間距離程度での荷電粒子の相互作用は取り扱えない。良く知られているように，プラズマパラメーター$n\lambda_D^3$が，十分に大きい理想プラズマでは，荷電粒子のクーロン力はデバイ長 λ_D で遮蔽されており，デバイ長より長いスケールの集団的振る舞いに興味があるときには，個々の粒子間の λ_D 以下の距離での相互作用は無視してよい。このため，空間格子の大きさはデバイ長程度に取られる事が多い。

さて，空間格子を導入したことで，各粒子の電荷を格子点に割り付ける必要が生じるが，このために格子間隔程度の有限大きさの粒子(finite size particle)を導入する。このことは，式(2.3)，(2.4)の中のデルタ関数 $\delta^{(3)}(\mathbf{x})$を形状因子 $S(\mathbf{x})$で置き換えることにより行われる。PIC(particle-in-cell)法では S として次のものが選ばれる。

$$S(\mathbf{x}) = \begin{cases} 1 & |\mathbf{x}| \le \dfrac{\Delta}{2} \\ 0 & |\mathbf{x}| > \dfrac{\Delta}{2} \end{cases} \tag{2.7}$$

ここに，Δ は空間格子の大きさである。こうして得られる電荷密度および電流密度，

$$\rho(\mathbf{x},t) = \sum_{i=1}^{N} q_i S(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i(t)) \tag{2.8}$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{x},t) = \sum_{i=1}^{N} \frac{q_i \mathbf{u}_i(t) S(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i(t))}{\gamma_i(t)} \tag{2.9}$$

を今度は格子点(l,m)に割り付ける。このために重み関数 $W(\mathbf{x})$を導入する。PIC法では重み関数の形として(2.7)と同じものが用いられる。結局格子点(l,m)での電荷密度，電流密度は，

$$\rho_{l,m} = \sum_{i=1}^{N} q_i \int S(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i(t)) W(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{l,m}) d^{(3)}x \tag{2.10}$$

$$\mathbf{j}_{l,m} = \sum_{i=1}^{N} \frac{q_i \mathbf{u}_i(t) \int S(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i(t)) W(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{l,m}) d^{(3)}x}{\gamma_i(t)} \tag{2.11}$$

となる。これは，図 2.1 に示す 2 次元の例で考えると，粒子に近接する 4 格子点に，粒子の電荷を各セルに含まれる粒子の面積(図の斜線領域)に比例して割り付けるという操作になる。これは，線形補間に他ならない。

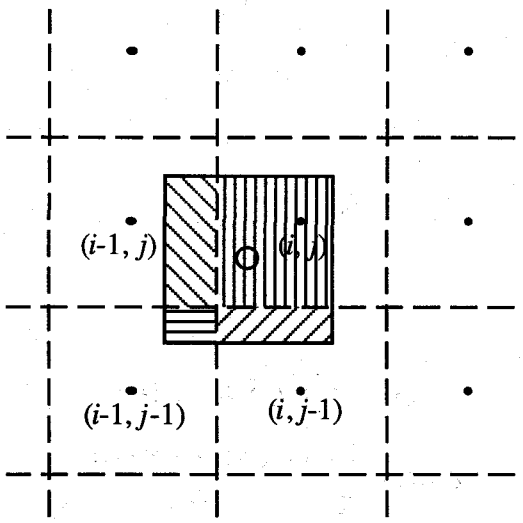

図2.1　2次元PIC法での電荷の格子点への割り付け。

有限大きさの粒子と空間格子を導入したことによる影響を，図2.1の2次元の場合について調べる。図2.1の形状をもつ2個の粒子が，x 軸に沿って互いに近づく場合を考える。粒子間に働く力を，粒子間の距離 r の関数として表わすと，

$$F(r)=\begin{cases}-\dfrac{q^2}{4\pi\varepsilon_o\Delta^2}\left(\dfrac{r}{\Delta}\right)^{-2} & |r|>\Delta \\ -\dfrac{q^2}{4\pi\varepsilon_o\Delta^2}\left(\dfrac{r}{\Delta}\right)^{2} & |r|\le\Delta\end{cases} \tag{2.12}$$

となる。このように粒子間距離が十分に大きい場合は通常のクーロン力と同じ $1/r^2$ に比例する力が働くが，粒子距離が格子間隔よりも短くなると，r^2 に比例して小さくなり，特に距離が0の時は力も0である。

このように電磁粒子コードでは，粒子間の2体相互作用を考える代わりに，粒子が作る場の量を計算し，その場の量によって粒子が受ける力を計算する。これにより，2体間相互作用を直接計算するのに比べて，計算時間が短くてすむ。しかし，有限大きさの粒子を使うことは，近距離での相互作用を小さく見積もることにつながる。このため，電磁粒子コードによる計算は，系の時間発展の典型的なスケールが，衝突時間に比べて無視できるような無衝突プラズマ

のシミュレーションに相当する。

§2.2　シミュレーション条件

本研究では，1-2/2 次元(空間 1 次元，速度空間 3 次元；x,u_x,u_y,u_z)と 2-1/2 次元(空間 1 次元，速度空間 3 次元；x,y,u_x,u_y,u_z)の PIC コードを用いた。以下で，初期の粒子の分布，境界条件について説明する。

1 次元の場合の粒子の初期空間分布は，図 2.2 に示す密度分布となるよう各粒子に位置が与えられる。計算領域の中央にプラズマが置かれ，その両側は真空領域になっている。プラズマと真空の境界付近で密度は，一定の勾配で 0 から n_o まで立ち上がる。真空領域が設けられているのは，粒子の境界条件として，完全反射条件が用いられており，境界の影響を避ける必要があるためである。すなわち，シミュレーション時間内にはごく少数の粒子しか境界に到達しないように真空領域の長さ L_v を調節する。

2 次元コードでは y 方向に周期境界条件が用いられているため，y 方向の密度分布は一様であり，x 方向には 1 次元の場合と同様な密度形状が用いられている。なお，第 5 章で密度勾配をもつプラズマのシミュレーションを行っているが，このときには図 2.2 の L_{s1}，L_{s2} を調節して，三角形に近い形のプラズマを作っている。

粒子の速度分布については，1 次元と 2 次元で差はなく，初期にある温度の Maxwell 分布となるように各粒子に速度が与えられる[1]。

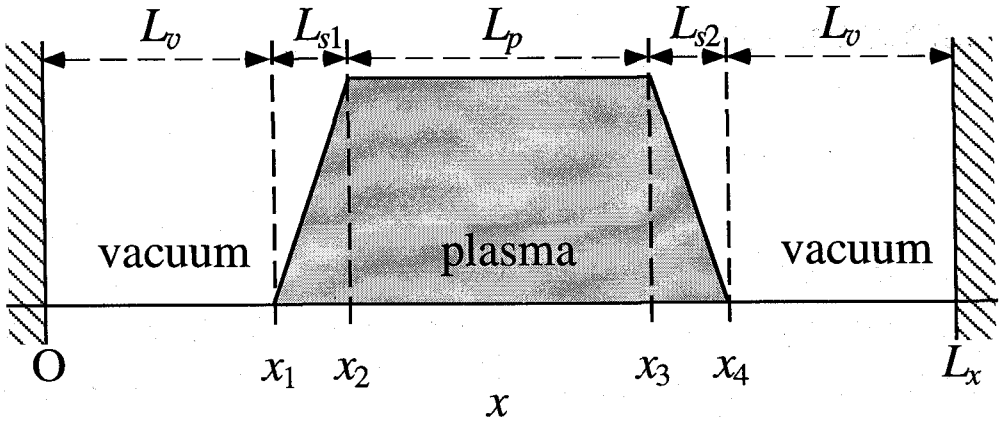

図 2.2　プラズマの初期密度分布。

次に境界条件について述べるが，まず１次元の場合について説明する。粒子の境界条件は単純であり，境界に到達した粒子は同じ速度で反射される(速度の x 成分だけが符号を変える)。このために，真空領域が必要となる。電磁波については，境界で反射が起こってはならず，そのまま計算領域の外側に抜けて行かなければならず，また入射レーザー以外の余分な成分が境界から入ってきてもならない。電磁波が境界で反射されるのを防ぐために，例えば，左側の境界(x=0)から外へ出て行く電磁波は，

$$E_y = -cB_z, \quad E_z = cB_y \tag{2.13}$$

を満たすが，このことを用いることができる。式(2.5)は，例えば，

$$\frac{E_{y,l}^{n+1} - E_{y,l}^{n}}{\Delta t} = -c^2 \frac{B_{z,l+1}^{n+1/2} - B_{z,l-1}^{n+1/2}}{2\Delta} - \frac{1}{\varepsilon_o} j_{y,l}^{n+1/2} \tag{2.14}$$

と差分化できる。上付き添え字と下付き添え字はそれぞれ，時間ステップと空間格子番号を表わす。この式で $l=0$ と置いたものと，(2.13)の第１式で，E_yについては時間平均，B_zについては空間平均をとった式，

$$E_{y,0}^{n+1} + E_{y,0}^{n} = -c\left(B_{z,-1}^{n+1/2} + B_{z,1}^{n+1/2}\right) \tag{2.15}$$

を連立して，$E_{y,0}^{n+1}$ と $B_{z,-1}^{n+1/2}$ を決めてやることができる。境界からレーザーの入射がある場合には(2.15)式は，

$$E_{y,0}^{n+1} + E_{y,0}^{n} - 2E_{Ly}^{n+1/2} = -c\left(B_{z,-1}^{n+1/2} + B_{z,1}^{n+1/2} - 2B_{Lz}^{n+1/2}\right) \tag{2.16}$$

となる。E_L と B_L はレーザーの電場と磁場である。

２次元の場合には，y 方向に周期境界条件を用い，x 方向には１次元と同じ境界条件を用いる。この場合，電磁波が境界に斜めに入射すると $\cos\theta$ に比例して反射が起こってしまうが，レーザーがプラズマに垂直に入射する場合は影響は

少ないと考えることができる。また，境界でのレーザーの振幅にはガウス分布が与えられる。

第２章参考文献

1. C. K. Birdsall, A. B. Langdon, Plasma Physics via Conputer Simulatiopn (McGraw-Hill Inc, 1985)
2. 西原功修, 計算物理学と計算化学(田中　實, 山本良一編　海文堂出版, 1988) 第１３章
3. A. Ghizzo, B. Izrar, P. Bertrand, E. Fijalkow, F. Feix and M. Shoucri, Phys. Fluid **31**, 72 (1988).

第３章　超高強度レーザーによる高エネルギー粒子の加速

高速点火核融合では，爆縮の後，燃料中心付近にエネルギーを注入し核融合反応を起こすが，この目的に超高強度レーザーが用いられる。まず燃料周辺部のコロナプラズマに，レーザーのポンデラモーティブ力で穴を開ける。次に，固体密度のプラズマと超高強度レーザーの相互作用で電子やイオンを燃料に向かって加速し，そのエネルギーで燃料を加熱する。この章では，高エネルギー電子・イオンの加速機構の解析について述べる。

§3.1　直接加速

プラズマにレーザーが照射されると，質量の軽い電子がプラズマ内部に向かって加速される。このとき，イオンはその慣性のために，静止したままであるので，電荷分離が起こり強い静電界が生じる。この静電界によりイオンの準静的な加速が生じる[1]。このレーザーとプラズマの境界で起こるイオンの加速メカニズムを，(§3.2 で述べる衝撃波加速に対して)直接加速と呼ぶ。

いま，プラズマを構成するイオン種の数が２であるとし，その密度，質量数，原子番号を n_i ，A_i ，$Z_i\,(i=1,2)$ で表わす。電子密度 n_e との間には，

$$n_e = Z_1 n_1 + Z_2 n_2 \tag{3.1}$$

の関係がある。また簡単のため $Z_1/A_1 = Z_2/A_2$ であるとする。レーザーの照射によりプラズマ表面は，ある速度 v_o で押されて行くが，v_o で移動する系に乗って見ると，レーザーの光子圧とプラズマの圧力は平衡状態にあるため，

$$P_r = P_o + \left(2A_1 m_p v_o n_1 + 2A_2 m_p v_o n_2\right) v_o \tag{3.2}$$

が成り立つ[2]。ここに，P_r はレーザーの輻射圧であり，全反射を仮定すると，レーザー強度 I_L とは $P_r = 2I_L/c$ の関係にある。また P_o はプラズマの圧力である。3.2 式から，イオンの加速エネルギー E_i は

$$\frac{E_i}{A_i m_p c^2} = \frac{1}{2}\left(\frac{2v_o}{c}\right)^2 = \frac{P_r - P_o}{(A_1 n_1 + A_2 n_2) m_p c^2} = \frac{Z}{A}\cdot\frac{m_e}{m_p}\cdot\frac{n_{cr}}{n_e} a^2 \left(1 - \frac{n_e}{n_{cr}}\cdot\frac{T_e}{m_e c^2}\cdot a^{-2}\right) \tag{3.3}$$

と求まる。ここで，a は規格化されたベクトルポテンシャル $a = eA/m_e c$ ，n_{cr} は臨界密度，Z ，A は密度で平均された原子番号，質量数である。また，理想気体の状態方程式

$$P_o = n_e T_e \tag{3.4}$$

を用いた。

直接加速による，イオンへのレーザーエネルギーの変換効率は，

$$R = \frac{v_o(n_1 E_1 + n_2 E_2)}{I_L} = a\sqrt{2\cdot\frac{Z}{A}\cdot\frac{m_e}{m_p}\cdot\frac{n_{cr}}{n_e}\left(1 - \frac{n_e}{n_{cr}}\frac{T_e}{m_e c^2}a^{-2}\right)} \tag{3.5}$$

となり，$a^2 >> \frac{n_e}{n_{cr}}\cdot\frac{T_e}{m_e c^2}$ の領域では a に比例することが分かる。

§3.2　衝撃波加速

前節で述べた直接加速機構によって，イオンが音速以上に加速されると，あるマッハ数(臨界マッハ数，後述)以下の時に衝撃波が励起され，プラズマ中を伝播して行く。流体力学的衝撃波では，粒子の衝突が散逸機構として働くが，今考えている時間スケールでは，プラズマは無衝突と考えられる。しかし，プラズマ中では，衝撃波中の静電ポテンシャルによる粒子の跳ね返りが散逸機構として働き，衝撃波が生じる[3]。このことを理解するために，まず衝撃波中の静電ポテンシャル ϕ の構造を調べる。これは，次のようにして行うことができる[3]。

図 3.1 のように，衝撃波の伝播速度を v_s とし，衝撃波面に乗った系で考えることにする。下流でのイオンの温度は十分に低く，速度の温度広がりを無視できると仮定すると，エネルギーの保存則より，

$$Z_i e\phi = \tfrac{1}{2} A_i m_p \left(v_s^{\,2} - v_i^{\,2} \right) \quad (i = 1,2)。 \tag{3.6}$$

下流でのイオンの密度を n_1，n_2 とすると，衝撃波中でのイオン密度は，

$$n_i' = n_i v_s / v_i = n_i \Big/ \sqrt{1 - \frac{2Z_i e\phi}{A_i m_p v_s^{\,2}}} \tag{3.7}$$

となる。電子の分布はボルツマン分布であるので，ポアソン方程式は，

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = en_e e^{\frac{e\phi}{T_e}} - Z_1 en_1 \Big/ \sqrt{1 - \frac{2Z_1 e\phi}{A_1 m_p v_s^{\,2}}} - Z_2 en_2 \Big/ \sqrt{1 - \frac{2Z_2 e\phi}{A_2 m_p v_s^{\,2}}} \tag{3.8}$$

と書ける。ここで，$Z_1/A_1 = Z_2/A_2$ であったので，(3.8)式は結局，

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = en_e e^{\frac{e\phi}{T_e}} - en_e \Big/ \sqrt{1 - \frac{2Ze\phi}{Am_p v_s^{\,2}}} \tag{3.9}$$

となる。これを，無次元化した量，$\xi = x/\lambda_{De}$ ，$\mathfrak{M} = v_s/c_s$ (マッハ数)，$\chi = e\phi/T_e$ で書くと，

$$\begin{aligned} &\frac{d^2\chi}{d\xi^2} = -\frac{dV(\chi)}{d\chi} \\ &V(\chi) = 1 - e^{\chi} + \mathfrak{M}^2 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{2\chi}{\mathfrak{M}^2}} \right) \end{aligned} \tag{3.10}$$

となる。ここに $c_s^{\,2} = ZT_e/Am_p$ ，c_s はイオン音波の速度である。

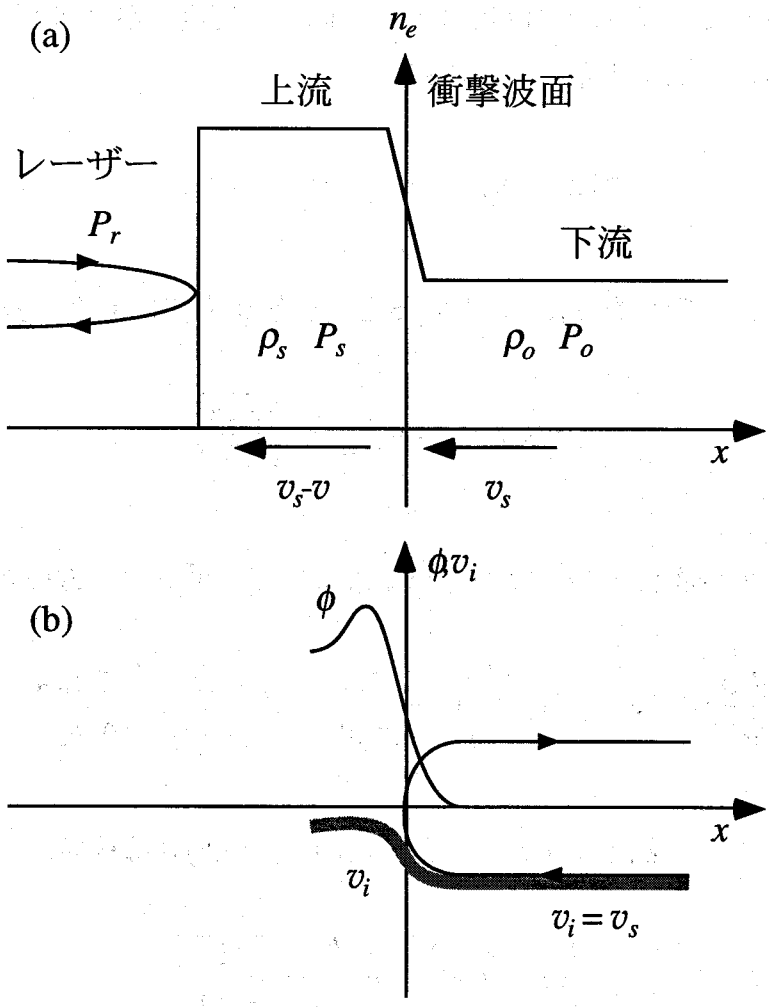

図 3.1　衝撃波の構造。(a)電子密度と(b)静電ポテンシャル。衝撃波下流の粒子の一部がポテンシャルを乗り越えられずに，反射される。

(3.10) 式は，仮想的なポテンシャル V の中を運動する振動子 χ の運動方程式と見なすことができる。V のことを Sagdeev のポテンシャルと呼ぶ。V の典型的な形は図 3.2 のようになる。もし，プラズマに散逸機構がない場合について，(3.10)式を $\xi = 0$ で $\chi = 0$，$d\chi/d\xi = 0$ の境界条件で解けば，図 3.3 (a) に示す様に，$\chi = 0$ から出発して，$V(\chi)$ が χ 軸と交わる点で極大値をとってまた 0 に戻ってくるような，孤立波型のポテンシャルが得られる。プラズマに散逸があれば，仮想的な振動子 χ は減衰を受け，$V(\chi)$ の極小点付近で振動する波列型のポテンシャルとなる(図 3.3 (b))。

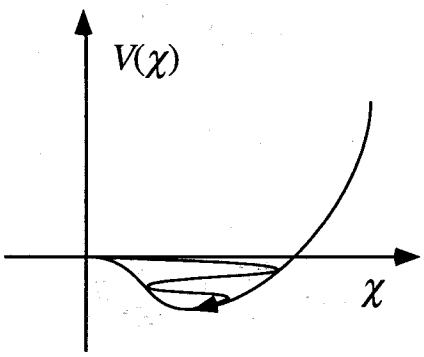

図 3.2　Sagdeev ポテンシャル

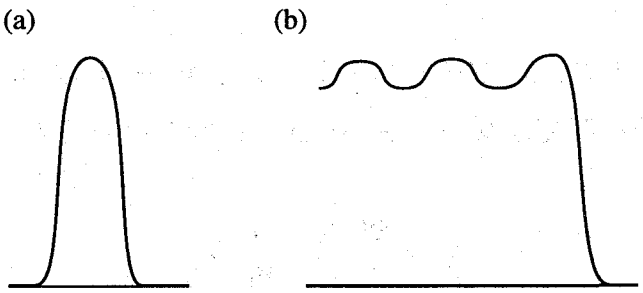

図 3.3　衝撃波中のポテンシャル。プラズマに散逸がない場合には，(a) の様な孤立波型，散逸がある場合には (b) の様な波列型になる。

今まで，イオンの温度は十分に低く，下流でのイオンの速度を一定と考えてきた。しかし，実際には有限の温度があり，ある程度速度に広がりがある。このため，速度が小さく，ポテンシャルの壁を乗り越えられない粒子は，ポテンシャルの前面で反射されることになる。これは，衝撃波上流での電荷密度を低下させる。このため，粒子の反射は，上述の仮想振動子 χ に対する，減衰機構として働き，ポテンシャルは図 3.3 (b) の様になる。

ポテンシャル前面での粒子の反射を実験室系から見ると，粒子が加速を受けているように見える。この加速機構を衝撃波加速と呼ぶ。粒子の加速エネルギーは，ポテンシャルの高さから計算することができる。ポテンシャルの高さを，(3.10) 式の $V(\chi)$ の極小点 χ_o で評価することにする。$dV/d\chi = 0$ より，

$$e^{\chi_o} = 1\Big/\sqrt{1-\frac{2\chi_o}{\mathfrak{M}^2}}\,。 \tag{3.11}$$

ここで，

$$\chi_o = \frac{\mathfrak{M}^2}{2}\left(1-\frac{1}{\mathfrak{M}^2}\delta\right) \tag{3.12}$$

と置くと，(3.11) 式より，

$$\frac{\delta}{2}e^{-\delta} = \frac{\mathfrak{M}^2}{2}e^{-\mathfrak{M}^2} \tag{3.13}$$

となる。$\delta = \mathfrak{M}^2$ は (3.13) 式の一つの解であるが，それは $\chi = 0$ を与えるだけであるので，求める解ではない。(3.13) 式の自明でない解を δ_o として，結局，

$$\chi_o = \frac{\mathfrak{M}^2}{2}\left(1-\frac{1}{\mathfrak{M}^2}\delta_o\right) \tag{3.14}$$

である。

(3.14) 式の χ_o を用いて，反射粒子のエネルギーは

$$\frac{1}{2}M_i v_i^2 = Z_i e\phi_o = Z_i T_e \chi_o \tag{3.15}$$

すなわち，

$$v_i = \sqrt{2\chi_o}\,c_s \tag{3.16}$$

である。これを，実験室系に直して，衝撃波加速による加速粒子のエネルギーは，

$$E_i = \frac{1}{2} A_i m_p \left(v_i + v_s\right)^2$$
$$= \frac{1}{2} A_i m_p c_s^2 \mathfrak{M}^2 \left(1 + \sqrt{1 - \frac{\delta_o}{\mathfrak{M}^2}}\right)^2 \tag{3.17}$$

となり，イオン音波の音速と，マッハ数で表わされる。

衝撃波加速が起こるためには，$\mathfrak{M}$ はある範囲に限られる。$\mathfrak{M}$ の下限は Sagdeev ポテンシャル (3.10) が $\chi = 0$ 付近で，山になる条件から決まる。(3.10) を $\chi << 1$ で展開して，

$$\frac{1}{2}\chi^2 - \frac{\chi^2}{2\mathfrak{M}^2} > 0, \quad \mathfrak{M}^2 > 1 \tag{3.18}$$

である。$\mathfrak{M}$ の上限は，$V(\chi)$ が $\chi > 0$ で χ 軸と交わらなければならないという条件から求まる。(3.10) 式より，ある $\chi > 0$ に対して，

$$e^{\chi} - 1 < \mathfrak{M}^2 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{2\chi}{\mathfrak{M}^2}}\right) \tag{3.19}$$

が満たされなければならない。$\mathfrak{M}$ が 1 以上であれば，初めは左辺が大きい。$\mathfrak{M}^2$ が大きすぎなければ，右辺は左辺に追い付いてくる。しかし，右辺の平方根のために，χ のとれる最大値は $\mathfrak{M}^2/2$ である。この最大値を，(3.19) 式に代入して，

$$\exp(\mathfrak{M}^2/2) - 1 < \mathfrak{M}^2 \tag{3.20}$$

すなわち，

$$\mathfrak{M} < 1.6 \tag{3.21}$$

である。結局，衝撃波加速がおこる $\mathfrak{M}$ の範囲は

$$1 < \mathfrak{M} < 1.6 \tag{3.22}$$

である。

§3.3　レーザーによる衝撃波励起

まず，衝撃波が生じた場合の衝撃波の構造を調べる。衝撃波の上流と下流での物理量を図3.1 のように定義する。図で，レーザーは左側から入射しており，プラズマを圧縮する。その結果，密度の不連続面が形成され，プラズマ中を右側へ伝播する。P_s，P_o は衝撃波上流と下流でのプラズマの圧力，ρ_s，ρ_o は質量密度である。いま，衝撃波面に乗って移動する系で考えると，

$$\rho_o v_s = \rho_s (v_s - v), \tag{3.23}$$

$$P_o + \rho_o v_s^2 = P_r + \rho_s (v_s - v)^2, \tag{3.24}$$

$$\frac{\kappa}{\kappa - 1} P_o v_s + \frac{1}{2}\rho_o v_s^3 = \frac{\kappa}{\kappa - 1} P_r (v_s - v) + \frac{1}{2}\rho_s (v_s - v)^3, \tag{3.25}$$

の関係が成り立つ。ここで，$P_s = P_r$ を使った。κ は比熱比である。1次元的に圧縮が行われる場合には，$\kappa = 3$ である。これら3式を ρ_s，v_s，v について解いて，

$$\frac{\rho_s}{\rho_o} = \frac{(\kappa+1)P_r/P_o + \kappa - 1}{(\kappa-1)P_r/P_o + \kappa + 1}, \tag{3.26}$$

$$\frac{v_s}{c_s} = \sqrt{\frac{\kappa-1}{2} + \frac{\kappa+1}{2}\cdot\frac{P_r}{P_o}}, \tag{3.27}$$

$$\frac{v}{c_s} = \left(\frac{P_r}{P_o} - 1\right) \Bigg/ \sqrt{\frac{\kappa-1}{2} + \frac{\kappa+1}{2}\cdot\frac{P_r}{P_o}}, \tag{3.28}$$

が得られる。$c_s = (P_o/\rho_o)^{1/2}$ は音速であり，理想気体の状態方程式(3.4)より $c_s^2 = ZT_e/Am_p$ であることがわかり，前節で定義したものと同一である。

(3.27)式は衝撃波のマッハ数であるが，$P_r/P_o \to 1$ の時，$\mathfrak{M} \to \sqrt{\kappa}$ となることが

分かる。もともと，(3.27)式は $P_r/P_o > 1$ の範囲で求められた解であり，$P_r/P_o = 1$ では $\mathfrak{M} = 0$ となるべきである。すなわち，$P_r/P_o = 1$ でマッハ数に跳びが生じていることが分かる。しかし実際には，マッハ数は，レーザー光子圧 P_r の増加とともに連続的に変化して行くはずである。これは，衝撃波面での質量流量，運動量流量，エネルギー流量の保存則(3.23)式～(3.25)式に，粒子の跳ね返りを考慮することで理解できる。このとき，式(3.23)～式(3.25)は，

$$\rho_o(1-\Delta)v_s = \rho_s(v_s - v) \tag{3.29}$$

$$P_o + \rho_o(1+\Delta)v_s^2 = P_r + \rho_s(v_s - v)^2 \tag{3.30}$$

$$\frac{\kappa}{\kappa-1}P_o v_s + \frac{1}{2}\rho_o(1-\Delta)v_s^3 = \frac{\kappa}{\kappa-1}P_r(v_s - v) + \frac{1}{2}\rho_s(v_s - v)^3 \tag{3.31}$$

と修正される。ここに Δ は反射する粒子の割合である。また，反射粒子の速度は v_s に等しいものと見なした。これらの式を，v_s について解き，マッハ数を求めると，

$$\mathfrak{M}^2 = \frac{2(P_r/P_o - 1)}{C + \sqrt{C^2 + D}}\left\{\frac{\kappa+1}{2}\cdot\frac{P_r}{P_o} + \frac{\kappa-1}{2}\right\} \tag{3.32}$$

$$C = (1+\Delta)(P_r/P_o - 1) + 2\kappa\Delta, \quad D = 8\Delta\left\{(\kappa^2-1)(P_r/P_o - 1)/2 + \kappa(\kappa-1)\right\}(P_r/P_o - 1)$$

となる。$\Delta \to 0$ で(3.27)式に一致し，$P_r/P_o = 1$ では $\mathfrak{M} = 0$ となる事が分かる。このように，粒子の反射を考慮した計算では，マッハ数は0から連続的に立ち上がっていくが，$\Delta \to 0$ とする近似のために跳びが生じる。なお，(3.32)式は，$\Delta = 1$ のとき，

$$\mathfrak{M}^2 = \frac{P_r/P_o - 1}{2} \tag{3.33}$$

となるが，これは直接加速の所で導いた表式(3.2)に他ならない。

(3.32)式のマッハ数が，(3.22)式の条件を満たすためには，P_r/P_o に上限と下限が存在する。すなわち，レーザー強度がある領域内にあるときにだけ，衝撃波

加速が起こる。図 3.4 (a)に，式(3.32)のプロットを示す。粒子の反射率 Δ をパラメーターとしてグラフが描かれており，Δ が小さいほど(3.27)式に近づいて行く。グラフは右上がりの曲線になっており，マッハ数が(3.22)の条件を満たすためには，P_r/P_o に上限と下限が存在する。ここで注意しなければならないのは，レーザー照射によってプラズマの温度はすぐに上昇して行くため，$P_o = n_e T_e$ はレーザーの強度に依存することである。例えば，１次元の粒子シミュレーションを行った結果(次節)からは，$T_e \propto I_L^{1/2}$ という経験則が得られている。この場合，レーザー強度の増強とともに，P_r/P_o はある点で１になりイオンの直接加速が始まる(図 3.4 (b))。P_r/P_o が１を少し超えただけの所では，マッハ数(3.33)が１以下であるため，衝撃波加速にはならないが，ある程度レーザー強度が高くなると衝撃波加速が起こる。さらにレーザー強度を上げると今度は，マッハ数が 1.6 よりも大きくなるために，衝撃波加速から直接加速へと遷移する。

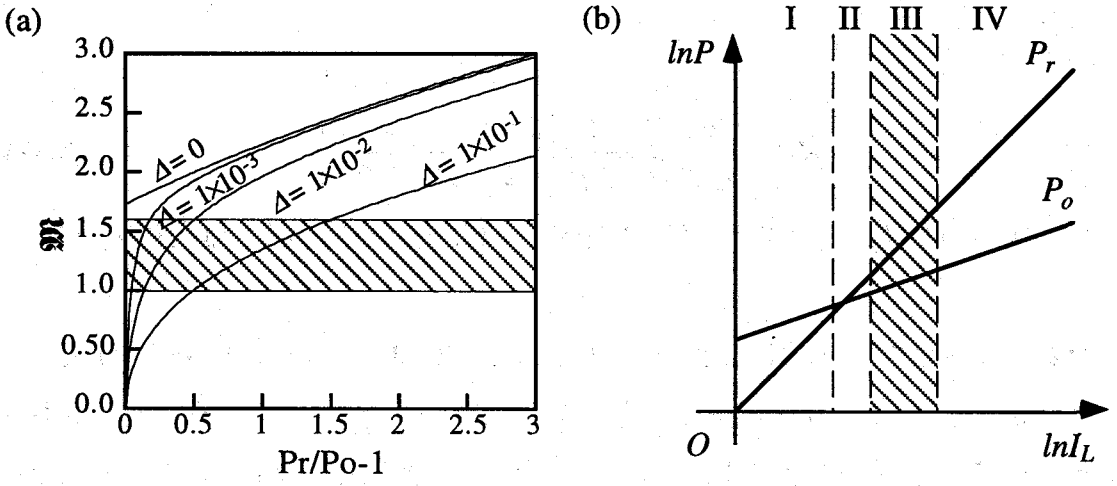

図 3.4　イオンの加速機構のレーザー強度依存性。 (a)(3.32) 式を，粒子の反射率 Δ を変えてプロットしたもの。マッハ数が１から 1.6 の範囲(図の斜線領域)に収まるためには，P_r/P_o に上限と下限がある。(b)P_r と P_o のレーザー強度依存性。I の領域では，$P_r < P_o$ でありイオンの加速は起こらない。II，IV の領域で直接加速が起こり，III の領域では，マッハ数が $1 < \mathfrak{M} < 1.6$ であり衝撃波加速になる。

衝撃波加速で加速されるイオンのエネルギーは，(3.17)式で計算される。(3.17)式に，(3.32)式を用いると，結局，

$$\frac{E_i}{A_i m_p c^2} = \frac{\kappa+1}{4}\cdot\frac{2(P_r/P_o-1)}{C+\sqrt{C^2+D}}\cdot\left(1+\sqrt{1-\frac{1}{\mathfrak{M}^2}\delta_o}\right)^2 \times \times\frac{Z}{A}\cdot\frac{m_e}{m_p}\cdot\frac{n_{cr}}{n_e}\left(a^2+\frac{\kappa-1}{\kappa+1}\cdot\frac{T_e}{m_e c^2}\right) \tag{3.34}$$

が得られる。この式は，$a^2 \gg (n_e/n_{cr})\cdot(T_e/m_e c^2) > T_e/m_e c^2$ の領域では，直接加速に対する式，(3.3)と比べて，係数，

$$\frac{\kappa+1}{4}\cdot\frac{2(P_r/P_o-1)}{C+\sqrt{C^2+D}}\cdot\left(1+\sqrt{1-\frac{1}{\mathfrak{M}^2}\delta_o}\right)^2,$$

の分だけ大きな値になる。この係数は通常 1～2 の値をとる。

§3.4 シミュレーション

固体密度のプラズマに，超高強度レーザーを照射した場合に，電子やイオンが加速されるメカニズムを調べるために，１次元の電磁粒子コードを用いてシミュレーションを行った。このシミュレーションでは，実際の照射条件に近づけるために，電子，重水素，炭素の３種の粒子を同時に扱い，各々の実際の質量比が考慮されている。また初期の電子密度は $n_e = 300\, n_{cr}$ (n_{cr} はレーザーの臨界密度) に選ばれており，これは，C-D プラズマの 1 g/cm^3 に相当する。プラズマの厚みは 2.1 μm であり，電子，重水素，炭素に各々 150,000 個のマクロ粒子が割り当てられている。プラズマの両側には 5 μm の真空領域が設けられており，境界の影響が及ぶのを避けている。プラズマの初期温度は 1.5 keV に設定されている。レーザーの強度が 6.3×10^{19} から 3.97×10^{21} W/cm^2 にわたる領域についてシミュレーションを行なった。

図 3.5 に，レーザー強度が 6.3×10^{19} W/cm^2 の時のシミュレーション結果を示す。図 3.5 (a) は，電子密度とポテンシャルのプロット，(b) はイオンの密度プロットである。図で，レーザーは左側から入射しており，プラズマが押されて圧縮されて行くのが分かる。 (3.26) 式から $P_f/P_o > 1$ のとき，密度の跳びは，

$$\frac{\rho_s}{\rho_o} \le \frac{\kappa+1}{\kappa-1} = 2 \tag{3.35}$$

であることが分かり，シミュレーション結果を良く説明している。ここで，1次元の理想気体の比熱比 $\kappa = 3$ を用いた。ポテンシャルのプロットを見ると，衝撃波の発生にともないポテンシャル差ができている。また，レーザーとプラズマの界面に，ポンデラモーティブ力による強い電界が働いていることが分かる。(c) と (d) の炭素，重水素の位相空間図を見れば，衝撃波が形成されて，その前面でイオンの反射が起こっていることが分かる。図 3.5 (b) で重水素の密度が炭素に比べ低くなっているのは，重水素の方が速度の熱広がりが大きいため，粒子の反射がより多く起こっているためである。

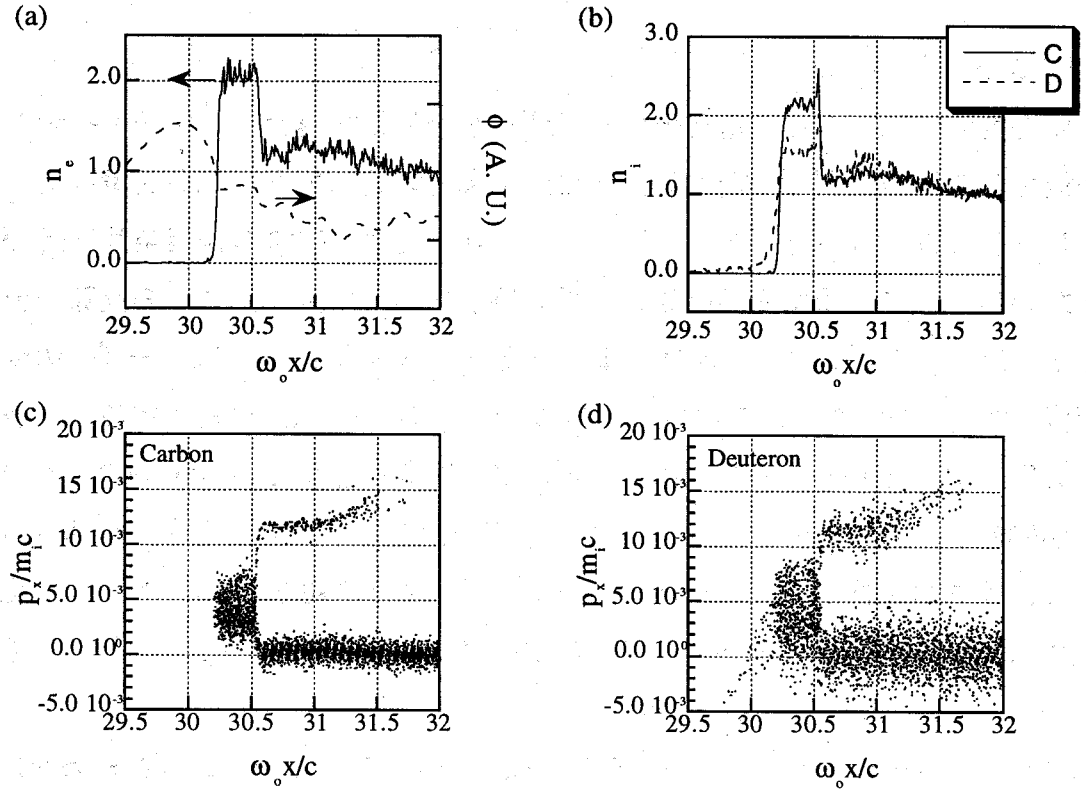

図 3.5　$I_L = 6.3\times10^{19}$ W/cm^2 の時のシミュレーション結果。(a) は電子密度とポテンシャルのプロット。(b) はイオン密度。密度は初期密度を 1 としている。(c), (d) は炭素と重水素の位相空間プロット。各プロットは $\omega_o t = 258$ において描かれている。

今，$\kappa = 3$，粒子の反射率を10%程度と仮定すると，衝撃波が存在するレーザー強度の範囲は，図3.4 (a)から，

$$1.5 < \frac{P_r}{P_o} < 2.5 \tag{3.36}$$

となる。

$$\frac{P_r}{P_o} = \frac{n_{cr}}{n_e} \cdot \frac{m_e c^2}{T_e} a^2 \tag{3.37}$$

であるので，電子の温度は

$$1.3 \times 10^{-3} a^2 < \frac{T_e}{m_e c^2} < 2.2 \times 10^{-3} a^2 \tag{3.38}$$

である必要がある。すなわち，電子温度は 34keV から 58keV の間にあることが必要である。シミュレーションの初期条件で温度を 1.5keV に設定してあるが，電子は **v×B** 加熱により急速に加熱されて行く[1,4]。図 3.5 の時の，電子の分布関数を図3.6 に示す。分布関数の裾野が広がっており，実効的な温度は10keV から 100 keV になっていることが分かる。これにより，衝撃波加速が起こるための条件は満たされていることが分かる。

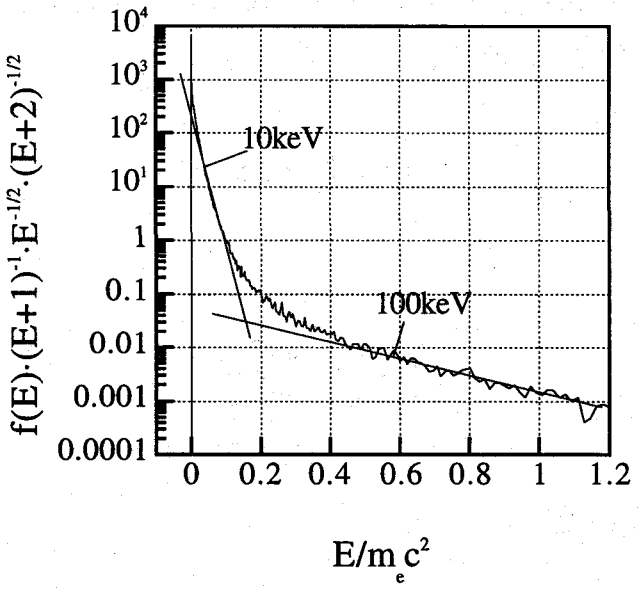

図 3.6　$\omega_o t = 258$ の時間での電子の分布関数。

レーザーの照射強度が上がるとともに，P_r が電子温度に比べ急激に上昇するため，条件 (3.22) が満たされなくなり，衝撃波加速は起こらなくなる。図 3.7 に，レーザー強度が 3.97×10^{21}W/cm^2 の場合のシミュレーション結果を示す。図の見方は，図 3.5 と同様である。密度のプロットを見る限りでは，図 3.5 と同様，衝撃波が立っている様に見えるが，位相空間のプロットから明らかなように，この領域では，直接加速になっている。図 3.7 (c), (d) の加速されたイオンに見られる波型の構造は，ポンデラモーティブ力が周期 $2\omega_o$ で振動していることを示している[5]。また，加速されたイオンは，冷たいイオンとの衝突で速度を落として行く。

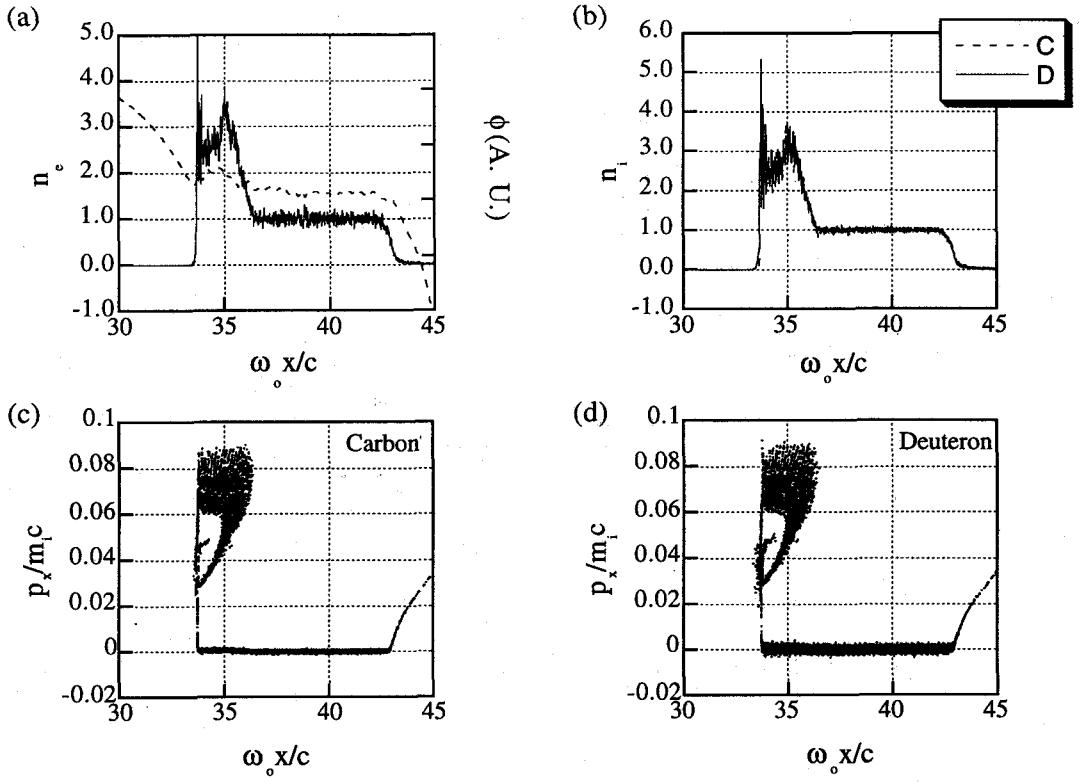

図 3.7　$I_L = 3.97\times10^{21}$ W/cm^2 の時のシミュレーション結果。(a) から (d) は，図 3.5 の中のものと同様なプロット。$\omega_0 t = 184$ に対してプロットされている。

直接加速，衝撃波加速各々の場合について，加速されたイオンのエネルギーが，(3.3) 式，(3.34) 式から計算される。なお，(3.34) 式中の δ_o は(3.13) を数値的に解くことにより求めた。これを，シミュレーションの結果と比較したものが，図 3.8 である。図のなかには，電子温度 T_e/m_ec^2 をパラメータとして，曲線が描かれている。衝撃波加速は，(3.22) の条件により，あるレーザー強度の範囲でのみ起こる。このため，衝撃波加速の 1 本の線は狭い強度範囲でのみ描かれている。

図の中の点は，シミュレーションにより得られた位相空間のプロットから計算される，加速イオンの平均運動エネルギーを示す。シミュレーションでは，6.3×10^{19} W/cm^2 ，1×10^{20} W/cm^2 の 2 点(左側の 2 点)のみが衝撃波加速であった。これらの点は，それぞれ $T_e/m_ec^2 = 0.1$，0.2 の線の上に乗る。これは，プラズマの電子のエネルギー分布関数(図 3.6) から求まる温度とも一致する。また，他の

点は，直接加速の線の上にきれいに乗っている。この図から，衝撃波加速から直接加速への遷移は $a^2 = 100$ 付近で起こっていると考えられる。

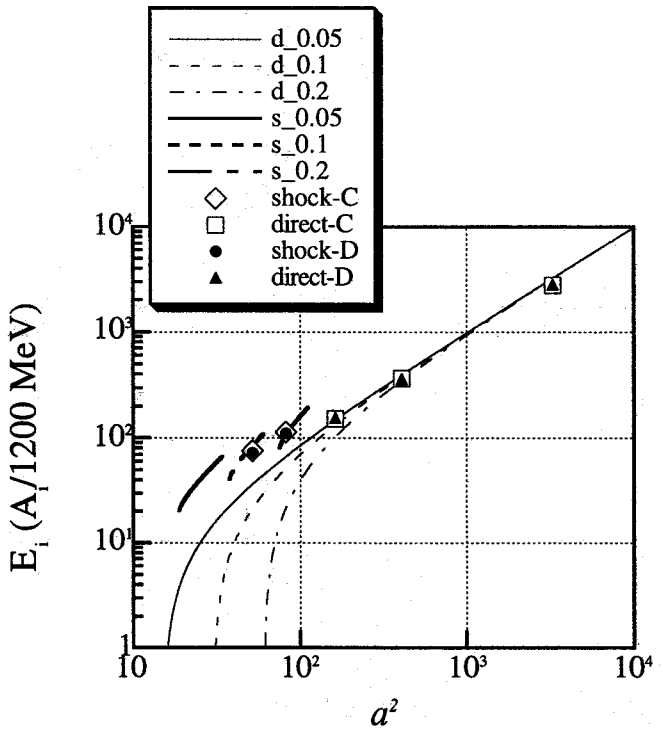

図 3.8　イオンの加速エネルギーのレーザー強度依存性。縦軸のエネルギーは，$A_i m_p c^2 \frac{Z}{A} \cdot \frac{m_e}{m_p} \cdot \frac{n_{cr}}{n_e}$ で規格化してある。凡例中に d_，s_と示してあるのは，グラフが直接加速，衝撃波加速の理論式(3.3)，(3.34)式であることを表し，後に続く数字は電子温度$T_e/m_e c^2$の値を表わしている。例えばd_0.05は，直接加速の理論式(3.3)を電子温度，$T_e/m_e c^2 = 0.05$ としてプロットしてあることを示す。また，グラフの上にプロットしてある点は，例えば shock-C なら衝撃波加速が起こっているときのシミュレーションの炭素イオンに関する結果を示している。レーザー強度の増加とともに衝撃波加速から直接加速へと移り変わって行くのがわかる。

§3.5　加速効率

超高強度レーザーを，高速点火核融合の追加熱用ドライバーとして利用することを考えると，レーザーから電子・イオンへのエネルギーの変換効率が重要である。シミュレーションにより，電子・イオンの運動エネルギーを計算した。

時間とともにレーザーのエネルギーが，電子・イオンの運動エネルギーに変換されていく様子を図 3.9 に示す。図の A から E は異なる照射強度に対するプロットである。A, B が衝撃波加速，C から E が直接加速である。直接加速の場合には，§ 3.1 の解析から分かるように，イオンのエネルギー吸収率は時間的に一定，すなわち，イオンの運動エネルギーは時間に対して直線的に増加する。図 3.9 (b), (c) から直接加速の場合には，シミュレーションの後半でエネルギーの増加が直線的になっていることが分かる。衝撃波加速でも，イオンのエネルギーの増加は直線的であるが，シミュレーションの終り付近では，傾きが急になっていき，エネルギー変換効率が良くなっていく。また，イオンへのエネルギー変換率が強度に対して増加するのに比べて，電子への変換率は低下して行くことがわかる。

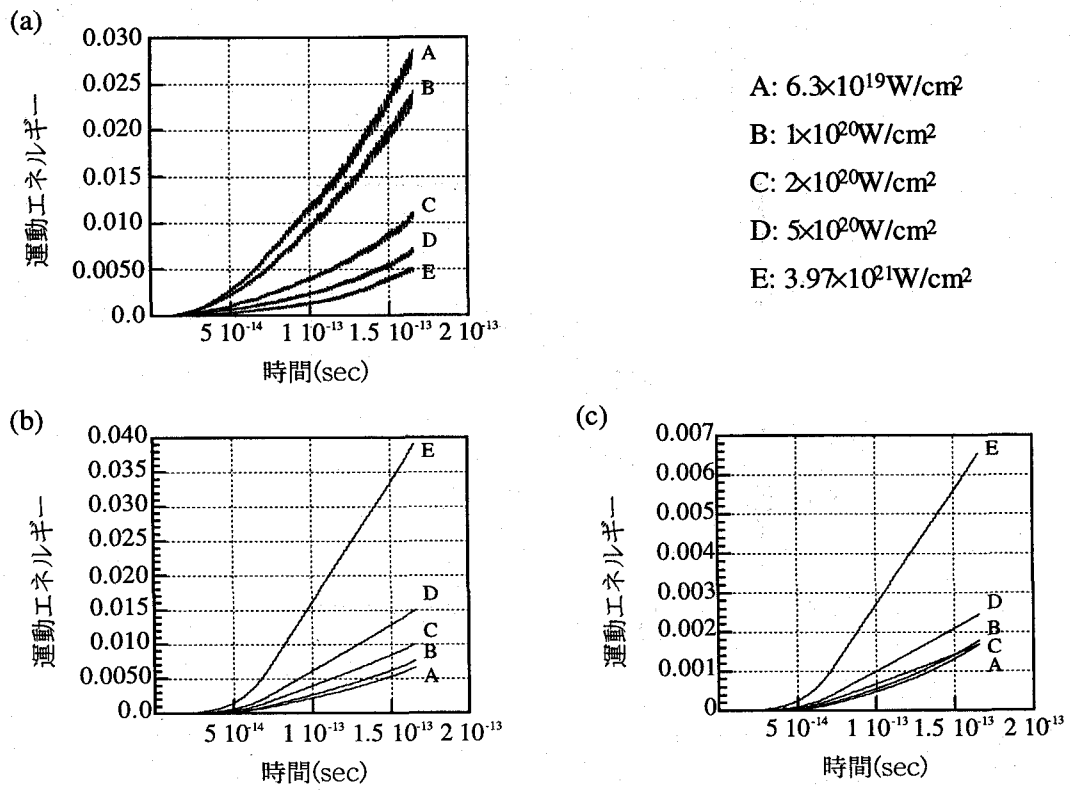

図 3.9　電子(a)，炭素(b)，重水素(c) のエネルギー吸収曲線。図の縦軸は，プラズマ中の各粒子の運動エネルギーの合計であり，レーザーパルスのエネルギーで規格化してある。A，B が衝撃波加速，C，D，E が直接加速である。

エネルギー変換率の強度依存性を調べるため，図 3.9 の曲線の最後付近での傾きより変換率を計算した。そのプロットを，図 3.10 に示す。図には，(3.5)式の直接加速に対する変換効率曲線も同時にプロットしてある。直接加速が起こっている領域では，理論とシミュレーションが非常に良く一致する。衝撃波加速の領域では，イオンの加速効率は直接加速で予想される値より大きくなることが分かる。このとき，炭素よりも重水素のほうが変換効率の上がり方が大きい。これは，次のように理解することができる。§ 3.2 で説明したように，衝撃波加速は，イオンがある程度熱的な広がりを持っているために，一部が衝撃波のポテンシャルを乗り越えられず反射されるために起こる。このとき，質量の大きい炭素イオンよりも軽い重水素イオンのほうが，熱的広がりが大きい。したがって，反射される割合も大きくなり，重水素イオンの運動エネルギーが衝撃波加熱ではより大きくなる。

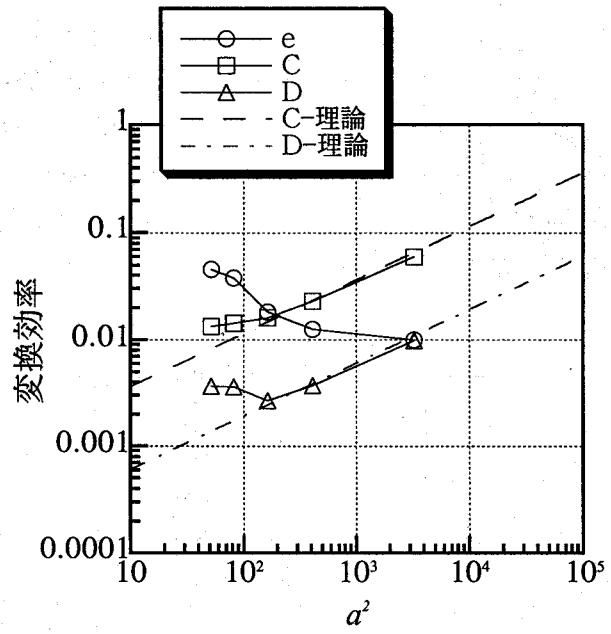

図 3.10　エネルギー変換効率。図中の 2 本の直線は，炭素と重水素に対する(3.5)式の理論曲線である。

§3.6　D-D 核融合反応

高速点火では，加速された電子やイオンによって燃料の追加熱を行う。しかし，このとき，加速された重水素イオンが他の重水素イオンと核融合反応を起こせば，燃料の加熱効率が飛躍的に上昇する可能性がある。D-D 核融合反応の断面積は，100keV 付近で最大値をとる。一方，シミュレーションではレーザー強度が 6.3×10^{19} W/cm^2 の時，衝撃波加速による重水素イオンのエネルギーは約 130keV である。このことから，D-D 反応による追加熱の可能性は十分に考えられる。図 3.11 に $I_L = 6.3\times10^{19}$W/cm^2 と $I_L = 1\times10^{20}$W/cm^2 の時の分布関数を示す。衝撃波加速によって加速されたイオンのピークがはっきりと現われており，分布関数の裾野は 300 keV 程度まで広がっているのが分かる。

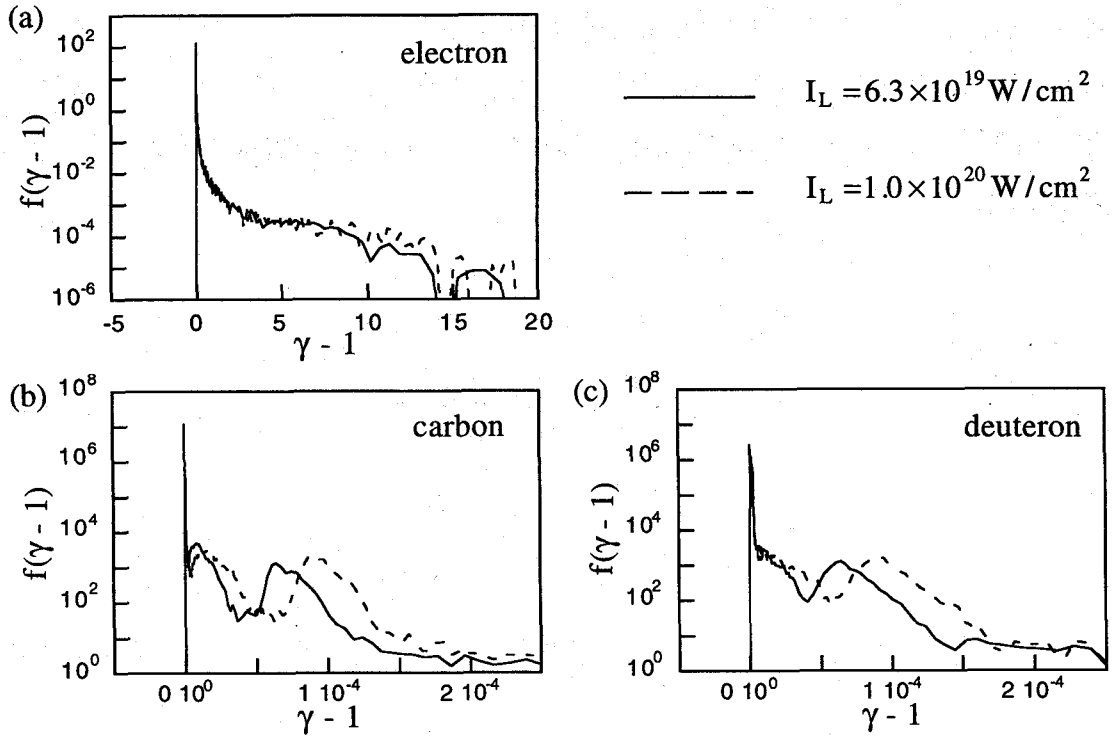

図 3.11　炭素(b)，重水素(c) の $\omega_0 t$ = 283.5(=0.16psec) におけるエネルギー分布関数。実線はレーザー強度 6.3×10^{19}W/cm^2，点線は 1×10^{20}W/cm^2 におけるプロット。

このシミュレーションから得られた重水素の分布関数を用いて，この D-D 反応の反応数を見積もって見た。エネルギー E_o の重水素原子が，電子との衝突に

より，

$$\frac{dE_i}{dt} = -2\nu_{ei}E_i \tag{3.39}$$

$$\nu_{ei} = \left(1 + A_i m_p / m_e\right)\Psi(x)\nu_o \tag{3.40}$$

に従って速度を落として行く。ここで，

$$\nu_o = \frac{4\pi Z^2 e^4 \ln\Lambda n_e}{A_i^{\,2} m_p^2 v_i^{\,3}};\quad x = \frac{m_e v_i^{\,2}}{2T_e};$$

$$\Psi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^x t^{1/2} e^{-t} dt$$

である。$\ln\Lambda$ はクーロン対数である。重水素は，速度を落として行きながら，ある確率で他の(静止している)重水素原子と反応する。エネルギーE_o に加速された重水素原子が，電子との衝突により静止するまでに他の重水素イオンと反応する確率は，

$$\begin{aligned} P(E_o) &= \int_0^\infty n_D v_i \sigma_{DD}(E_i) dt \\ &= n_D \int_{E_o}^0 v_i \sigma_{DD}(E_i) \left|\frac{dt}{dE_i}\right| dE_i \\ &= \frac{n_D}{2}\int_0^{E_0} \frac{v_i \sigma_{DD}(E_i)}{\nu_{ei} E_i} dE_i \end{aligned} \tag{3.41}$$

で与えられる[6]。$\sigma_{DD}(E)$ は D-D 反応の断面積であり，次の近似式で与えられる。

$$\sigma_{DD}(E) = \frac{A_5 + \left[\left(A_4 - A_3 E\right)^2 + 1\right]^{-1} A_2}{E\left[\exp(A_1 E^{-1/2}) - 1\right]} \tag{3.42}$$

断面積とエネルギーの単位を，barns (1 barn = 10^{-28}m^2) と keV とすると，A_1 から A_5 までの定数は表 3.1 で与えられる[6,7]。表中の a，b はそれぞれ，

a: $D + D \rightarrow T(1.01MeV) + p(3.02MeV)$

b: $D + D \rightarrow He^3(0.82MeV) + n(2.45MeV)$

の反応に対応する。

表 3.1 (3.42)式中の定数

	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5
a	46.097	372	4.36×10^{-4}	1.220	0
b	47.88	482	3.08×10^{-4}	1.177	0

(3.41) の反応確率 $P(E)$ にシミュレーションから得られる分布関数を掛けて，積分したものが反応数になる。

$$\begin{matrix}\text{Areal Fusion} \\ \text{Reaction Density}\end{matrix} = \int_0^\infty P(E)f(E)dE \qquad (3.43)$$

(3.40) から (3.43) までを数値計算した結果を図 3.12 に示す。図 3.12 (a) は強度依存性であり，レーザー強度が上がると反応数は増加する。同図 (b) はレーザーパルス幅に対する依存性をプロットしてある。シミュレーションは 0.16psec までであるがこれを 1psec まで外挿すると，$I_L = 6.3\times10^{19}$ W/cm^2 のとき，10^{17}m^{-2} のオーダーである。レーザーのスポットサイズを 10^{-10}m^2 と仮定すると反応数は 10^7 となる。

最近 Few 等によって，ピコ秒のレーザーで生成されたプラズマから，MeV のイオンが検出が報告され，中性子の放射が測定された。それによると，10^{18} W/cm^2 の照射時に 4.4×10^9 の中性子が検出されている[8]。上の計算結果は Few らの実験よりも少ない中性子発生数を予測している。実験とシミュレーションとの相違は今後の検討による。

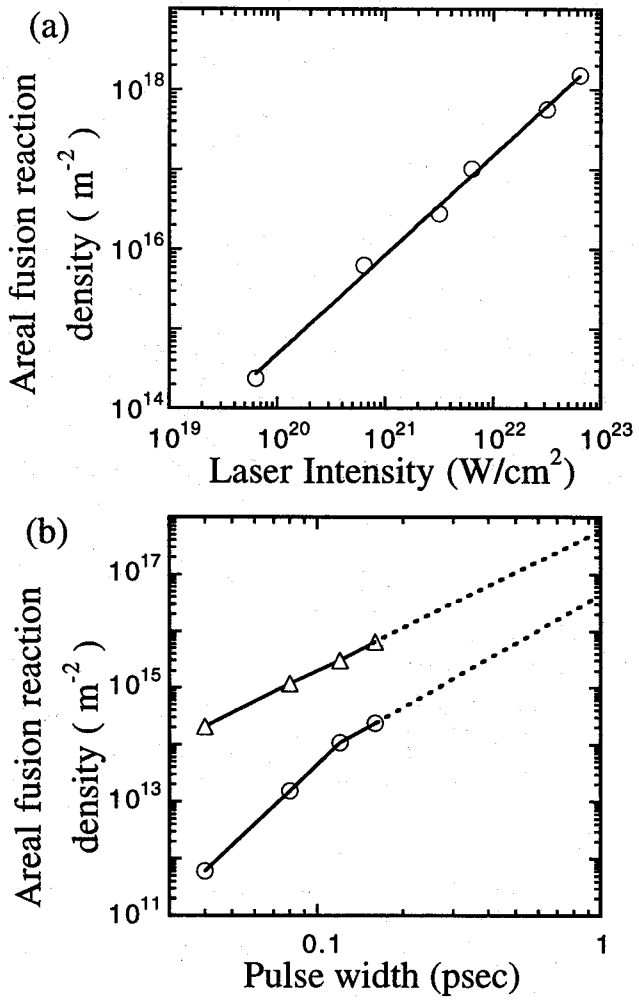

図 3.12　核融合反応面密度のレーザーパラメーター依存性。(a)強度依存性。レーザーのパルス幅は 1.6psec である。 (b)パルス幅依存性。レーザー強度が 6.3×10^{19}W/cm^2 と 6.3×10^{20}W/cm^2 の場合についてプロットしてある。

§3.7　まとめ

超高強度レーザーと固体密度プラズマの相互作用で，高エネルギーの電子，イオンが発生するが，イオンの加速機構がレーザー強度によって変化することを，１次元粒子シミュレーションにより明らかにした。レーザーの強度が低いときには，レーザーエネルギーは主に電子の運動エネルギーに変換されるが，強度が上がるに連れイオンの運動エネルギーへの変換効率が高くなる。この，

イオンの加速機構は，従来，直接加速であると考えられていたが，レーザープラズマのパラメーターによっては，衝撃波加速になることを示した。衝撃波加速が起こると，発生するイオンのエネルギーは，直接加速で予測される値に比べて２倍程度高くなり，レーザーエネルギーの変換効率も良くなる。このことは，高速点火用レーザーの設計において，重要な意味をもつ。

イオンの加速が起こるためには，レーザーの光子圧がプラズマ圧力を上回っている必要がある。プラズマ中の電子は，レーザーによって急激に加熱され，温度が上昇する。そして，プラズマの圧力は，このレーザー強度に依存して決まる電子温度に比例する。よって，プラズマ圧力はレーザー強度の増加とともに上昇する。しかし，レーザー光子圧よりはゆっくりと上昇して行くので，レーザー光子圧 P_r とプラズマ圧力 P_o の比 P_r/P_o は，レーザー強度の増加にしたがって，だんだんと大きくなって行く。そして，P_r/P_o が 1 を超えたところで，イオンの加速が始まる。プラズマ中に，無衝突衝撃波が励起されるためには，マッハ数 $\mathfrak{M}$ が $1 < \mathfrak{M} < 1.6$ である必要がある。P_r/P_o が 1 を超えるとマッハ数は急激に 1 に近づき，衝撃波加速が始まる。しかし，レーザー強度がさらに上がって行くと，$\mathfrak{M}$ が 1.6 を超え，加速機構は直接加速へと遷移する。この加速機構の遷移が起こるレーザー強度を決めているのは，電子の加熱メカニズム，衝撃波ポテンシャル前面での粒子の反射率，したがってイオンの速度分布関数であり，閾値を理論的に予測するには，さらに詳細な解析が必要である。この点は将来の研究にゆだねる。

核融合燃料のなかには，重水素が含まれており，超高強度レーザーで加速される重水素イオンのエネルギーは，数 100keV から数 MeV である。これは，ちょうど D-D 核融合断面積のピークと重なる。このため，超高強度レーザー照射プラスチックターゲット中で D-D 核融合反応が起こっている可能性がある。このときの中性子発生数を，シミュレーションより得られた重水素イオンの分布から計算し，Rutherford 研究所の実験結果を解析するための基礎を確立した。

第３章参考分献

1. S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak and A. B. Langdon, Phys. Rev. Lett. **31**, 1383 (1992); S. C. Wilks, Phys. Fluids B **5**, 2603 (1993).
2. W. L. kruer, E. J. Valeo and K. G. Estabrook, Phys. Rev. Lett. **35**, 1076 (1975).
3. F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics*, (Plenum Press, 1974).
4. W. L. Kruer and K. Estabrook, Phys. Fluid **28**, 430 (1985)
5. P. Sprangle, E. Esary and A. Ting, Phys. Rev. Lett. **64**, 2011 (1990).
6. J. D. Huba, *NRL Plasma formulary* (NRL, 1994).
7. G. M. Miley, et. al., *Fusion Cross Section and Reactivates*, Rept.COO-2218-17 (University of Illinois, Urbana, IL, 1974);B. H. Duane, *Fusion Cross Section Theory*, Rept. BNWL-1685 (Brookhaven National Laboratory, 1975).
8. A. P. Few et. al. Phys. Rev. Lett. **73**, 1801 (1994).

第４章　誘導ラマン散乱における複雑性

誘導ラマン散乱(Stimulated Raman Scattering; SRS) は，レーザープラズマ中に見られるパラメトリック不安定性の一つであり，入射レーザー光が電子プラズマ波と散乱電磁波に崩壊する現象である。レーザー核融合の分野では，レーザーエネルギーの損失の観点から研究され，比較的強度の低い領域での性質は良く知られている。しかし，最近の高強度での照射実験や，シミュレーションにより，SRS はパラメトリック理論では説明できないような複雑な振る舞いを示すことが知られるようになってきた。この章では，１次元の粒子コードを用いて，SRS 振幅の時間的な振動，バースト，スペクトルの広帯域化，青方偏移などの複雑性をともなう現象が起こることを示す。

§4.1　誘導ラマン散乱

誘導ラマン散乱(Stimulated Raman Scattering; SRS) は，レーザープラズマ中に見られるパラメトリック不安定性の一つであり，入射レーザー光が電子プラズマ波と散乱電磁波に崩壊する現象である[1]。入射レーザー光，散乱電磁波，電子プラズマ波の周波数を，ω_o, ω_s および ω_{ek} とすると，

$$\omega_o = \omega_s + \omega_{ek} \tag{4.1}$$

の関係があり，入射レーザー光の周波数の下側に散乱スペクトルが観測される。レーザー核融合において，レーザー強度がある値を超えると，燃料コア周辺部のプラズマ中で誘導ラマン散乱が起こり，レーザーエネルギーを持ち去ってしまう。また，電子プラズマ波で加速された高エネルギーの電子は，燃料の先行加熱を引き起こし，核融合利得を低下させる。このため，誘導ラマン散乱は昔から，実験・理論の両面において精力的に研究されてきた[1-3]。また，その他の X 線レーザー，レーザー加速器などのレーザープラズマ応用分野においても誘導ラマン散乱は重要な意味を持つ[4]。

誘導ラマン散乱はパラメトリック理論により詳しく研究されており，誘導ラ

マン散乱のしきい値，初期の成長率が求められている。また，比較的長時間のスケールでは，時間-空間的に飽和に至ることが予測される。しかし，比較的レーザーの強度が大きい領域では，パラメトリック理論では予測できないより複雑な振る舞いを示すことが知られている[5]。そのような領域では，電子プラズマ波の振幅が非常に大きくなり，電子の運動が相対論的になる。そのため，SRS 飽和後の振る舞いは，電子プラズマ波の非線形性によって支配される。誘導ラマン散乱の振幅には時間的な振動が見られ，バースト(瞬間的で急激な振幅の増大と停止)が見られることもある。また，それと関連して，SRS スペクトルは，インコヒーレントに広帯域化して行く。

レーザー核融合の典型的なパラメーターでは，誘導ラマン散乱は絶対不安定になることがあり[3]，非線形領域での SRS の飽和後の振る舞いが注目される。これに対して，いくつかのメカニズムが提案されているが，電子プラズマ波の非線形性が決定的役割を担っている[5-8]。とりわけ，通常の(コヒーレントな)SRS がレーザー強度の増加とともに，カオス的な(乱雑な)SRS へと移り変わって行くという非常に強い非線形現象が，文献 5-8 の著者たちによって予期されていた。

最近，いくつかのグループによって，数ピコ秒の高強度レーザーを用いた低密度プラズマ照射実験で強い後方ラマン散乱が観測された。検出されたスペクトルは，強く変調され，短波長側にインコヒーレントに広がっており，十分納得の行く説明がついていない[4,11]。

以下の節では，１次元の PIC シミュレーションを用いて，後方ラマン散乱に見られる複雑性に説明を与える。以下では，焦点を誘導ラマン散乱に絞るために，イオンの運動は考えないことにする。これによって，その他の非線形現象，特に誘導ブリルアン散乱を排除して考えることができる。しかしながら，SRS の初期の段階(数 1000 レーザー周期)での発展と飽和現象を考える上では，イオンの運動は問題にならない。また，数ピコ秒，高強度の SRS 実験との比較についても議論する。

§4.2　3 波結合モデル(3 Wave Interaction Model)

以下で考えるモデルでは，プラズマは真空中に置かれた密度一定の薄い平板

であり，片側からレーザーで照射されている。これは，レーザー生成箔膜プラズマ実験に対応する(例えば Villeneuve et. al. 文献５)。プラズマ中の誘導ラマン散乱では，電磁波と電子プラズマ波の結合がそれほど強くないとき，成長率[2,3]は

$$\gamma_o = \frac{\omega_o \beta_o}{2}\sqrt{\frac{\alpha}{1-\alpha}} \tag{4.2}$$

で与えられる。ここに，$\alpha = \omega_p/\omega_o$ はプラズマ周波数とレーザーの周波数との比である。$\beta_o = v_{os}/c$ は電子の振動速度と光速の比で計ったレーザーの振幅である($v_{os} = 25.6\, I^{1/2}\, \lambda_o$ [cm/s] ，I は W/cm^2 で表わしたレーザー強度，λ_o はレーザーの波長[μm])。(4.2)式の γ_o が ω_p 以上になると SRS の成長率は，

$$\frac{\gamma_o}{\sqrt{3}} = \left(\frac{\omega_p^{\,2}\omega_o v_{os}^{\,2}}{16c^2}\right)^{\frac{1}{3}} \tag{4.3}$$

で与えられるようになる。

厚みが L で固定されている密度一定のプラズマ層では，後方ラマン散乱は対流不安定にも絶対不安定にもなる。散逸がない場合には，絶対不安定性は

$$\frac{L}{L_{\rm int}} > \frac{\pi}{2}, \quad L_{\rm int} = \frac{(V_1 V_2)^{1/2}}{\gamma_o} \tag{4.4}$$

で与えられる強度以上で起こる。ここに，V_1，V_2 は散乱電磁波と電子プラズマ波の群速度である。散逸がある場合，例えば電子プラズマ波の減衰定数 Γ_2 が 0 でない場合には，(4.4) の閾値は L_{int}/L_{diss} ($L_{diss} = V_2/\Gamma_2$)倍だけ大きくなる。

まず初めに，Skoric 等による低密度プラズマ層中の３波結合流体モデル(3 Wave Interaction Model; 3WI)[8,9]を用いた，誘導ラマン後方散乱の解析について述べる。入射レーザー光 a_0，散乱電磁波 a_1 および，電子プラズマ波 a_2 は共鳴条件，

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2, \quad k_0 = -k_1 + k_2 \tag{4.5}$$

を満たしているとすると，電磁波とプラズマ波の結合が弱いときの a_i (i =0,1,2) の時間—空間発展を記述する偏微分方程式は，

$$\frac{\partial a_0}{\partial t} + v_0 \frac{\partial a_0}{\partial x} = -\Omega_0 a_1 a_2, \tag{4.6}$$

$$\frac{\partial a_1}{\partial t} - v_1 \frac{\partial a_1}{\partial x} = \Omega_1 a_0 a_2^* \tag{4.7}$$

$$\frac{\partial a_2}{\partial t} + v_2 \frac{\partial a_2}{\partial x} + \frac{\Gamma_2}{2} a_2 + i\sigma |a_2|^2 a_2 = \Omega_2 a_0 a_1^* \tag{4.8}$$

である。振幅 a_0 ～ a_2 は実際の物理量と次の関係がある。

$$a_0(x,t) = \frac{E_0(x,t)}{\mathcal{E}_0}, \quad a_1(x,t) = \frac{E_1(x,t)}{\mathcal{E}_0}, \quad a_2 = -i\frac{\delta n_e(x,t)}{n_o}。 \tag{4.9}$$

ここで，$\mathcal{E}_0 = E_0(x=0)$ である。(4.6) ～ (4.9) 式中の群速度は，

$$v_0 = \frac{c^2 k_0}{\omega_0}, \quad v_1 = \frac{c^2 k_1}{\omega_1}, \quad v_2 = \frac{3k_2 {v_T}^2}{\omega_2}, \quad \text{ここに} \quad v_T = \left(\frac{T_e}{m_e}\right)^{1/2} \tag{4.10}$$

で与えられる。また，係数 Ω_i ，電子プラズマ波の減衰定数 Γ_2 ，相対論的 detuning 係数 σ は周波数の次元を持ち各々，

$$\Omega_0 = \frac{{\omega_{pe}}^2}{4\omega_1}, \quad \Omega_1 = \frac{{\omega_{pe}}^2}{4\omega_0}, \quad \Omega_2 = \frac{\varepsilon_o \omega_{pe}^2 k_2^2 \mathcal{E}_0^2}{4 m_e n_o \omega_0 \omega_1 \omega_2}, \quad \sigma = \frac{3\omega_{pe}^3}{16 c^2 k_2^2} \tag{4.11}$$

である。(4.6)～(4.8)式は

$$a_0(x=0,t) = 1, \quad a_1(x=L,t) = \varepsilon_1, \quad a_2(x=0,t) = \varepsilon_2 \tag{4.12}$$

の境界条件のもとに数値的に積分される。ε_1 ，ε_2 は散乱電磁波と電子プラズマ

波の雑音レベルに対応する小さな数値である。

電子プラズマ波に対する式(4.8)の左辺第４項は，相対論的な detuning[12] に関する非線形項であり，超高強度レーザで励起される SRS のように，電子プラズマ波の振幅が大きくなるときには無視することができない。すなわち，電子プラズマ波の振幅が大きくなると，相対論効果により電子の質量が増大する。そのため，実効的なプラズマ周波数が低くなり，散乱スペクトルの短波長側への移動を引き起こす。イオンの運動が無視されるときには，相対論による質量の増加による影響は，プラズマ波に関してはこの周波数の遷移にのみ現われる[12]。

§4.3　SRS におけるカオスへの遷移

式(4.6)～(4.8)で a_i が時間だけの関数であるモデルは良く研究されており，ある条件の下で低次のカオスを示すことが知られている[13]。空間次元を含むモデルの方が物理的により重要であり，飽和状態の SRS 領域において，低次の時間—空間的カオスに相当する様々な物理現象が現われてくる。レーザーの強度を絶対不安定領域にまで増加して行くと，SRS の振幅は，定常状態，周期的振動，準周期的領域および intermittent 領域を経て，時間—空間的カオス状態に至ることが見い出された[8,9]。

３波結合モデルにより予測される SRS の振る舞いを，図 4.1 に示す。レーザー強度の増加に伴い，後方散乱の振幅，スペクトル，および位相ダイアグラムに見られる複雑さの度合が大きくなっていく。(4.10)，(4.11)のパラメーターは典型的なレーザープラズマのものになるように選ばれている[9](プラズマ密度 $n_o = 0.1n_{cr}$，電子温度 T_e = 1keV，プラズマ長 $L = 100c/\omega_o$，プラズマ波の減衰定数 $\Gamma_2 = 10^{-5}\omega_{pe}$)。

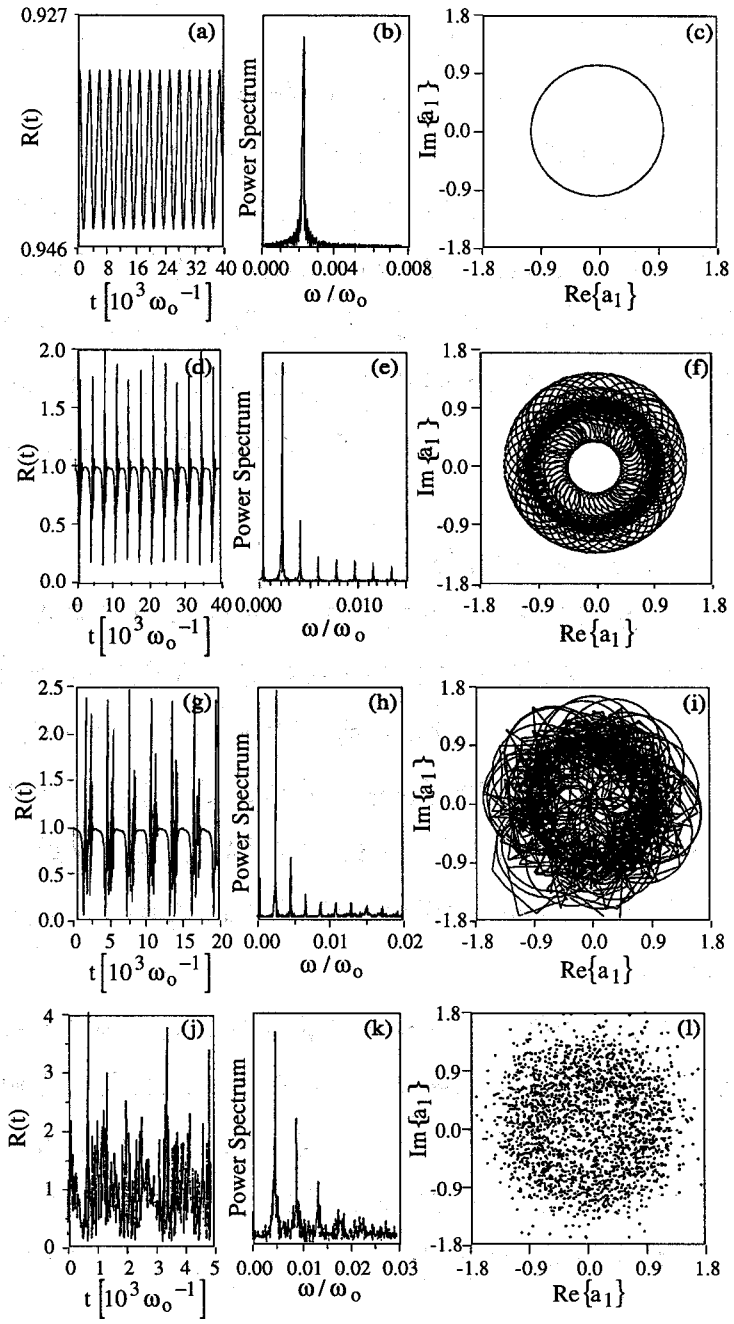

図 4.1　誘導ラマン散乱の反射率(a, d, g, i), スペクトル(b, e, h, k), および位相ダイアグラム(c, f, i, l)。図(a, b, c) ; (d, e, f) ; (g, h, i) および(j, k, l) は β_o = 0.02534, β_o = 0.027, 0.03, 0.05 に対する同様なプロット。この結果は 3WI モデルにより得られたもので，準周期的振動および振幅の断続状態を経て，カオスへと至るのが読み取れる。それと同時に相対論効果によるプラズマ周波数の低減に連れ，スペクトルが高周波側へシフトして行く。図に示されている周波数は，(4.5)式で与えられる通常の散乱周波数を基準とした周波数に相当する。すなわち，後方散乱の周波数は $\omega + \omega_1$ である。

誘導ラマン散乱はいくつかの分岐を経て，その複雑さの度合を増して行くが，これについて概略を述べる [9]。レーザーの強度が弱いときには，(4.6)〜(4.8) システムは定常的な状態に落ち着く(*fixed point*)。そこでは，反射率は雑音レベルで決まる小さな値にとどまる。絶対不安定性 [3] の閾値を超える程度までレーザ強度を上げて行くと，定常状態は1周期状態(*limit cycle*)へと分岐して行く。反射率はManley-Rawe の法則で許される最大値にまで大きくなるが，電子プラズマ波の相対論的 detuning により，飽和値の近辺でゆっくりと小振幅で振動する(図4.1 a, b, c)。さらに強度を上げて行くと，1周期状態はもっと複雑さの度合が大きい準周期的領域に遷移して行き，反射率はパルス的になりスペクトルは強く変調がかかったものとなって行く。この過程についてもう少し詳しく述べる。準周期状態への分岐の閾値を超えてしまうと，典型的な2周期状態へと移り変わる。1周期状態の周期に加えて，2番目のよりゆっくりとした周期が現われ，1番目の周期とのビートにより，高調波が出現する(図4.1 d, e, f)。さらに重要なことは，より強度を上げて行くと，準周期状態は決定論的カオス領域へと遷移して行くことである [10]。この領域になると，反射率に時間的に断続するバーストが現われるようになる。このような，準周期的振動がバーストによって妨げられながら，断続して行く SRS のスペクトルは，次のようになる。カオス的でインコヒーレントな背景雑音が広帯域に広がっており，そのなかに準周期的変調成分のピークが観測される(図4.1 g, h, i)。そして，これらよりもずっと高い強度のところでは，通常の誘導ラマンスペクトルの位置より短波長側(青方向)に中心がシフトし，ブロードに広がったピークが観測されるようになる。最終的には，時間—空間的なカオスが広範囲に広がり，変調成分を覆い隠してしまうようになる(図4.1 j, k, l)。

電子プラズマ波が断続的に崩壊することにより，SRS のバーストが起こるが，これは電子の加熱を引き起こす [14-17]。これは運動論の領域の現象であり，3WI 流体モデルでは記述することができない。電子温度の上昇は，裏を返せば SRS の非線形ダイナミクスを実質的に抑え込むことにつながる。それにもかかわらず，この単純な流体モデルで予言される現象と類似した振る舞いを，早い時期の相対論的 Vlasov[14] または PIC[15-17] シミュレーションに見ることができる。

§4.4　スペクトルの青方偏移

最近のピコ秒領域の高強度レーザー照射実験で広く観測されている青方偏移[4,11,18]したSRSスペクトルは，相対論効果による電子プラズマ周波数 ω_{pe} の低減により説明することができる。具体的に説明すると，電子プラズマ波の分散関係，

$$\omega_2^2 = \omega_{pe}^2 + 3k_2^2 v_T^2 \tag{4.13}$$

のもとで，3WI の共鳴条件，

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2 \tag{4.14}$$

が成り立つことが要求されるが，このとき，良く知られているように[1-3]，成長率が最大になる条件により電子プラズマ波の波数は

$$k_2 \approx 2k_0 \tag{4.15}$$

に固定されてしまう。また，大振幅の電子プラズマ波は，電子の質量を相対論的に増大させ，実効的なプラズマ周波数を低下させる。すなわち，

$$\omega_p = \omega_{po}/\gamma^{1/2}。 \tag{4.16}$$

γ は相対論の指数，ω_{po} は非相対論的なプラズマ周波数 $\omega_{po}{}^2 = e^2 n_o/m_o\varepsilon_o$ ，m_o は電子の静止質量。したがって，相対論領域での電子プラズマ波の周波数 ω_2 もまた低下することになり，共鳴条件(4.14) のために散乱周波数 ω_1 は高周波数側(青方)にシフトする。

§4.5 PIC シミュレーション

1-2/2 次元の相対論的電磁粒子コード[15]を用いて，誘導ラマン散乱に見られる散乱振幅の異常な振る舞いを調べた。システムサイズ $500c/\omega_o$ のシミュレーション領域の中央に厚さ $L = 100\ c/\omega_o$ ，密度一定のプラズマが置かれ，レーザーは真空領域を通してプラズマに照射される。イオンの運動は止めてあり，電荷の中性を保つために正の電荷密度が背景に与えられている。電子はプラズマの境界を超えて真空領域に出て行き，真空領域に電荷が染み出すが，シミュレーションの時間内には電子はシステムの境界に到達していないことを確かめてある。プラズマパラメーターは，電子密度 $n_o = 0.1n_{cr}$ ，電子温度 $T_e = 500\text{eV}$ であり，レーザーの波長は 1.06μm で $\beta_o = 0.02 \sim 0.05$ の範囲でシミュレーションを行った。このシミュレーションには 40000 個の粒子が使われており，これは1格子あたり 50 個に相当する。

図 4.2 にレーザー強度を $\beta_o = 0.02$，0.03，0.04 と大きくして行くときの反射率[注)]の時間発展，周波数スペクトルの変化を示す。シミュレーションの結果は，3WI モデルと大まかには一致しており，強度の増加とともに複雑さの度合を増して行く。シミュレーションは 3WI モデルでの，1周期および2周期の領域に対応している。PIC シミュレーションでは 3WI と同じプラズマパラメーターを選んだとしても，PIC モデルに含まれている波のエネルギーの散逸効果のために，3WI の結果を忠実には再現できない。すなわち，開放系の(プラズマが境界に接していない) PIC シミュレーションは，プラズマが無衝突の場合でさえ，本質的に散逸的であることによっている。有限のプラズマの境界から逃げ出して行く粒子は，同時に振動エネルギーも持ち去る。それゆえ，v_e/L の程度のエネルギ

注) 電磁波のポインティングベクトル(の x 成分)は，$S_x = E_y H_z - E_z H_y$
$= \dfrac{(E_y + cB_z)^2 + (E_z - cB_y)^2}{4\mu_o c} - \dfrac{(E_y - cB_z)^2 + (E_z + cB_y)^2}{4\mu_o c}$ と書けるが，x の正方向に伝播する平面波に対しては，$E_y = cB_z$，$E_z = cB_y$ であるので，第2項は0となり第1項のみ残る。同様にして負方向に伝播する平面波に対しては第2項のみが残る。このことから，第1項と第2項は各々正と負の方向に伝播する波のポインティングベクトルと見なすことができる。ここで言う反射率とは，レーザー入射側の境界での上式第2項のレーザー周期での時間平均を入射レーザー強度で割ったもののことである。

一損失率が備わることになる。ここで，v_e は電子の特性的な速度であり，入射レーザー強度が弱いときには $v_e \approx v_{Th}$ ，強度が強いときには $v_e = v_{os}$ である。こうして，今考えている PIC モデルでは，実効的な散逸長は $L_{diss} = (V_2/v_e)L$ となる。ここでのシミュレーションパラメーターでは，システム長よりも短くなり，SRS 絶対不安定性の閾値を増加させる。これに対して，相対論的 Vlasov シミュレーション[14] では容易に周期的パルス状の散乱振幅を再現することができる。

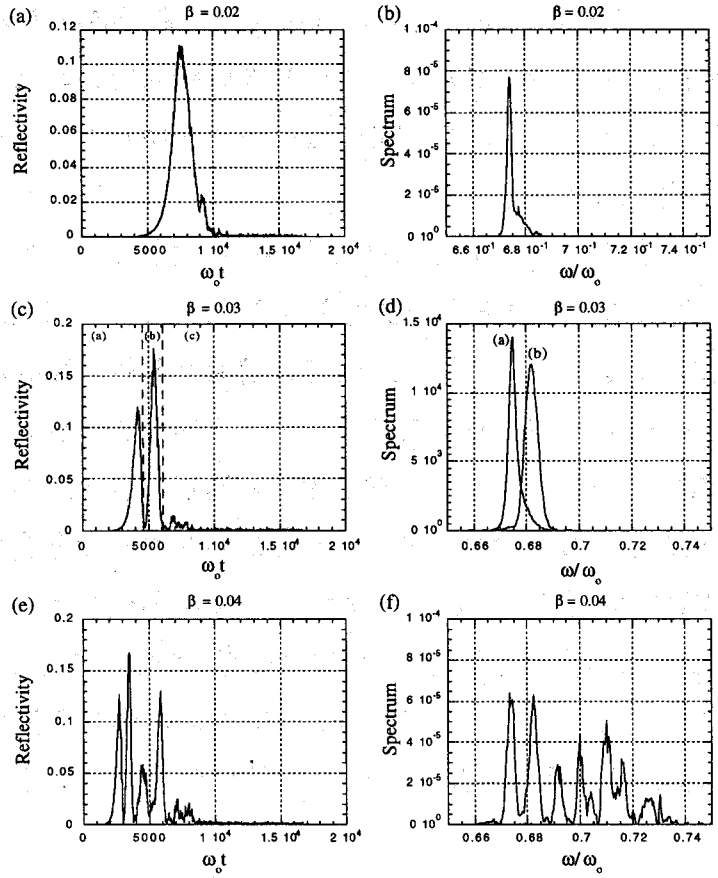

図 4.2 PIC シミュレーションによる誘導ラマン散乱の反射率の時間発展と散乱光の周波数スペクトル。反射率(a, c, e)と周波数スペクトル(b, d, f)を，異なるレーザー強度 β_o = 0.02, 0.03, 0.04 について示す。図 4.1 の 3WI モデルと実質的に同じ振る舞いを示し，強度が上がるとともに，通常の SRS(a, b)から 1 周期の変調(c, d)，準周期状態を経て断続的バーストが見られる領域(e, f)に至る。反射率の最大値付近で起こるバーストによって，高エネルギー電子加熱が起こり，SRS は抑制される。図 4.2 (d)のスペクトルは，(c)図の最初のピークと 2 番目のピークについて，各々図に示す時間窓の範囲のフーリエ変換である。

反射率の最大値付近で起こるバーストは，誘導ラマン散乱によってプラズマのある領域に励起された電子プラズマ波が，プラズマの他の領域に押し出されて崩壊して行くときに生じる事がEstabrook等[15]によって指摘されている。シミュレーションの後半でSRS後方散乱の強烈な抑止と，コヒーレンスの喪失が見られるが，これは高エネルギーの電子によりプラズマが急激に加熱されるためである。実際，電子の温度と，吸収エネルギーの時間変化を計算して見ると，図4.3に見られるように，反射率のバーストが起こった直後に電子の加熱が引き起こされていることが分かる。

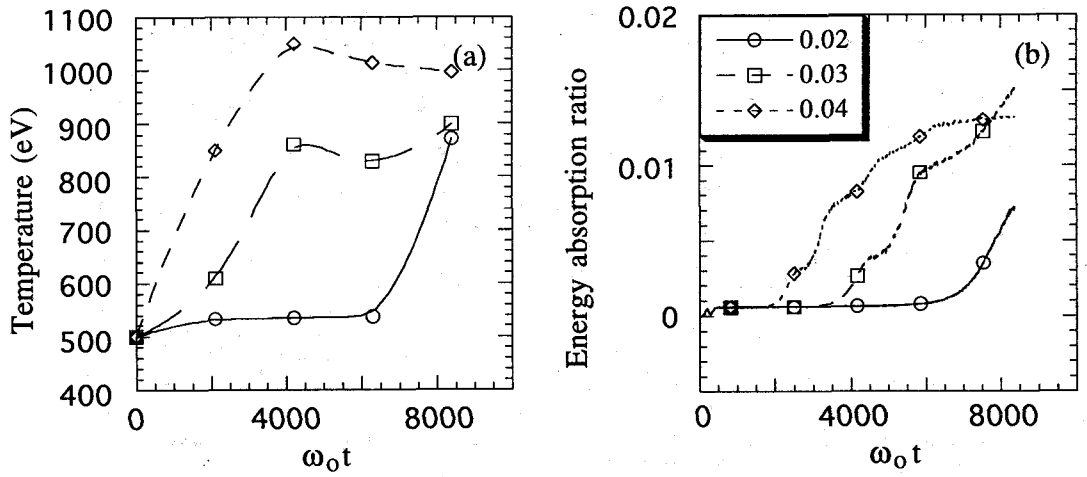

図4.3　PICシミュレーションによる電子温度(a)と，レーザーエネルギーの吸収率(b)の時間発展。図の中の3本の，丸，四角，菱形付の線はそれぞれ異なるレーザー強度 β_o = 0.02，0.03，0.04 に対応する。電子プラズマ波の崩壊に起因する反射率のバースト(図4.2)に同期して，電子の加熱とレーザーの吸収が起こっていることが分かる。

さらに，図 4.4 に電子の位相空間のプロットと，その時のエネルギー分布関数を示す。絶対不安定性の閾値に近い $\beta_o = 0.02$ の時には，誘導ラマン散乱の電子プラズマ波が線形に成長しているのが見られ，このときには，分布関数は初期温度 500eV のまま加熱されていない(図4.4 a，b)。もう少し強度の高い β_o = 0.03 の時には，非線形性の強いプラズマ波が形成され，電子の捕捉が見られる。その結果として，電子が共鳴的に正の方向(電子プラズマ波の方向)に加熱されて

行く (図 4.4 c, d)。その後，電子プラズマ波は崩壊がおこり SRS が抑止されるようになると，温度 $T_{hot} \approx m_e v_\phi^2$ の非共鳴型の高エネルギー電子が分布関数の裾野に現われ，背後の Maxwell 分布の温度も上昇する(図 4.4 e, f)[15-17]。ここで m_e = 511 keV/c^2 は電子の静止質量，$v_\phi = \omega_p/2k_o$ は電子プラズマ波の位相速度である。

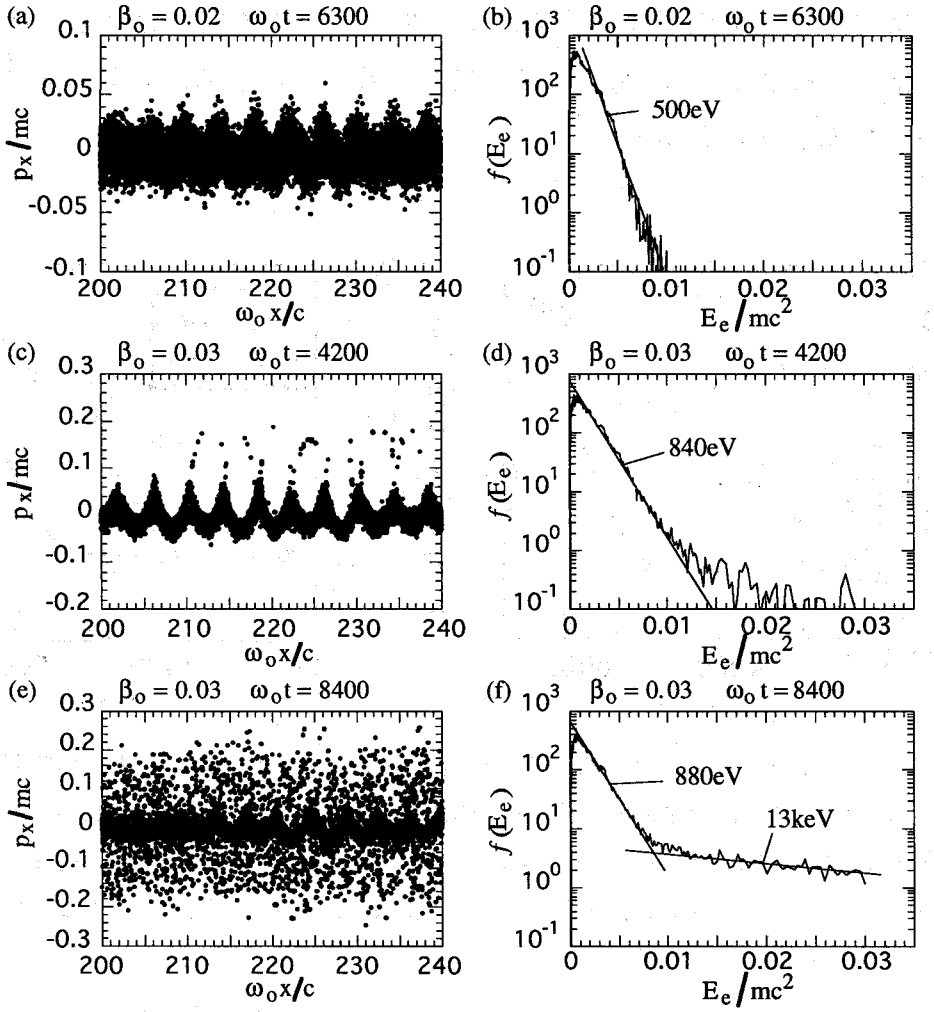

図 4.4 PIC シミュレーションによる位相空間プロット(a, c, e)とそのエネルギー分布関数(b, d, f)。レーザー強度が $\beta_o = 0.02$ と低いとき(a, b)は，位相のそろったプラズマ波が線形に成長し，プラズマの加熱は起こらない。強度が上がり β_o = 0.03 の時(c, d)には，プラズマ波のダイナミクスが非線形になり，電子が波に捕捉される。この捕捉電子は分布関数の裾野に見られるコブとして現われている。図(e) と(f)は β_o = 0.03 のプロットであるが，(c, d)よりも時間がたった後のプロットである。乱雑さが発展し，コヒーレントな部分とカオス的な部分両方が混在しているのが分かる。プラズマ波の崩壊により，分布関数に高温の裾野が現われ，全体的な加熱も起こっている。

今考えているプラズマパラメーターでは T_{hot} = 12keV となり，シミュレーションの結果と一致する。ここで注意しなければならないのは，T_{hot} がレーザー強度にほとんど依存しないことである。しかしながら，強度が上がるとプラズマのより多くの部分が wave breaking にさらされ，乱流状態となるため高エネルギー電子の量は増加する。

図 4.5 に，再び電子の位相空間のプロットを示す。図 4.5 は図 4.4 (c)および(e)と同じものであるが，プラズマ全体に亙ってプロットされており，長い時間スケールでの位相空間の発展が読み取れる。時間的にだんだんと乱雑性が発展して行くために，位相のそろった非線形波動と，カオス・intermittency の特徴である wave breaking によって生じた高エネルギー電子が同時に存在しているのが分かる。さらに，プラズマ波の崩壊によって生じた高エネルギーの裾野も，初期の Maxwell 分布と同じように等方的な分布をしているのが分かる。シミュレーションの初期(図 4.5a)には，高エネルギー電子は前方にのみ加速され，電荷の中性を保つために反跳電流(return current)が反対方向に励起される。Everett 等[19]は，これの及ぼす効果に気付き，議論を行っている。彼等は，誘導ラマン散乱のプラズマ波の崩壊による初期の電子の加熱により，誘導ラマン散乱が抑止され，誘導コンプトン散乱へと発展して行くことを見い出している。シミュレーションの後半(図 4.5 b)では，高エネルギー電子の裾野は等方的になっている。これは，初期に前方に加速された電子が，プラズマの端に到達すると，そこでのポテンシャルの障壁によって跳ね返され，プラズマ中を行ったり来りするためと考えられる。このポテンシャル障壁はプラズマの端から電子が真空領域にしみ出しているために作られる。

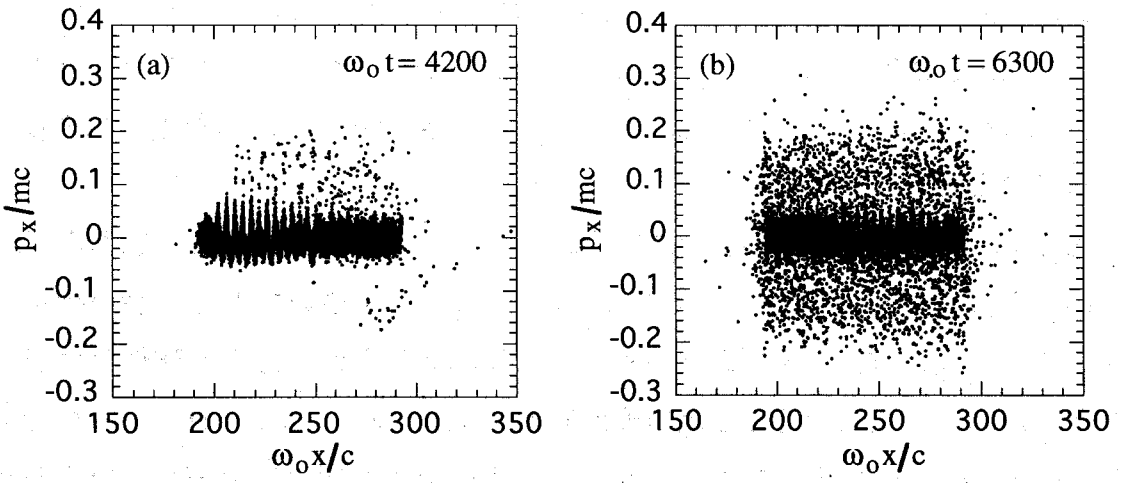

図 4.5 PIC シミュレーションの位相空間プロット(β_o =0.03)により，位相空間中の粒子の分布の時間発展が示されている。(a) プラズマ波の崩壊により，電子が前方に加速され，Everett 等が指摘しているように[19]，反跳電流が引き起こされている。(b) 時間がたつと，分布の裾野は等方的になる。初期に前方に加速された電子が，プラズマの端のポテンシャル障壁で跳ね返され，プラズマ中を往復することにより等方的な分布が形成される。

§4.6 まとめ

PIC シミュレーションによって，レーザー強度の増加とともに，誘導ラマン後方散乱における複雑さの度合が大きくなって行くメカニズムを明らかにした。シミュレーションにより，パルス的な反射率の時間変動，インコヒーレントなバーストが観測され，スペクトルにはブロードに短波長側に広がった変調成分が見られた。これらは次のように説明できる。電子プラズマ波の振幅が大きくなり，相対論効果によりプラズマ周波数が低下すると，散乱波は入射波と共鳴を保つために，短波長側にシフトする。これに，SRS が quasi-periodic，intermittent を通ってカオス的領域に移り変わると，インコヒーレントな成分が支配的になり，スペクトルはブロードになる。

最近になって，超短パルス高強度レーザーとプラズマの集団的相互作用による新しい物理が，重点的に研究されるようになってきた[4,18]。米国 Lowrence

Livermore 国立研究所と UCLA の共同研究チームは，超短パルスレーザーにより，誘導ラマン後方散乱を観測する実験を行ったが[18]，強度によって変化する奇妙なスペクトルが観測された[11]。典型的なスペクトルには，広く広がった変調成分が見られ，その位置は通常の SRS スペクトルの位置よりも，短波長側にずれている。これは，明らかに昔から知られている SRS とは異なるものである。しかし，上に述べられたようなメカニズムによれば，これらの異常な SRS を説明することができ，PIC シミュレーションの結果と本質的に一致する。

第４章参考文献

1. D. W. Forslund, J. M. Kindel and E. Lindman, Phys. Fluid **18**, 1002 (1975).
2. W.L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions* , (Addisson-Wesley, Reading, 1988).
3. K. Mima and K. Nishikawa, in *Basic Plasma Physics II*, eds. A.A. Galeev and R.N. Sudan, 452-517(North-Holland,1984); D. Pesme, G. Laval and R. Pellat, Phys. Rev. Lett.**31**, 203 (1973); V. Fuchs, Phys. Fluids, **19**, 1554 (1976).
4. J.K. Crane et al., J. Opt. Soc. Am. B **13**, 89(1996).
5. R.P. Drake et al., Phys. Rev. Lett. **60**, 1018 (1988); D.M. Villeneuve et al., ibid **71,** 368 (1993).
6. T. Kolber et al., Phys. Plasmas **2**, 256 (1995), and references therein
7. B. Bezzerides, D.F. DuBois and H.A. Rose, Phys. Rev. Lett. **70**, 2569 (1993).
8. M. M. Skoric and M. S. Jovanovic, in *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, ed. G.Miley, AIP, N.Y. , vol.**11,** 380-389 (1994); ibid., vol.**12**, edited by G. Miley and S. Nakai.
9. M. M.Skoric et al., in *Dynamical Systems and Chaos* , edited by Y. Aizawa, S. Saito and K. Shiraiwa) (World Scientific, Singapore, 1995), 165-176; Phys. Rev. **E**, No.2 (1996).
10. P. Manneville, *Dissipative Structures and Weak Turbulence*, (Academic, San Diego, 1990).
11. C. B. Darrow et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 442 (1992); ibid., (submitted); C. Coverdale et al., BAPS **40**,1661(1995); and private communications; C. Rousseaux et al., Phys. Rev. Lett. ,**74**, 4655 (1995); Z. Najmudin et al., Laser and Part. Beams (to appear).
12. C.J. McKinstrie and D.W. Forslund, Phys. Fluids **B30**, 9(1987); W.L. Kruer, Physica Scripta **T30**, 5(1990); F. Chen, ibid. p.14.
13. C. Meunier, M.N. Bussac and G. Laval, Physica **4D**, 236 (1982)
14. A. Ghizzo et al., J. Comp. Phys. **90**, 431 (1990); ibid.**118**, 356 (1995), and references therein.

15. K. Estabrook and W.L. Kruer, Phys. Fluids **26**,1892 (1983); ibid. **B1**, 1282 (1989).

16. H. Sakagami , K. Mima and K. Nishihara, Phys. Fluids **B 2**, 815 (1990).

17. S.C. Wilks et al., Phys. Plasmas **2**, 274(1995).

18. C. J. Joshi and P. B. Corkum, Phys. Today **48**, 36(1995).

19. M.J. Everett et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 1355 (1995).

20. C.D. Decker et al., Phys. Rev. **E 50**, R3338 (1994).

第５章　超高強度レーザーの伝播特性
～２次元的解析～

この章では，２次元の粒子コードによるレーザーの伝播のシミュレーションについて述べる。高速点火核融合では，レーザーとプラズマの相互作用で発生する高エネルギーの電子・イオンによって，ターゲットを追加熱するが，エネルギーをコアの中心部に注入するためには，超高強度レーザーにより周辺プラズマに穴を開ける必要がある。ここでは，レーザーの透過率に焦点を当て議論する。

§5.1　コロナプラズマ中のレーザーの伝播

高速点火核融合は，従来通りの高密度燃料コアを爆縮により作った後，外部から新たにエネルギーを注入することで中心部の温度を上げ，一気に核融合点火条件まで持って行くという考えに基づいている[1]。図 5.1 にレーザー核融合爆縮で作られるプラズマの密度プロファイルの概略を示す。固体密度の 1000 倍(～$10^5 n_{cr}$)の燃料核の周辺 500μm 以上に亙ってプラズマが広がっている。中心部近くにエネルギーを注入するためには，臨界密度 n_{cr} の地点からでも更に，150μm から 200μm の距離を掘り進まなければならない。

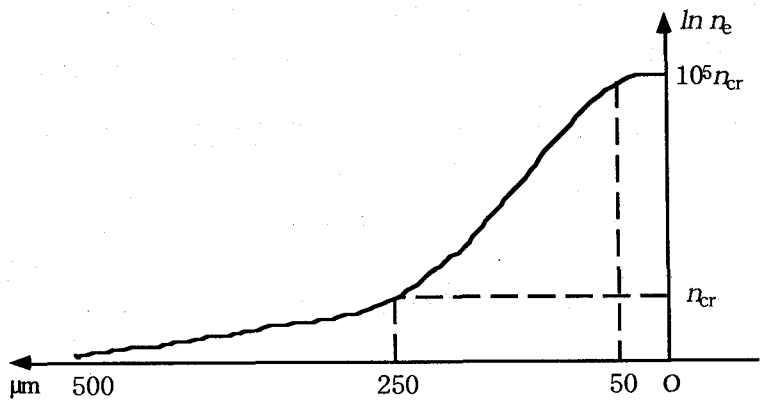

図 5.1　レーザー爆縮によって作られるプラズマの典型的な密度分布。横軸は燃料球中心からの距離。縦軸は対数目盛になっている。

燃料球周辺のプラズマをレーザーで掘り進むことを考えると，普通の強度のレーザーでは臨界密度までしかレーザーのエネルギーは入っていかない。レーザーが臨界密度の地点まで伝播すると，そこで反射されエネルギーの一部が逆制動放射[2,3](比較的レーザー強度が弱い場合)または，共鳴吸収[4,5](強度が強い場合)によってプラズマに与えられる。これに対して，超高強度のレーザーでは，その強大なポンデラモーティブ力で高密度(臨界密度以上)のプラズマを掘り進み，燃料球中心付近まで穴をあけることが可能となる(drilling)。また，つぎに述べるようなメカニズムが働くことも，有利と考えられる。普通の強度でもプラズマ中を伝播するレーザービームは，伝播に連れてその半径を狭め，強度を増していく(自己収束現象として良く知られている)[6]。超高強度レーザーの場合にはもっと別の強力なメカニズムによって自己収束が起こる[7,8]。超高強度レーザーの強力な電界により，電子は相対論的なエネルギーで振動運動を行うが，そのため電子の質量が増加する。その結果，実効的なプラズマ周波数は，

$$\omega_{pe}=\left(\frac{e^2 n_e}{\gamma m_e \varepsilon_o}\right)^{1/2}=\frac{\omega_p^{(o)}}{\gamma^{1/2}},\quad \gamma=\sqrt{1+\left(eA/m_e c\right)^2} \tag{5.1}$$

となり，$\gamma^{1/2}$ (γ; 相対論因子)だけ下がる。ここに $\omega_p^{(o)}$ は通常の意味でのプラズマ周波数である。この実効的プラズマ周波数は，γ を通じてレーザー強度に依存しており，強度の強いところほど(通常はレーザービームの軸上)，プラズマの屈折率[6] $\bar{n}=\sqrt{1-\omega_{pe}^2/\omega^2}$ は逆に大きくなる。このためレーザービームは，屈折率の大きい軸上に向かって収束して行く。この相対論的自己収束が起こるためには，レーザーのパワーが，

$$P_{cr}=m_e^2 c^5\omega^2/4\pi e^2\omega_{pe}^2=17(\omega^2/\omega_{pe}^2)\mathrm{GW} \tag{5.2}$$

を超えている必要がある[8]。レーザーのパワーが P_{cr} を超えているときには，強烈に自己収束が起こり，レーザービームの外側に向かうポンデラモーティブ力によって，プラズマ中の電子がレーザーの通路から完全に押し出されてしまう[9]。一般に channeling と呼ばれているこの現象により，レーザーは低密度(臨界密度

以下)プラズマ中を比較的散乱されることなく，まっすぐ進むことができる。

式(5.1)は，超高強度レーザーの遮断周波数がレーザー強度に依存して変わることを示している。このため，超高強度のレーザーは臨界密度 n_{cr} よりも高い密度の領域にまで伝播して行くことができる[10,11]。レーザー強度が現時点での高速点火のパラメーターである 1×10^{20} W/cm^2 の時にはレーザーに対する遮断密度は $3n_{cr}$ 程度になる。もし，レーザー強度を 1×10^{21} W/cm^2 まで引き上げられれば，遮断密度は $10n_{cr}$ 近くなり，それだけ drilling が容易になる。

燃料周辺プラズマ中を 100μm 以上レーザーで掘り進まなければならないことを考え，実用的な見地からすると，レーザーエネルギーの損失率が重要となる。レーザーエネルギーの散逸過程の一つとして，密度が臨界密度の 1/4 以下のところで起こる誘導ラマン散乱が考えられる。第 4 章の解析によると，超高強度の領域では，誘導ラマン散乱の様相は非常にカオス的であり，強い wave breaking とそれにひき続いて起こるプラズマの加熱により(第 4 章参照)誘導ラマン散乱は抑止される。レーザーのパルス幅が数 100 fsec 以下の超短パルスレーザーにおいては，この超高強度領域での誘導ラマン散乱が問題となるが，高速点火に用いるような，パルス幅が数 psec 以上のレーザーでは問題になることは少ないと考えられる。レーザーエネルギーの吸収過程としてはこの他に，**J×B** 加熱[13]，レーザーchannel の壁面での共鳴吸収[4,5]が上げられる。しかしこれらの過程は，レーザの強度分布，プラズマの密度分布(スケール長)に強く依存しており，現実的な状況での解析は困難である。本章の以下の節では，超高強度レーザーの伝播・散逸過程を２次元の粒子シミュレーションによって研究した成果について述べる。

§5.2　２次元粒子シミュレーション

まず初めに，平板プラズマを超高強度レーザーで打抜くシミュレーションを行った。初期電子密度は $n_e = 0.5n_{cr}$ (n_{cr} はレーザーの臨界密度)，初期電子温度 $T_e =$ 20keV，レーザーは強度 $I_L = 10^{20}$W/cm^2，で円偏向である。$\omega_{pe}t = 216.8$ におけるレーザーの振幅，電子密度，およびイオン密度分布を図 5.2 に示す。シミュレーション領域は $11.65\lambda\times23.3\lambda$ (λ はレーザーの波長)の長方形であり，図の左側

から(振幅の)1/e 幅が 6λ の Gaussian レーザーが入射している。シミュレーション領域の中央に厚さ 11.65λ のプラズマが置かれており，プラズマの左右に真空領域が設けられている。レーザーは自己収束[7,8]により，伝播するとともに強度が上がっていく。今の場合，(5.2)式の P_{cr} は約 8.5GW であり，シミュレーションのレーザー・パワーはこの値を十分に超えている。また，レーザーのポンデラモーティブ力により電子・イオンがレーザービームの存在する領域から排除されている様子が分かる(channeling)[9]。

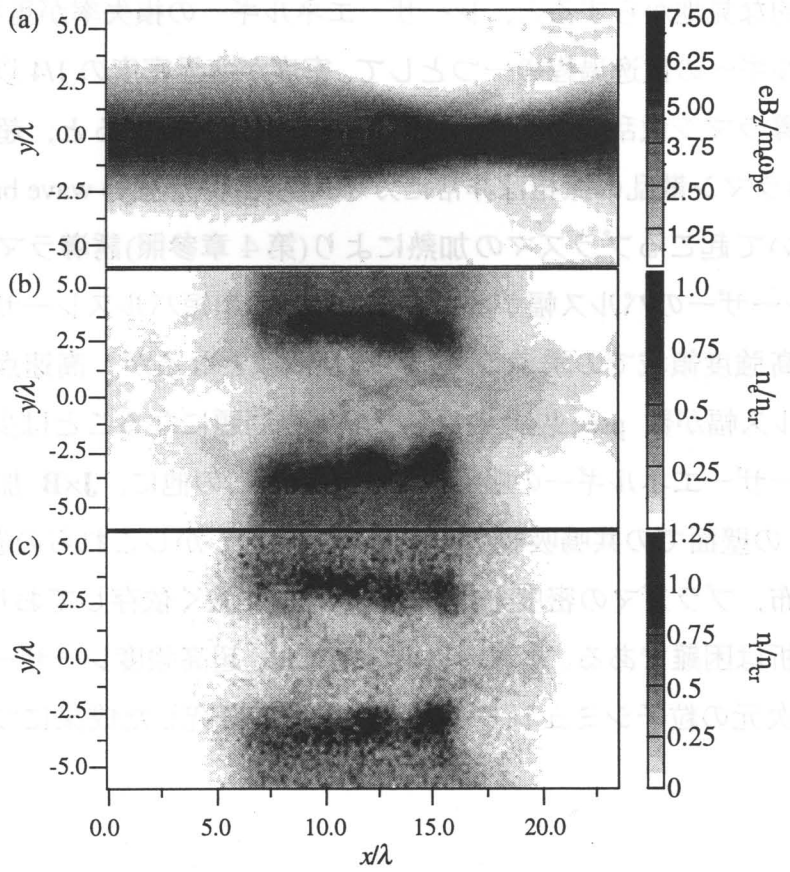

図 5.2　レーザーの自己収束と伝播特性の２次元シミュレーション結果。(a)は B_z の等高線図である。z は紙面に垂直な方向。B_z^2 をレーザーの１周期で平均したものの平方根についての等高線を示す。(b),(c) それぞれ，電子とイオンの密度の等高線図であり，密度はレーザーの１周期で平均してある。

同様のシミュレーションをレーザー強度 1×10^{18}W/cm^2 について行ったのが，図 5.3 である。レーザーの磁場の強度分布を見て見ると，レーザービームは自己収

束により 1×10^{20}W/cm^2 の時よりもさらに細く絞れて行く。これは，1×10^{20}W/cm^2 の時にはポンデラモーティブ力が非常に強いために，自己収束が起こるのよりも早く電子が押し退けられて行くのに対し，1×10^{18}W/cm^2 では自己収束が起こった後，電子がゆっくりと動いて行くためと考えられる。このため，電子の密度分布を見比べても分かるように，レーザーの通り道に密度の高いプラズマが残ったままになってしまう。このときの，レーザエネルギーの透過率は，1×10^{20}W/cm^2 の時 90%であるのに対し，1×10^{18}W/cm^2 では 60%であり，channeling の効果がはっきりと現われている。ただし，もっと長い時間スケールで見たときには 1×10^{18}W/cm^2 の時でも，ゆっくりとではあるが，channel が広がって行き，透過率はもっと大きくなるものと思われる(後述)。

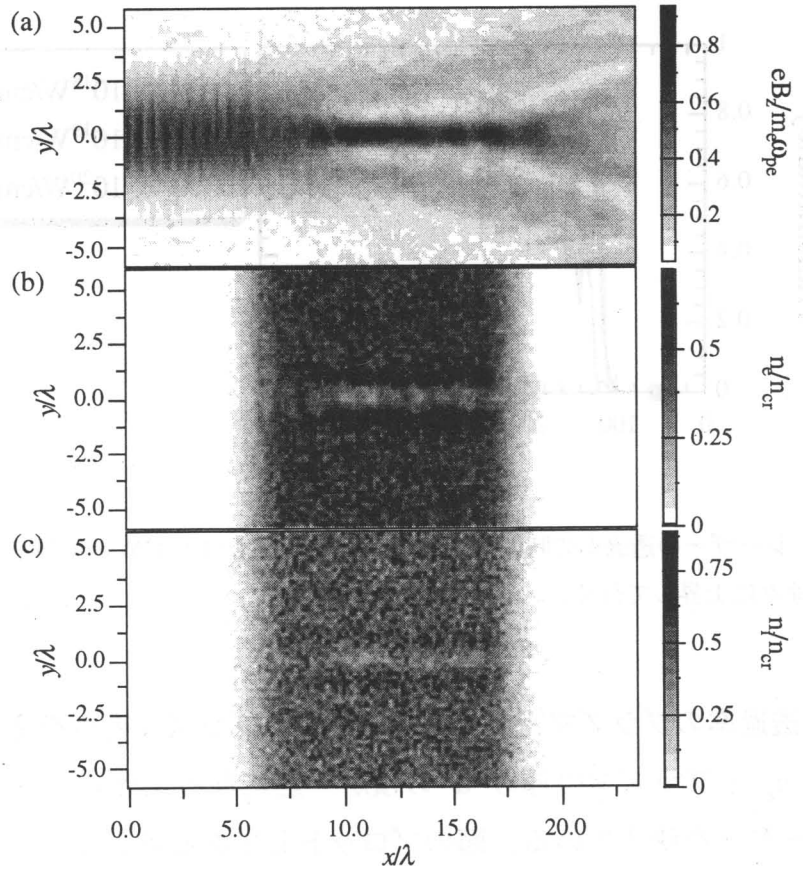

図 5.3　レーザー強度 1×10^{18}W/cm^2 の時の図 5.2 と同様のプロット。

§5.3　レーザーエネルギーの散逸

同様のシミュレーションをレーザー強度が 10^{19} W/cm^2 の場合についても行い，レーザーの透過率をプロットしたものが図 5.4 である。透過率は，シミュレーション領域の右端で電磁場のポインティングベクトルを計算し，レーザーの入射エネルギーとの比から求めた。レーザー強度が 10^{18} W/cm^2 の時には透過率が 0.6 程度と低くなる。これは，ポンデラモーティブ力が弱いために，channeling が起こらずに密度の高いところをレーザーが伝播しなければならないために，レーザーのエネルギーが吸収されてしまうからである。このことは，10^{19} W/cm^2 の曲線からも明らかである。この場合には，channel が徐々に形成されて行くために，透過率が時間とともに上昇している。

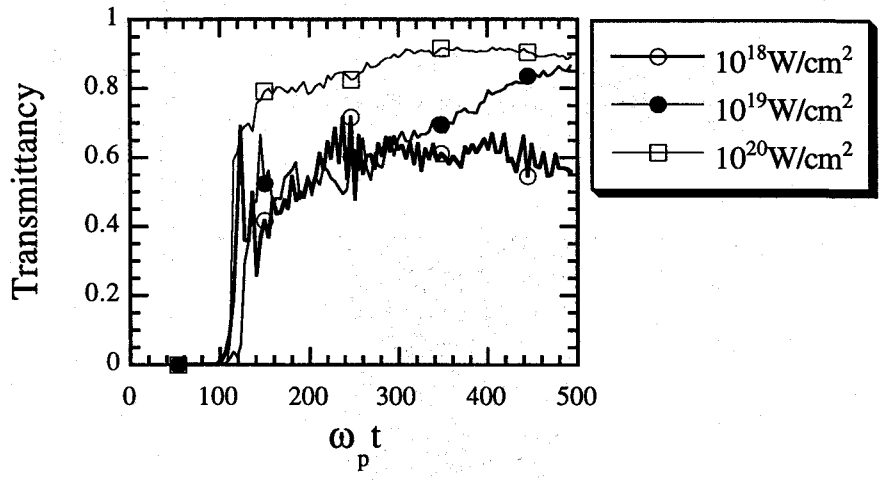

図 5.4　レーザーの透過率の時間依存性。レーザー強度が 1×10^{19}W/cm^2 の時には透過率は徐々に上昇して行く。

図 5.5 に透過率のプラズマ密度依存性を示す。プラズマ密度を変化させるときに，密度 n_e とプラズマの厚み d の積が一定になるようにシミュレーション・パラメーターを決めている。図のプロットしてある各シミュレーションにおいて $n_e d = 14 n_{cr}\lambda$ である。レーザーは円偏向で強度は 10^{20} W/cm^2 である。図で透過率はシミュレーションにおける最終的な値をプロットしてあり，0.82 から 0.96 の範囲に収まっている。このことから，プラズマの単位長あたりのエネ

ルギー吸収率は，近似的に密度に比例すると考えることができる。典型的な爆縮プラズマのコロナ領域では，$\int n_e(x)dx = 50n_{cr}\lambda$であり，上記の結果から予測される透過率は $(0.8)^{50/14}$ ～ $(0.9)^{50/14}$ すなわち，45 %から 70 %となる。

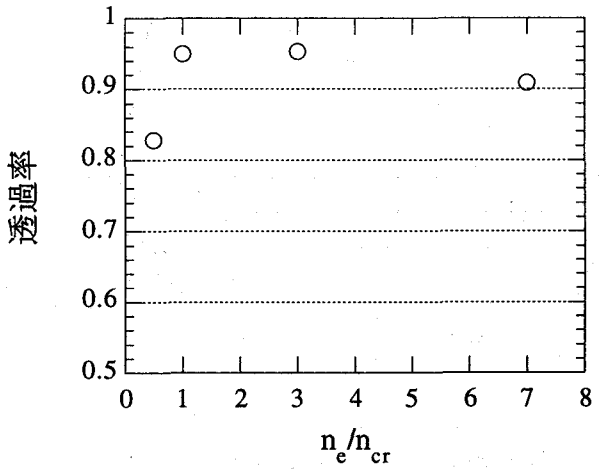

図 5.5 透過率の密度依存性。プラズマの密度 n_e とプラズマの厚み d の積は一定，$n_e d = 14n_{cr}\lambda$ である。

§5.4 密度勾配プラズマ中の伝播

前の節までは，臨界密度以下の一定密度プラズマ中でのレーザー光の伝播を扱っていたが，実際の高速点火では，高密度プラズマの周囲を低密度のプラズマが取り囲んでいる。超高強度レーザーが低密度領域から，高密度領域に伝播して行くときに，どのような現象が起こるか調べるために，図 5.6 に示す様な密度分布をもつプラズマについて，シミュレーションを行った。プラズマ密度は は長さ 9λ の間に，0 から $3n_{cr}$ まで直線的に増加している。その先に，0.5λ の一定密度が続いた後，更に 0.5λ で 0 まで落ちる。またプラズマの両脇には，5λ の真空領域が設けられている。レーザーは図の左側から入射しており，振幅の $1/e$ 幅は 3λ である。レーザー強度は 1×10^{18}，1×10^{19}，1×10^{20}W/cm^2 で円偏向のレーザーについてシミュレーションを行った。また 1×10^{20}W/cm^2 については，直線偏向 (p 偏向—電場がシミュレーション平面内にある場合；s 偏向—電場がシミュレー

ション平面に垂直)の場合も行った。

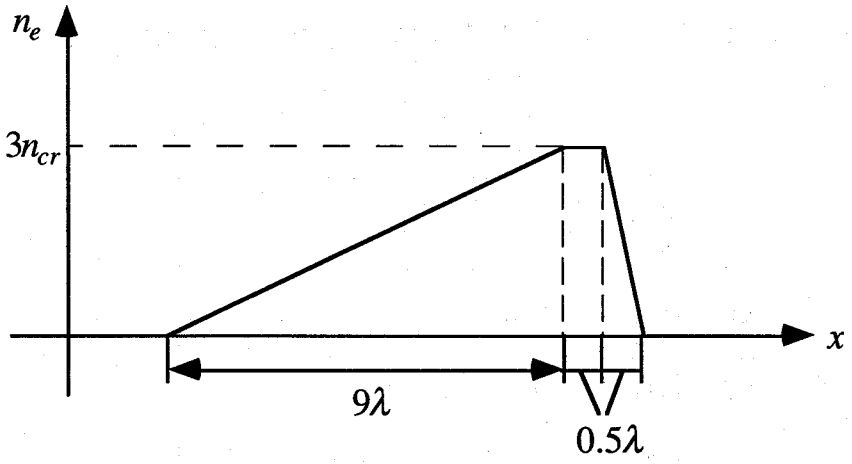

図 5.6　プラズマの初期密度分布。

図 5.7 に 1×10^{20}W/cm^2，円偏向の場合の結果を示す。レーザーが密度の高い領域に進むに連れて，自己収束を起こして行き強度を強めて行く。そして，$\omega_o t = 126$ でプラズマを貫いている。図(b)でレーザが貫通する直前のところで，ビームが２本に分かれているが，これは，電子の密度が大きいときには，静電場が強くなり，channel があまり広がれず２本に分かれてしまうためと考えられる。この現象は，超高強度レーザーとプラズマの相互作用のシミュレーションにおいてしばしば観測され[14]，レーザービームは１本に収束して行かずに，波長程度大きさのフィラメントに分裂して行くものと考えられている。

前節の結論によれば，レーザーエネルギーの透過率は，電子密度 n_e の積分値 $\int n_e dx$ によって決まる。図 5.6 の密度分布では $\int n_e dx = 15.75$ であり，透過率は $(0.8)^{15.75/14}$ ～ $(0.9)^{15.75/14}$ すなわち，0.78 から 0.89 となるはずである。実際シミュレーションから得られた透過率は 0.802 である。

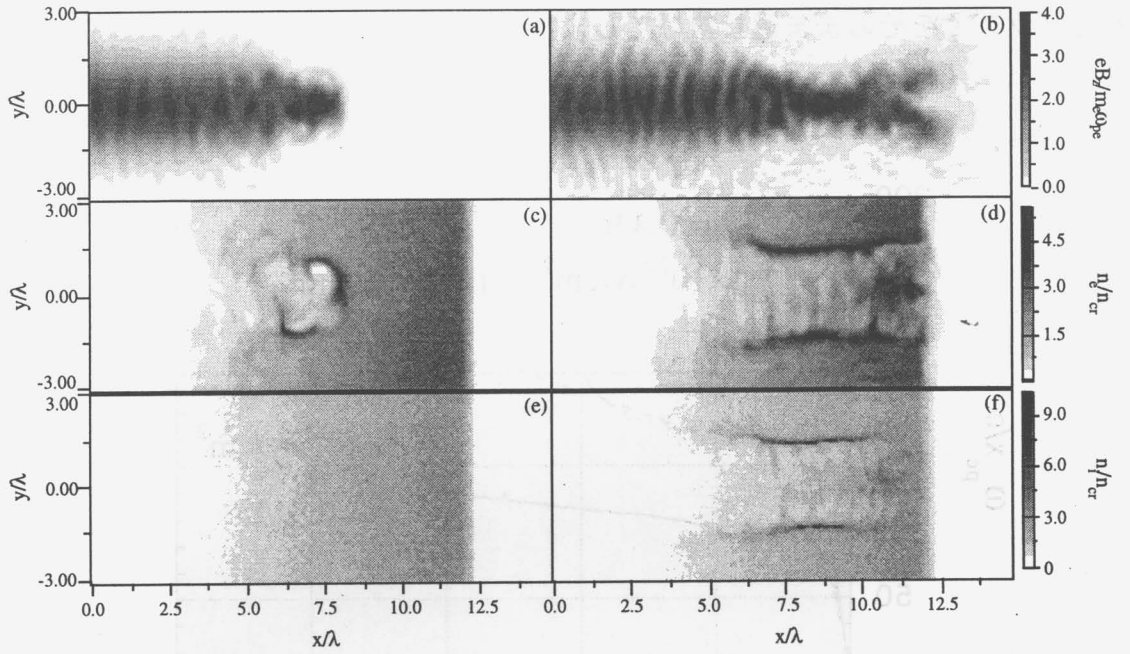

図 5.7　密度勾配があるプラズマについての，1×10^{20}W/cm^2，円偏向の場合のシミュレーション結果。(a, b) は B_z の等高線図である。z は紙面に垂直な方向。B_z^2 をレーザーの 1 周期で平均したものの平方根についての等高線を示す。(c，d)，(e，f) はそれぞれ，電子とイオンの密度の等高線図であり，密度はレーザーの 1 周期で平均してある。(a，c，e)は $\omega_o t = 50.3$，(b，d，f)は $\omega_o t = 126$ でのプロット。

超高強度レーザーの遮断周波数は，(5.1)式に従い強度によって変化する。電磁波は，その遮断周波数付近で伝播の様子が大きく変わるが，超高強度レーザーではこれが強度に依存する。図 5.8 にレーザーとプラズマの境界が時間とともに進んでいく様子が，異なるレーザー強度に対して示されている。図で網掛けの部分は，プラズマが置かれている領域である。レーザー強度が 1×10^{18} W/cm^2 の時と 1×10^{19} W/cm^2 の時にはレーザーの伝播速度が途中で大きく変わっている。レーザーは(強度によって変化する)遮断周波数の所までは，その群速度，

$$\frac{\partial\omega}{\partial k} = c\sqrt{1-\left(\omega_{pe}^2/\gamma\omega^2\right)} \tag{5.3}$$

で伝播して行くが[10]，それ以上の密度には伝播していけず，衝撃波を作りながら

プラズマを押進む。1×10^{20}W/cm^{2}のレーザーに対しては，遮断密度は$3n_{cr}$であるのでプラズマをそのまま通り抜けてしまう。

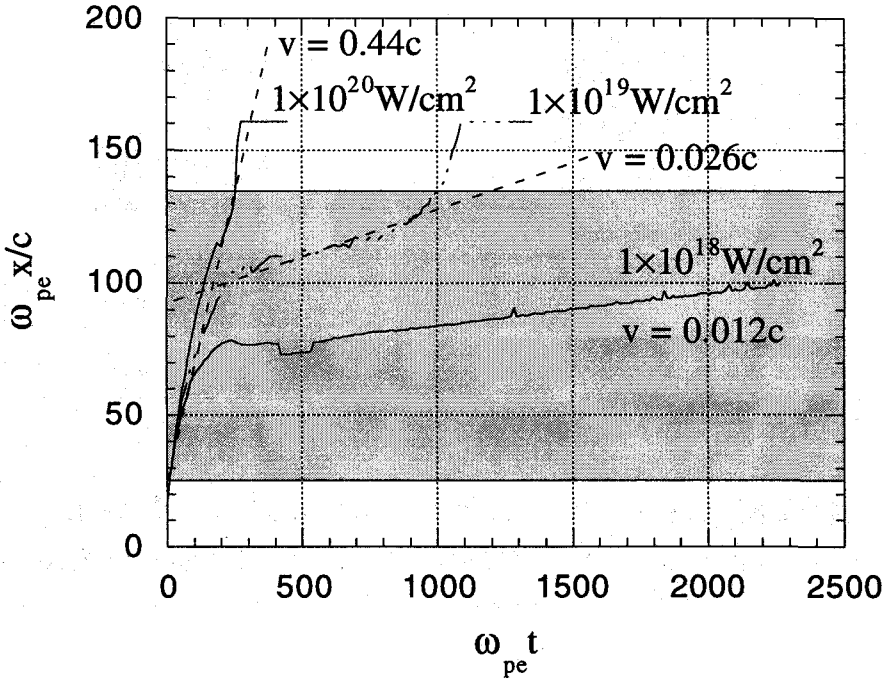

図5.8　レーザーの伝播の強度依存性。レーザーとプラズマの境界の位置が，時間的に進んでいく様子が示されている。網掛けの部分は初期にプラズマが置かれていた部分を示している。

最後に，レーザーの伝播特性の偏向依存性について述べる。図 5.9 に強度が1×10^{20}W/cm^{2}の時のレーザーの伝播を，円偏向とpおよびs偏向について示す。円偏向レーザーの進み方が直線偏向に比べて，わずかではあるが遅くなることが分かる。この理由を説明するために，図5.10に円偏向とp偏向の場合について，レーザー軸上の密度分布を示す。レーザーのポンデラモーティブ力によって，電子が加速され，衝撃波が作られているのが分かる。密度分布にピークが２つ見られるのは，レーリーテーラー不安定性[注)] の様なメカニズムによって，

注)　軽い流体が重い流体を，押しているときに生じる不安定性。重力不安定性とも呼ばれる。ここでは，光子(レーザー)が軽い流体，プラズマが重い流体に相当する。

臨界密度付近にバブルが作られているためである[15](図 5.7 c 参照)。ここで，円偏向と p 偏向を比べて見ると，円偏向の方が圧縮される密度が大きくなっている。これは，次に述べるように考えられる。

ポンデラモーティブ力f_p は，

$$f_p = -m_e c^2 \frac{\partial}{\partial x}\sqrt{1+e^2\mathbf{A}^2/m_e^2c^2} \tag{5.4}$$

と表わされるが，レーザーのベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ は円偏向では，

$$\mathbf{A} = \frac{A_o(x)}{\sqrt{2}}\left\{\mathbf{e}_y \cos\omega_o t + \mathbf{e}_z \sin\omega_o t\right\} \tag{5.5}$$

直線偏向では

$$\mathbf{A} = A_o(x)\mathbf{e}_y \cos\omega_o t \tag{5.6}$$

と書けるので，円偏向と，直線偏向についてそれぞれ，

$$\mathbf{A}^2 = \frac{A_o^2(x)}{2}, \quad \text{または} \mathbf{A}^2 = \frac{A_o^2(x)}{2}\left(1+\cos 2\omega_o t\right) \tag{5.7}$$

となる。すなわち，円偏向のレーザーでは時間的に一定のポンデラモーティブ力が働くのに対し，直線偏向ではレーザーの 2 倍の周波数で振動する成分が現われる。ポンデラモーティブ力(5.4)式の時間平均は，直線偏向の方が小さな値になるが，瞬間的には大きな加速力を発揮するため，電子はレーザーの 1/2 周期ごとにプラズマの奥に向かって勢い良く加速されて行く[18]。この電子に引きずられてイオンもより奥のほうまで移動して行く。このため，図 5.10 の様に，直線偏向では密度が低くなり，円偏向のレーザーでは密度の高い(圧力が大きい)プラズマを押して行かなければならないため，プラズマ中を伝播する速度は遅くなる。円偏向と直線偏向とで，差が出る原因としてこの他にも，円偏向電流の作

る磁場が考えられるが[16,17]，これについては後述する。

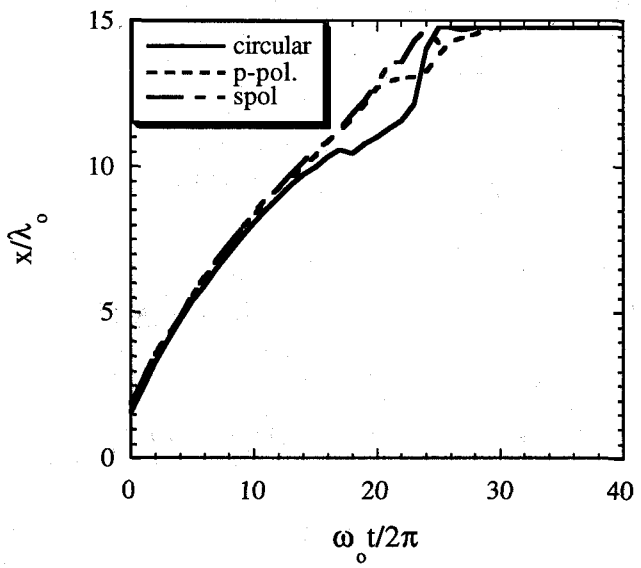

図 5.9　レーザー伝播速度の偏向依存性。円偏向のレーザーは直線偏向に比べて伝播速度が少し遅くなる。

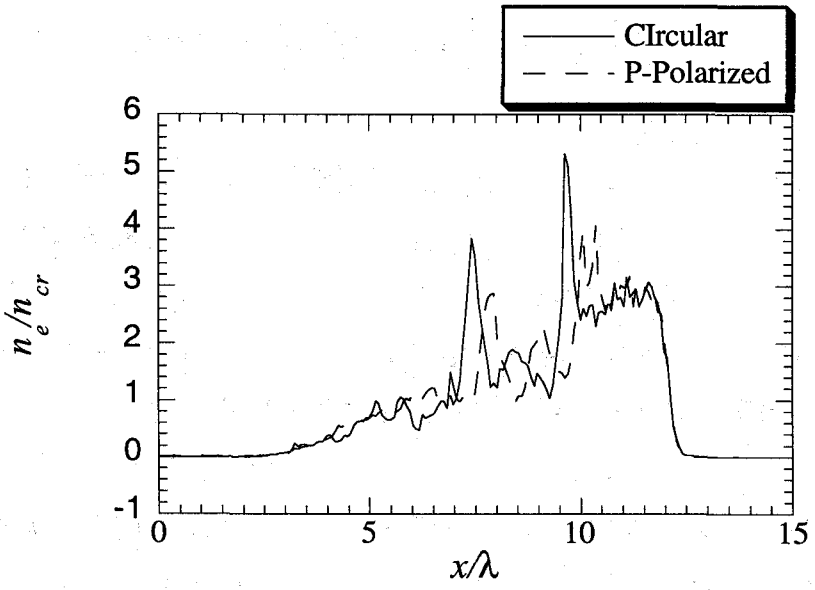

図 5.10　円偏向および p 偏向レーザー照射時の，レーザー軸上の電子密度分布。$\omega_o t = 75.4$ におけるプロット。

§5.5　レーザーエネルギーの吸収

前節では，レーザー光の伝播における偏向依存性について議論した。この節では，レーザーの偏向がレーザーのエネルギー吸収に及ぼす影響について議論する。前節で，レーザープラズマ境界面でのベクトルポテンシャルの構造の違いにより，円偏向レーザの方がプラズマが高密度に圧縮されることを示した。プラズマ中に衝撃波ができると，第3章で議論したようにイオンが加速される。このとき，ポテンシャルで反射されるイオンの数はポテンシャルの高さによって決まる。電子の密度とポテンシャルのあいだには，$n_e \propto \exp(e\phi/T_e)$の関係がある。レーザーの先端でのポンデラモーティブ力により，プラズマは圧縮されるが，円偏向の場合の方がより高い密度に圧縮され，ポテンシャルもより大きくなるものと考えられる。このため，円偏向レーザーのほうがより多くのイオンが加速されていることになる。図5.11に円偏向とp偏向について電子とイオンのエネルギー吸収率を示す。この図から明らかなように，円偏向の方がイオンの吸収エネルギーが大きい。

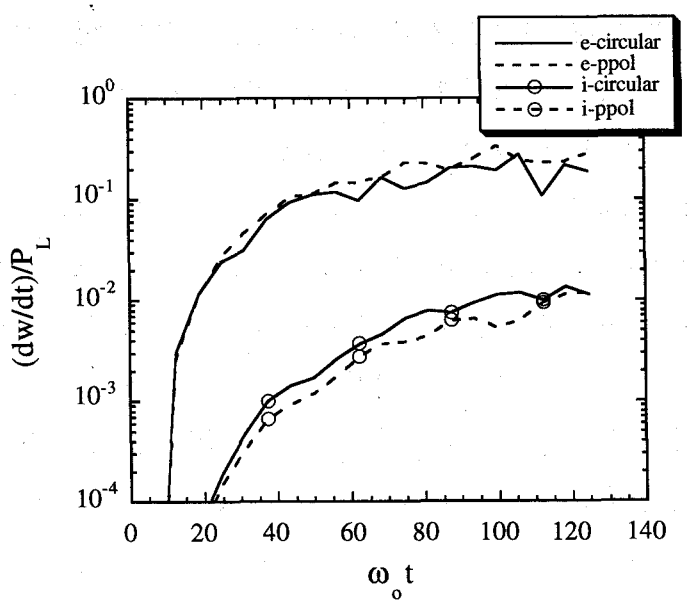

図5.11　電子とイオンのエネルギー吸収率。実線と点線は円偏向と直線偏向に対する電子のエネルギー増加率，丸印付の実線と点線は円偏向と直線偏向に対するイオンのエネルギー増加率を示す。エネルギー増加率は，レーザーの入力で規格化した値。

電子の吸収エネルギーについては，逆にp偏向のほうが大きくなっているが，このことは共鳴吸収によって説明がつく。レーザーがプラズマを掘り進んで穴が開けば，その穴の周囲の壁面でレーザーの電場がプラズマに垂直に働くことになり，電子を直接加熱する(共鳴吸収)。このとき，式(5.5)，(5.6)から分かるように，直線偏向のほうが電場の壁に垂直な成分(5.5，5.6式のy成分)が大きい。このため2次元のシミュレーションでは，p偏向のほうが電子のエネルギー吸収率が大きくなる。しかし，実際の3次元的配置を考えると，円偏向レーザーでは穴の周囲 360°で共鳴吸収が起こるのに対し，直線偏向では電場ベクトル方向でのみ共鳴吸収が起こる。このため，実際のレーザー照射実験または3次元シミュレーションでは電子のエネルギー吸収率については，図5.11の結果と逆になる可能性がある。

§5.6　高強度磁場

超高強度レーザーとプラズマの相互作用の特色の一つとして，高強度の定常磁場の発生が上げられる。超高強度レーザーのポンデラモーティブ力で加速される電子により，数100Mガウスから1Gガウス程度の磁場が励起されることが，理論的に予測されており[19]，多くのシミュレーションでも同程度の磁場の発生が認められている[1,14,18]。図5.12は，本シミュレーションで得られたレーザーに垂直な方向(z方向)の磁場の分布である。円偏向とp偏向についてプロットされており，最大300Mガウスの磁場が励起されているのが分かる。p偏向のほうがレーザーの進み方が速いので，磁場がx方向に広がっているが，両方とも似た様なパターンになっている。z方向の磁場は，レーザーのポンデラモーティブ力によって加速された電子が作るので，レーザーの偏向にはよらない。また，磁場がレーザーのスポット径の中に閉じ込められているのは，外側に電荷中性を保つための反跳電流が流れているためである[14](図5.13)。

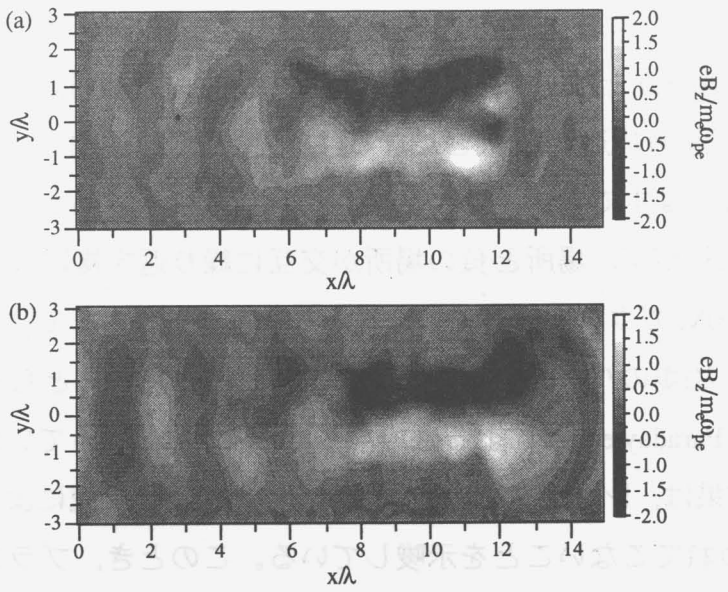

図 5.12　超高強度レーザーにより発生した定常磁場。(a)円偏向と(b)p 偏向のレーザーの場合について，z 方向の磁場は同じ様なパターンになる。図は $\omega_o t = 126$ でプロットしたものであり，レーザー周期での平均をとり振動成分を落としてある。

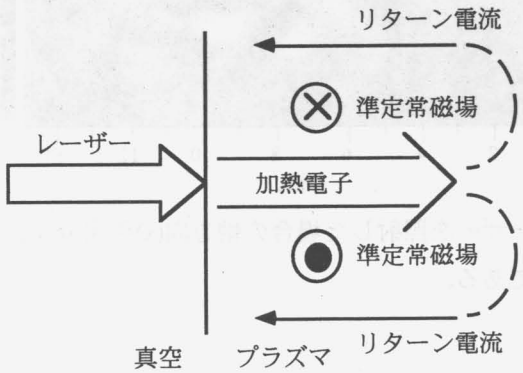

図 5.13　超高強度レーザーによる，準定常磁場の励起。レーザーにより加速された電子の電流で，定常磁場が作られる。また，リターン電流により，磁場はレーザーのスポット径の内側に閉じ込められる。

円偏向レーザーの場合には，この他にも，レーザー電磁場で誘導される電子の円電流により，レーザー軸方向に磁場が励起される可能性がある(inverse

Faraday effect)[16,17]。この縦方向の磁場により，レーザーの遮断周波数が下がる。結果として，レーザーの伝播特性が強度に依存して変化することが導かれる[16]。しかし，これは図 5.9 とは逆の結果を導く。すなわち，遮断周波数が下がるなら，レーザーの伝播速度(群速度)は大きくなるはずであり，円偏向のレーザーの進み方の方が速くなるはずである。図 5.14 に軸方向磁場に対するシミュレーション結果を示す。磁場が正の場所と負の場所が交互に繰り返す複雑なパターンになっているが，100M ガウス程度の強い磁場ができている。ここで注意しなければならないのは，磁場のパターンが軸に対してほとんど反対称となっていることである。inverse Faraday effect による磁場ならば，軸対称になっていなければならない[17]。この結果は，レーザー電磁場中の円電流が，反跳電流によって打ち消され，磁場が現われてこないことを示唆している。このとき，プラズマは一種の超伝導状態にあるということができる。なお，図 5.13 に現われている波長程度の長さで変化する磁場は，他のメカニズムで励起されているものであり，この点に関しては将来の研究に委ねる。

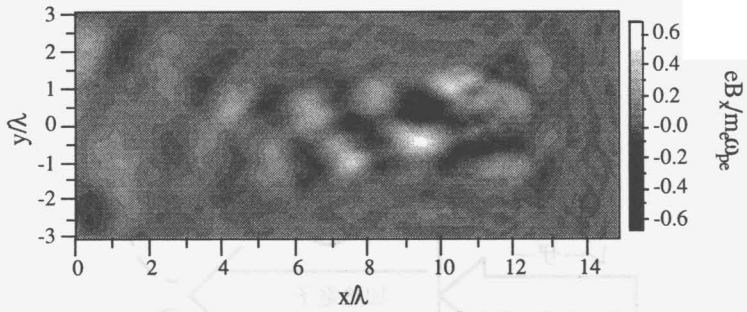

図 5.14　円偏向レーザーを照射した場合の軸方向(x)磁場分布。図は $\omega_o t = 126$ でプロットしたものである。

§5.7　まとめ

高速点火に用いられる，超高強度レーザーの伝播特性について研究した。爆縮コア周辺のプラズマを，レーザーが伝播して行くには channeling が重要な役割を果たす。強度が 1×10^{20}W/cm^2 のレーザーは，強力なポンデラモーティブ力により，プラズマを押し分けながら伝播して行くため，レーザーエネルギーの散逸

は少なくてすむ。これに対し，1×10^{18}W/cm^{2}のレーザーでは，長い時間スケールでのみchannelingが起こるので，伝播の初期には，大きな散逸を受けることになる。シミュレーションの結果から，実際の爆縮プラズマのコロナ領域では，1×10^{20}W/cm^{2}のレーザーの透過率は，45%から70%であることが予測される。

レーザーとプラズマの相互作用が相対論的領域に入り，非線形性が強くなると，伝播特性が強度依存性，偏向依存性を示す様になる。強度の大きな電磁波は，実効的なプラズマ周波数を低下させ，より密度の高い領域まで効率良く伝播して行く。このことは，レーザーから電子・イオンへのエネルギー変換がより燃料コア中心付近で起こることにつながり，高速点火において有利に働く。

レーザービームの先頭でのベクトルポテンシャルの構造の違いにより，円偏向レーザーと直線偏向レーザーで伝播特性に差が現われる。円偏向のレーザーは，密度の高い衝撃波を作るために，伝播速度がわずかながら遅くなる。また，レーザーのエネルギーがイオンのエネルギーに変換される効率が高くなる。このレーザーからイオンへ行くエネルギーは，レーザー進行方向に集中しており，燃料の加熱に有効に使われる可能性がある。しかし，円偏向レーザーで予測されるinverse Faraday effectが観測されなかったことや，前述の違いがわずかであることを考えると，レーザーの偏向は実用的にはあまり重要でないといえる。

第５章参考文献

1. M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wilks and R. J. Mason, Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994).
2. W. C. Mead et. al., Phys. Rev. Lett. **47**, 18 (1981).
3. H. Azechi et. al., "Proceedings of 8th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research", IAEA, 1980, IAEA-CN-38.
4. V. L. Ginzburg, "The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas", (Pergamon Press, N. Y., 1964).
5. N. G. Denisov, Soviet Physics JETP **4**, 544 (1957).
6. F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics*, (Plenum Press, 1974).
7. C. E. Max, J. Aron and A. B. Langdon, Phys. Rev. Lett. **33**, 209 (1974).
8. G. Schmidt and W. Horton, Comments Plasma Phys. Controlled Fusion **9**, 85 (1985).
9. G. Z. Sun, E. Ott, Y. C. Lee and P. Guzdar, Phys. Fluid **30**, 526 (1987).
10. H. Sakagami and K. Mima, Phys. Rev. E **54**, 1870 (1996).
11. E. Lefebvre and G. Bonnaud, Phys. Rev. Lett. **74**, 2002 (1995).
12. K. C. Tzeng, W. B. Mori and C. D. Decker, Phys. Rev. Lett. **76**, 3332 (1996).
13. W. L. Kruer and K. Estabrook, Phys. Fluids **28**, 430 (1985).
14. G. A. Askar'yan, S. V. Bulanov, F. Pegoraro and A. M. Pukhov, JETP Lett., Vol 60, No. 4, 251 (1994); Comments Plasma Phys. Controlled Fusion, Vol 17, No. 1,35 (1995).
15. K. Estabrook, Phys. Fluids, **19**, 1733 (1976).
16. A. D. Steiger and C. H. Woods, Phys. Rev. A, **5**, 1467 (1972).
17. Z. M. Sheng and J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Rev. E (to appear).
18. S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak and A. B. Langdon, Phys. Rev. Lett. **31**, 1383 (1992); S. C. Wilks, Phys. Fluids B **5**, 2603 (1993).
19. R. N. Sudan, Phys. Rev. Lett. **70**, 3075 (1993).

第６章　結論

超高強度・超短パルスレーザーにより生成されるプラズマは，自然科学，工学のさまざまな分野に応用の域を広げ，その重要性は増すばかりである。相対論に由来する相互作用における非線形性が，時には物理学に興味深い発見をもたらし，時には工学に新しい応用の道を開く。本論文ではこのような，超高強度レーザーとプラズマの相互作用の物理に，理論・シミュレーションの側面から寄与をおこなった。特に，超高強度レーザーを高速点火核融合に用いることを考え，高速点火のシナリオに関わってくる主要な物理現象の内，いくつかについて解析を行い，以下の結果を得た。

第３章では，超高強度レーザーと固体密度プラズマの相互作用による，高エネルギーのイオンの発生メカニズムを明らかにした。高速点火では，超高強度レーザーとプラズマの相互作用によって発生する高エネルギーの電子およびイオンで，燃料の追加熱を行う。レーザー強度が比較的弱い領域では，イオンの加速は効率が悪い。というのは，レーザーのエネルギーが主に電子の運動エネルギーに変換されるからである。しかし，強度が強くなると，レーザーの輻射圧による直接加速によりイオンがより効率良く加速されるようになり，ある点で電子加速の変換効率を上回るようになる。この強度は，プラズマの密度にもよるが，固体密度近旁($300n_{cr}$)のプラズマでは，10^{20}W/cm^2 程度である。従来，イオンの加速メカニズムは直接加速であると考えられていたが，プラズマ，レーザーのパラメーター(密度，温度，レーザー強度，波長)によっては，衝撃波加速になることを，１次元粒子シミュレーションにより示した。衝撃波が発生する条件は，プラズマの流速とイオン音波の速度の比(マッハ数)が，その上限(臨界マッハ数 1.6)を超えないことであり，これをレーザープラズマのパラメーターに焼き直すと，レーザー輻射圧とプラズマ圧力の比がある値以下であることに相当する。レーザー強度が強くなると，電子の温度も上昇するが，レーザー強度の増加ほどは上昇しない。このため，レーザー強度が上がっていくと，あるところで，プラズマの流速が臨界値を超えてしまい，衝撃波加速から直接加速への遷移が生じてしまう。このように，高速点火ターゲット設計時のレーザー

プラズマ・パラメーターをうまく選ぶことにより，イオンの加速は衝撃波加速になる。衝撃波加速では，イオンの加速エネルギー，エネルギー変換効率ともに直接加速で予測される値より大きくなり，効率良く燃料の追加熱を行える。

核融合燃料のなかには，重水素が含まれており，超高強度レーザーで加速される重水素イオンのエネルギーは，数 100keV から数 MeV である。これは，ちょうど D-D 核融合断面積のピークと重なる。このため，超高強度レーザー照射プラスチックターゲット中で D-D 核融合反応が起こっている可能性がある。このときの中性子発生数を，シミュレーションより得られた重水素イオンの分布から計算し，Rutherford 研究所の実験結果を解析するための基礎を確立した。

第４章では，高強度・短パルスレーザーによる，非線形領域での誘導ラマン散乱に見られる，複雑性の発展のメカニズムを明らかにした。高強度での誘導ラマン散乱は，通常のラマン散乱と異なり，後方散乱振幅に時間的振動や，バーストなどのダイナミクスが見られる。さらに，スペクトルが強度に依存した変調成分をもち，短波長側に広がって行くという，非常に非線形な様相をもっている。シミュレーションにより，これらの現象と一致する結果を得た。これらを次のようなメカニズムによって説明した。電子プラズマ波の振幅が大きくなり，相対論効果によりプラズマ周波数が低下すると，散乱波は入射波と共鳴を保つために，短波長側にシフトする。これが変調成分として現われ，これに quasi-periodic から intermittent およびカオス的領域に移り変わるメカニズムが加わることにより，スペクトルはブロードになる。

また，シミュレーションで wave breaking とそれによる電子の加熱が観測された。この結果プラズマが乱流状態になり温度が上がって行くため，SRS は比較的短時間(数 1000 レーザー周期)で停止してしまう。すなわち，パルス幅がピコ秒以下の短パルスレーザーでは，低密度領域で後方散乱によってレーザーのエネルギーが散逸されてしまい，また wave breaking を通してプラズマに吸収されてしまう。高速点火では超短パルス超高強度化によりイオンへのエネルギー変換効率を上げることが期待できるが，上の事実は，超短パルスレーザーによるプラズマ加熱の過程において，SRS が重要であることを示唆している。

最後に第５章では，コロナプラズマ中でのレーザービームの伝播のシミュレ

ーションを，２次元粒子コードを用いて行い，レーザーとプラズマの非線形相互作用の理論で予測されているように，レーザービームが自己収束，channelingをして，プラズマ中を掘り進むことを明らかにした。超高強度のレーザーではchannelingは非常に短い時間スケールで起こるので，ビームのエネルギーがプラズマで散乱されることなく高い透過率でプラズマを突き抜ける。シミュレーションからの予測として，実際の爆縮コロナプラズマ中での透過率は，40%から70%であると思われる。

超高強度のレーザーでは，伝播特性が強度によって変わることは以前から知られていた。これに対し，レーザーの偏向が円偏向か直線偏向かによっても伝播特性が変わることを示した。伝播特性が変わる原因は，電子の円運動による自己磁場であるという理論的予測とは反して，レーザーの先頭でのベクトルポテンシャルの構造によるものであった。

以上が本研究で得られた研究成果である。現在，阪大レーザー研では，100TWから1PWの出力を目指して，レーザーの建設が急ピッチで進められており，高速点火をにらんだ超高強度レーザー・プラズマ相互作用の研究がますます盛んになっている。今後，このレーザー装置を用いた実験により，高速点火のメカニズムの解明が進み，また，新しい物理現象が発見されて行くことが期待される。本研究では，それらの実験データを解析するための理論的基礎を確立した。今後は，シミュレーション手法，物理モデルを，一層発展させて行くことが重要であるが，本論文が超高強度レーザープラズマ研究の発展および，高速点火核融合の一助になれば幸いである。

謝辞

本研究の遂行に際し，終始懇篤なる御指導，ご鞭撻を賜りました三間圀興教授に深厚なる謝意を表します。また終始綿密かつ有益な御指導と御助言を頂きました西原功修教授，高部英明助教授に深厚なる謝意を表します。

本研究は，大阪大学レーザー核融合研究センターで行われたものであり，素晴らしい研究の場を提供して戴くと共に，研究に対する深い御理解と御支援を戴いた中井貞雄教授（前レーザー核融合研究センター長）に謝意を表します。

あわせて，大阪大学大学院在学中において，御指導，ご教示を戴きました西川雅弘教授，権田俊一教授，岡田成文教授，飯田敏行教授，堀池寛教授，三宅正宣名誉教授，青木亮三教授，桂正弘教授，佐々木孝友教授，井澤靖和教授，中塚正大教授，山中龍彦教授，加藤義章教授，今崎一夫元教授に心より謝意を表します。

また，大阪大学大学院博士課程在学中，終始変わらぬ御指導，助言，激励を戴きました，摂南大学田口俊弘教授，大阪工業大学西口彰夫助教授，姫路工業大学坂上仁志助教授，村上匡且助手，レーザー技術総合研究所車信一郎研究員，古河裕之研究員，加藤進博士に心より謝意を表します。

あわせて終始変わらぬ御指導，討論，助言，激励を戴きました，畦地宏助教授，山中正宣助教授，北川米喜助教授，田中和夫助教授，乗松孝好助教授，西村博明助教授，宮永憲明助教授，藤田尚徳助教授，實野孝久助教授，阪部周二助教授，伊藤慶文助教授，大道博行助教授，白神裕之講師，名古屋大学遠藤琢磨助教授，　中井光男助手，長友英夫助手，金辺忠助手，児玉了祐助手，泉信彦助手に深く感謝し致します。

また，本研究を進めるにあたり，数々の熱心な討論，助言，激励を戴きました長谷川進博士，千徳靖彦，河村徹，石崎龍一，紫牟田康志，砂原淳，上島豊，本田満，後藤道夫の各氏に深く感謝致します。

また，研究生活を共にしたレーザー核融合研究センターの方々，特に理論シミュレーショングループ本田孝司君，松井伸幸君，岡本隆君，デザイングループ石飛啓明君，竹内源君，大西直文君，鳴尾秀二君，延藤博君，A. I. Mahdy 氏

に深く感謝致します。また，計算機室福田優子さん，斉藤昌樹氏，加藤香さん，直江正美さん，田村篤和君，岡本匡代さん，島田京子さんに心より感謝致します。あわせて，Cグループ，計測グループ，ターゲットグループ，レーザーグループの方々に深く感謝致します。また，日々の研究生活を充実したものにさせて戴きました事務の方々に心より感謝致します。

最後に，現在までの研究生活を支えて戴きました，両親に心から感謝致します。

研究業績

研究論文：

1. S. Miyamoto, S. Kato and K. Mima "Simulation Study of the Multi-Species Ion Plasma Interacting with an Ultra Intense Laser" Jounal of Plasma and Fusion Research (to be published)
2. S. Miyamoto, K. Mima, M. M. Skoric and M. S. Jovanovic "Simulation of Complexities in Stimulated Raman Backscattering in a Bounded Plasma" Submitted to Phys. Rev. Lett.
3. M.Tsukamoto, K.A.Tanaka, K.Mima, M.Kado, S.Miyamoto, M.Nakai, T.Norimatsu "Stimulated Raman scattering from symmetrically illuminated two-layered spherical targets with 527 nm laser light" Phys. of Plasma 2(2),486(1995).
4. S. Kato, A. Nishiguti, S. Miyamoto, and K. Mima "High-order Harmonic Generation in Dense Plasmas with an Intense Ultra-Short Pulse Laser" J. Phys. Soc. Jpn. 66, No. 2 (1997)
5. K.Mima, H.Takabe, Y.Kato, S.Miyamoto and S.Kato "High density plasma physics in laser produced plasmas", in *Elementary Processes in Dense Plasmas* eds S. Ichimaru and S. Ogata 375-388 (Addison-Wesley Publishing Co. 1995).
6. S. Miyamoto, S. Kato and K. Mima "Theoretical Analysis of the Multi-Species Ion Plasma Interacting with an Ultra Intense Laser" in*Laser Interaction and Related Plasma Phenomena.* eds. S. Nakai and G. H. Miley, Vol. **12**, 627-632 (AIP Press, 1996).
7. S. Kato, A. Nishiguchi, S. Miyamoto and K. Mima "Higher Harmonics Generation in Dense Plasmas with an Intense Ultra-Short Pulse Laser" in *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena.* eds. S. Nakai and G. H. Miley, Vol. **12**, 633-638 (AIP Press, 1996).

学会・国際会議発表：

1. S. Miyamoto, K. Mima, S. Kato and A. Nishiguchi "Analysis of MeV X-ray emission from ultra-intense laser irradiations with solid targets" Oji International Seminar on Elementary Processes in Dense Plasmas, Tomakomai, Hokkaido, Japan, June 27 - July 1 (1994).
2. S. Miyamoto, M. Honda, S. Kato, A. Nishiguchi and K. Mima "Electron energy

distribution in ultra-intense laser irradiated plasma" 'Short Pulse Laser-Plasma Interactions' CECAM Workshop Lyon,12-16 September 1994

3. S. Miyamoto, M. Honda, S. Kato, A. Nishiguchi and K. Mima "Electron energy distribution in ultra-intense laser irradiated plasma" 23rd European Conference on LAser Interaction with Matter, St. John's College, Oxford, 19th - 23rd September (1994).
4. S. Miyamoto, K. Mima and S. Kato "Theoretical Analysis of the Multi Ion Species Plasma Interacting with an Ultra Intense Laser" 12th International Conference on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Senri Life Science Center, Osaka, JAPAN, April 24-28 (1995).
5. S. Miyamoto, K. Mima, H. Takamaru, R. Horiuchi, K. Watanabe and T. Sato "Particle Simulation on Ultra Intense Laser Interaction with Dense Plasmas" US-Japan Workshop on "Plasma Simulation Including Electron Dynamics" 21-23 March 1996 Doubletree Hotel, Philadelphia, PA
6. 宮本斉児，三間圀興，西口彰夫，加藤進「誘導ラマン散乱の散乱スペクトルの理論解析」日本物理学会（東京大学）1992.9.26
7. 宮本斉児，三間圀興，西口彰夫，加藤進「誘導ラマン散乱の散乱スペクトルの理論解析II」日本物理学会(東北大学）1993.3.30
8. 宮本斉児，三間圀興，西口彰夫，加藤進「相対論的高密度プラズマからのX線放射スペクトル」日本物理学会（岡山大学）1993.10.13
9. 宮本斉児，三間圀興，西口彰夫，加藤進「相対論的高密度プラズマからのX線放射スペクトルII」日本物理学会（福岡工業大学）1994.3.28
10. 宮本斉児，本多満，加藤進，西口彰夫，三間圀興「超高強度レーザー照射下における電子エネルギー分布の解析」日本物理学会（静岡大学）1994.9.2
11. 宮本斉児，三間圀興，加藤進，高丸尚教，渡辺國彦，佐藤哲也「超高強度レーザーと相互作用する多種イオンプラズマの粒子シミュレーション」日本物理学会（神奈川大学）1995.3.31
12. 宮本斉児，加藤進，坂上仁志，三間圀興，高丸尚教，渡辺國彦，堀内利得，佐藤哲也「２次元電磁粒子コードによる，超高強度レーザーとプラズマの相互作用の解析」日本物理学会（大阪府立大学）1995.9.30
13. 宮本斉児，加藤進，坂上仁志，三間圀興，高丸尚教，渡辺國彦，堀内利得，佐藤哲也「２次元電磁粒子コードによる，超高強度レーザーとプラズマの相互作用の解

析 II」日本物理学会（金沢大学）1996.4.3

14. 宮本斉児，三間圀興，高丸尚教，渡辺國彦，堀内利得，佐藤哲也「非等方プラズマ中の超短パルス伝播特性の解析」日本物理学会（山口大学）1996.10.3

研究会：

1. 宮本斉児，三間圀興，加藤進，高丸尚教，渡辺國彦，佐藤哲也「超高強度レーザーと相互作用する多イオン種のプラズマの粒子シミュレーション」“大型シミュレーション研究”に関する研究会，核融合科学研究所，名古屋， 1995.1.23
2. 宮本斉児，三間圀興，加藤進「超短パルスレーザーによる MeV X 線の発生」“プラズマを用いた粒子加速に関する総合的研究”研究会，伊豆稲取 KKR，1995.12.16
3. 宮本斉児，三間圀興，高丸尚教，堀内利得，渡辺國彦，佐藤哲也「超高強度レーザーとプラズマの相互作用による大強度磁場の発生」“大型シミュレーション研究”に関する研究会，核融合科学研究所，名古屋，1996.1.31
4. 宮本斉児，三間圀興，加藤進，高丸尚教，堀内利得，渡辺國彦，佐藤哲也「超高強度レーザーとプラズマの相互作用のシミュレーション」“プラズマを用いた粒子加速に関する総合的研究”研究会，石和観光温泉ホテル，1996.2.1

その他：

1. S.Miyamoto, K.Mima and H.Takamaru, "Particle Simulation on Propagation of a Circulary Polarized Ultra-Intense Laser in Overdense Plasmas" pp. 271-272, Annual Progress Report 1995 Institute of Laser Engineering