

講座

高出力超短パルス電磁波とプラズマの相互作用IV

4. 高電磁場のプラズマ物理

小山 和 義
 (電子技術総合研究所)
 (1997年 5月14日受理)

Interactions between Intense Ultra-Short Electromagnetic Pulse and Plasmas

KOYAMA Kazuyoshi
Electrotechnical Laboratory, Tsukuba 305, Japan
 (Received 14 May 1997)

Abstract

Interactions between ultra-intense short laser pulses and either electrons or plasmas are highly non-linear and relativistic, and result in a wide variety of new phenomena. This paper briefly addresses a number of phenomena from the viewpoint of the relativistic motion of electrons, including (i) trajectory of electrons in the intense laser field, (ii) electron energy during and after the laser pulse, (iii) influence of collisions and space-charge force on the energy distribution, (iv) relativistic Thomson scattering spectra, (v) relativistic optical guiding of the laser pulse, and (vi) excitation of large amplitude wake fields.

Keywords:

ultra-intense short laser, nonlinear interaction, relativistic effect, space-charge force, relativistic optical guiding, wake field, plasma, high energy electron, high energy radiation, Thomson scattering

1 はじめに

電磁波はレンズや反射鏡で集光することができる。その焦点径は回折で決まる大きさ、すなわちビーム径を D 、波長を λ_0 、焦点距離を f とすると、ほぼ $f\lambda_0/D$ であり、電磁波の波長に近い大きさにすることができる。特にレーザーは理想的な光源に近く、自然光に比べて桁違いの高強度電磁場を作ることができるので、レーザーの発明以来、高強度電磁場とプラズマの相互作用に関して数多くの研究が行われてきたが、近年になるまでは理論研究が主であった。狭い領域にエネルギーを集中して得られる高温度は、ほとんどの物質を短時間で溶解・蒸発させることができるので、産業界などでレーザー加工などに応用されている。そのときのレーザー照射強度は $10^7 - 10^9 \text{ W/cm}^2$ であり、パルス幅は数百 ns ~ 数 ms である。さらに高い照射強度では、物質のイオン化とそれ

に伴う激しい吹き出し (アブレーション) が始まる。それを利用しているのが、レーザー核融合における爆縮過程であり、照射強度は $10^{15} - 10^{16} \text{ W/cm}^2$ でパルス幅は数 ns である。このように、従来はレーザーによって得られる高温度、すなわちプラズマの熱的性質の利用が中心であった。一方、近年の進歩が著しい高強度・超短パルスレーザーは、熱的以外の多くの相互作用が予想されており、徐々にではあるが、実験でも確かめられつつある。最近までは 10^{16} W/cm^2 以上の照射強度を得るには、巨大なレーザー装置が必要であったが、レーザーの超短パルス化技術の急速な進歩によって、現在では、数メートル四方のテーブルの上で 10 TW (テラワット) 以上の超高出力を、100 fs (フェムト秒) 以下の超短パルスで得ることが可能になった。たとえば、小規模な実験室にも置ける 1 TW のレーザーの出力を、反射鏡によ

て $10\ \mu\text{m}$ に集光すると、 $1.3 \times 10^{18}\ \text{W/cm}^2$ のレーザー強度を得ることができる。

レーザーの電場強度（振幅値） E_0 [V/m] は、レーザー強度を I_0 [W/cm^2] とすると、 $E_0 = 2.74 \times 10^3 I_0^{1/2}$ で与えられ、たとえば $I_0 = 10^{18}\ \text{W/cm}^2$ 、レーザー波長 $\lambda_0 = 800\ \text{nm}$ のときは $E_0 \approx 2.7\ \text{TV/m}$ と、水素原子のボーア半径における電場強度 $0.5\ \text{TV/m}$ より大きな値になる。その結果、原子核が作るポテンシャルが大きく歪められ、原子からは瞬時（電磁波の半周期以内）に電子がはぎ取られ、電子衝突や振動場が関与しない「トンネル電離」が起こる [1]。強度 $10^{18}\ \text{W/cm}^2$ における光圧は $100\ \text{Mbar}$ ($10\ \text{TPa}$) 以上と、巨大惑星の中心部に匹敵する大きさである。電子が電場で振られる速度は、 $I_0 = 10^{18}\ \text{W/cm}^2$ でも $v_{\text{osc}}/c = 0.55$ (c は光速) と、光速の約半分に達し、電子質量の増大などに代表される相対論的な影響が現れ始める。このような極端な条件では、プラズマやそれを構成する電子はレーザー強度が低い場合とは異なる応答をし、極端な非線形相互作用や相対論的な効果などによる多くの新しいプラズマ現象をもたらす。また、パルス幅が $100\ \text{fs}$ 以下と短かく、プラズマの特性時間（衝突など）と同程度またはそれ以下であるため、極端に非平衡かつ非等方なプラズマが生成されることになる。

なお、 $10^{18}\ \text{W/cm}^2$ のレーザー強度を、波長 $800\ \text{nm}$ の光子フラックスに換算すると $10^{37}\ \text{photons/cm}^2\text{s}$ になる。ある瞬間をとると水素原子の体積の中に約 200 個の光子が詰まっていることになり、高強度レーザー光との相互作用は、個々の光子とではなく光子の集団と相互作用をしていると考えたほうが都合がよい。つまり、特別な場合を除いて、古典的な取り扱いで十分であるといえる。

超高強度・超短レーザーパルスが電子やプラズマに入射したときに引き起こされる新現象としては、例えば、(1) レーザーによる大振幅プラズマ波（航跡場）励起、(2) 相対論効果によるプラズマ中のレーザーガイド、(3) プラズマチャンネルによるレーザーガイド、(4) ポンデロモティブ力などによる爆縮プラズマへのホールボーリングと核融合の高速点火、(5) 電離フロントによるレーザーの短波長化、(6) プラズマ波によるレーザーの短波長化、(7) 電子の相対論的運動に伴う高調波発生、(8) プラズマや電子ビームによる誘導後方散乱、(9) プラズマや電子からの非線形トムソン散乱、(10) レーザーによる電子ビームの冷却、(11) 逆ファラデー効果などをあげることができる。これらを利用することによって、従来にない高性能の高エネルギー粒子源や高エネルギー

放射源、または超強磁場などを実現できる可能性がある。また、基礎物性、原子核物理、または天文学などが新しい領域に展開できる可能性も持っている。

ここにあげた相互作用のいくつかは、この講座の今後のシリーズで採り上げられることになっている。超高強度・超短レーザーパルスとプラズマの相互作用では、強力なレーザー電場で高エネルギーにまで振られる電子の運動が鍵を握っている。この講座では、高強度電磁場内での電子の運動とそれに付随したことを説明し、プラズマのエネルギー分布や放射について考える。次いで、電子の運動だけでは説明しきれない集団的相互作用に関して述べる。なお、レーザー強度が $10^{30}\ \text{W/cm}^2$ 近くになるとまったく別の世界が広がっていると予想されているが、本講座ではそこまでは立ち入らない。

2 高電磁場中での電子の運動と放射 [2-4]

レーザー光強度は電子の運動にどれだけ影響を与えるかの指標として、 $\mathbf{a}_0 = (|e| A/m_0 c^2)$ を用いることが多い。この量は規格化されたベクトルポテンシャルといわれる。電場が電子に与える振動エネルギーを電子の静止エネルギーで規格化した値は $\mathbf{a}_0^2 = (8.5 \times 10^{-13} I_0^{1/2} \lambda_0)^2$ に等しい。ただし、 $A = -(1/c)(\partial E/\partial t)$ はレーザーのベクトルポテンシャル、 $-e$ と m_0 はそれぞれ電子の電荷と静止質量であり、レーザー波長 λ_0 の単位は nm とした。

また、簡単のため、ここではレーザーの振動磁場以外の磁場は考えないことにする。

2.1 電子の運動とエネルギー

相対論的な効果を含めた電子の運動量を $\mathbf{p} = \gamma m_0 \mathbf{v}$ とすると、運動方程式は、レーザーの電場と磁場をそれぞれ \mathbf{E} と \mathbf{B} とおき、 $d\mathbf{p}/dt = -e\mathbf{E} - (e/c)(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ と表される。ここで γ はローレンツ因子 ($\gamma^2 = 1 + \mathbf{p}^2/m_0^2 c^2$) である。高強度レーザー場の中では $v/c \approx 1$ であるので、相対論効果に加え、磁場 \mathbf{B} を含む項に起因する非線形効果も考えなければならない。このことは、普通のレーザー強度で自由電子の運動を扱う場合と大きく異なる点である。

まず、高強度レーザー電磁場中での電子の軌道を考える。初期に電子は静止しているとして、レーザーが入射したときの、レーザーパルス中での電子の運動量 \mathbf{P} ($m_0 c$ で規格化 $\mathbf{P} = \mathbf{p}/m_0 c$) と静止エネルギーも含む全エネルギー E ($m_0 c^2$ で規格化) は、それぞれ

$$\mathbf{p} = -\mathbf{a}_0 + \hat{\mathbf{z}} \frac{a_0^2}{2} \quad (1)$$

$$E = 1 + \frac{a_0^2}{2} = \gamma \quad (2)$$

となる[2]. ただしここで \hat{z} は, レーザーパルス進行方向の単位ベクトルであり, x 軸を \mathbf{a}_0 ($\parallel \mathbf{E}$) に平行にとる. 第(1)式の右辺第一項はレーザー電場 (周波数 ω_0) による調和振動を表しており, レーザー強度が極端に強くない場合はこの項だけになる. また, 右辺第二項は $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ から出てくる項であり, 周波数がゼロの成分と2倍の成分 ($2\omega_0$) とを持つ. 周波数がゼロの成分はレーザービーム方向に電子が ($\mathbf{E} \times \mathbf{B}$) ドリフトすることを表し, その速度 \mathbf{v}_D (c で規格化) は,

$$\mathbf{v}_D = a_0^2 / (4 + a_0^2) \quad (3)$$

で与えられる.

ドリフト運動 \mathbf{v}_D に乗った系で電子の運動を観測すると, 直線偏光の場合には, 第(1)式から x 軸方向の調和振動 (ω_0) と z 軸方向の2倍の周波数成分 ($2\omega_0$) とで, x - z 面内で8の字型の軌道を描くことがわかる. 一方, レーザーが円偏光している場合には, 電場ベクトルの方向が z 軸の周りで周期的に回転するので, ドリフト

運動 \mathbf{v}_D に乗った系で電子の運動を見ると x - y 面内で円運動になる.

直線偏光の場合と円偏光の場合の, 高強度レーザー場中の電子の運動の軌道を, Fig. 1 に示す. 実験室系で見ると, 直線偏光の場合は8の字運動をドリフト速度で引き伸ばした鋸歯状の軌道に, 円偏光ではコイルを引き伸ばした螺旋状の軌道になる.

つぎに, レーザーパルスが入射したときの電子の運動量と運動エネルギーを考える. 平面波 (一次元) の場合, レーザーパルス入射前に静止していた電子は, レーザーパルス通過に伴って振動しながらレーザーの進行方向に並進運動する. $a_0^2 \gg 1$ の時には電子の運動エネルギーは非常に大きくなるが, レーザーの振動場とエネルギーをやり取りしているだけであり, レーザーパルス通過後は再び静止状態に戻る. ただし, 位置はレーザー伝播方向にずれている. 一方, 電離などによってレーザーパルスの途中で電子が生成される場合は, レーザーパルスの通過後も電子は有限の運動エネルギーを持つ. たとえばレーザーパルスの途中で, 電離によって電子が発生したときの運動量とそのときの電子の速度 (\propto ベクトルポテンシャルの瞬時値) をそれぞれ, \mathbf{P}_{ini} と \mathbf{a}_{ni} とすると, レーザー通過後の電子の残留運動量 \mathbf{P}_f (m_0c で規格化) は,

$$\mathbf{P}_f \approx [\mathbf{P}_{\text{ini}} - \mathbf{a}_{\text{ni}}] - \hat{z} \frac{a_{\text{ni}}}{2} [2\mathbf{P}_{\text{ini}(T)} - \mathbf{a}_{\text{ni}}] \quad (4)$$

になる. ここで, 運動量の添え字 (T) はレーザーの電場方向 (x) を表す. レーザーの振動電場が最大のときにもっともトンネル電離しやすいが, 直線偏光の場合, ここでは電子はほとんど静止 ($a_0 \approx 0$) している. すなわち \mathbf{P}_{ini} と \mathbf{a}_{ni} の値は小さいので, 電子が持つ最終的な運動量は, 第(4)式の第一項に近い値をとり, あまり大きくはなれない. このように, レーザーパルス通過後の光電子が持つ残留エネルギーは比較的小さい. 一方, 円偏光の場合には電子が発生したときの運動量 \mathbf{P}_{ini} は小さいが, 振動周期の間に, 電場は向きを変えるだけで強度は変わらないので残留運動量は,

$$\mathbf{P}_f \approx -\mathbf{a}_{\text{ni}} + \hat{z} \frac{a_{\text{ni}}^2}{2} \quad (5)$$

と大きな値になる. 実際, レーザー強度が $I_0 \lambda_0^2 \approx 3 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2 \mu\text{m}^2$ の領域で, 円偏光の場合には 1 keV と, 直線偏光の場合の 200 eV に比べて, 電子のエネルギーが高くなっているという報告がある[5].

ここまでは, 主にレーザーパルス通過後の電子が持つエネルギーに関して述べ, 直線偏光したレーザーパルス

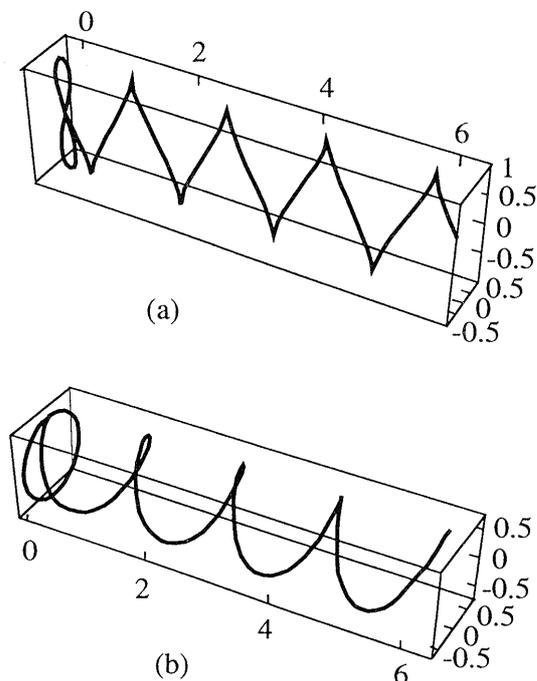


Fig. 1 Orbital motions of the electron in the laboratory frame for incident linearly polarized light (a) and circularly polarized light (b).

通過後は電子のエネルギーはあまり大きくはなれないことを述べてきた。しかし、パルスのピーク付近でレーザーが突然なくなると、ある位相条件を満たす電子は、レーザー進行方向に高速で放出される。このときの運動エネルギーは約 $a_0^2/2$ であり、後述のポンドロモータップポテンシャルに等しく、非常に大きなものになり得る。このような状況は、レーザーパルスを、遮断密度で急峻な密度勾配を持つプラズマに入射することによって実現することができる。レーザー光の遮断密度より奥へのしみこみ距離は半波長程度である。遮断密度での急峻な密度勾配は、超短パルスレーザーを薄膜に照射するか、高強度レーザーの巨大なポンドロモータップ圧によって、プラズマを奥に押しつけることによって形成できる。

爆縮プラズマにレーザーによって、急峻な密度分布を持つ孔を開け、孔の奥の臨界密度近傍でレーザー強度 $I\lambda^2 > 10^{20} \text{ W/cm}^2\mu\text{m}^2$ のパルスによって大量の MeV 以上の高速電子を発生し、核融合反応に点火しようという提案がある[6]。いくつかの研究所でそのための基礎的な実験が進められている。また、金属薄膜にレーザーと位相関係を適当に保った電子ビームを同時に照射して、電子加速の可能性を検証しようという計画もある。

実際のレーザーパルスは一次元平面波ではなく時間的空間的に変化している。その場合には、ポンドロモータップ力(動重力ともいわれる)の影響も加わる。レーザー電場によって振られる電子の運動と磁場とによって生じる力 $-(e/c)\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ は、電磁波の伝播方向に電子のドリフト運動を引き起こすことは前に述べた。レーザーの振幅が一定の場合にはドリフト運動を保つためには何の力も必要ないが、レーザー強度が増大している場合には、強度が高い部分では電子はより大きな速度を受け、振幅の小さな方に押しやられる。一方、パルスが通り過ぎた後ろでは、レーザー強度が高い部分にある電子は尾部に比べて速いドリフト速度を持っているがレーザーパルスよりは遅い。この様子をレーザーパルスに乗った系で見ると、あたかも電場の圧力勾配に比例した力で電子を排除しながら進んでいるように見える。これがポンドロモータップ力であり電子に働く大きさは、

$$\begin{aligned} f_p &= -\frac{e^2}{4m_0\omega_0^2} \nabla E_0^2 = -\frac{1}{4} m_0 c^2 \nabla a_0^2 \\ &= -1.5 \times 10^{-25} \lambda_0^2 \nabla I_0 \text{ [dyne]} \end{aligned} \quad (6)$$

である。ここで、 $m_0 c^2 a_0^2/2$ ($m_0 c^2$ で規格化したときは $a_0^2/2$) は、電子の振動エネルギーを一周期にわたって平均した値に等しく、ポンドロモータップポテンシャル

ともいう。一様密度のプラズマに入射する場合に、プラズマの単位体積に働く力の大きさは、第(6)式に電子密度 n_e をかけ、プラズマ周波数を ω_p として、

$$F_p = -\frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \nabla \frac{\langle E_0^2 \rangle}{4\pi} = -\frac{1}{4} n_e m_0 c^2 \nabla a_0^2 \quad (7)$$

となる[7]。ポンドロモータップ力はレーザー電場の圧力勾配に比例した力であり、レーザーの伝播方向以外の方向にも働く。この力は電場中での運動をレーザーの振動周期より長い時間で平均してみると、電子に対して、あたかも通常の圧力のように振る舞い、レーザーパルスが存在する場所から電子を排除するように働く。遮断密度に近い電子密度のプラズマ ($\omega_p \approx \omega_0$) に、1TW のレーザーを集光し $1.3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ のレーザー強度にした場合、ポンドロモータップ力による圧力は 220 Mbar (22 TPa) という大きな値になる。

集光されたレーザーパルスと静止している電子が出会うと、レーザーパルスのポンドロモータップ力によって、電子は横方向に跳ね飛ばされる。はねとばされた電子は光速に近く、相対論的なエネルギーを得ることがわかる[3,4]。レーザーパルスに乗った系でみた時の軌跡と、電子エネルギーの変化を Fig. 2 に示す。

2.2 衝突や空間電荷の影響

非常に希薄な気体(例えば 10^{-4} Torr ; $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) にレーザーを照射すると、電子温度を 10 eV として、デバイ長は焦点の大きさ $10 \mu\text{m}$ と同程度の大きさであり、空間電荷などの影響はほとんど現れない。このとき、電子はレーザーの振動場とエネルギーの交換をしているだけであり、レーザーパルス通過後には、電子には正味のエネルギーはほとんど残らず、初期エネルギーに近い値になることは、前に述べた。

しかし、プラズマの密度が高く、レーザーパルス通過中に電子の衝突や空間電荷の影響が現れると事情は異なる。衝突によって、電子とレーザーの振動エネルギーのやり取りの位相が乱されると、レーザーへのエネルギーの戻りはなくなり、電子の振動エネルギーはランダムな熱エネルギーへと変換され、レーザーエネルギーの減少につながる。この過程は、いわゆる「逆制動放射」と呼ばれるものであり、レーザーの主な吸収機構の一つである。この機構は、電子とイオンの衝突が支配しているので、レーザー強度が大きいときは電子の振動エネルギーが増大し、吸収率が低下するので電子温度は低い。密度の上昇とともに、吸収率は上昇し電子温度は高くなる[8]。レーザー強度が 10^{16} W/cm^2 で波長が 800 nm、

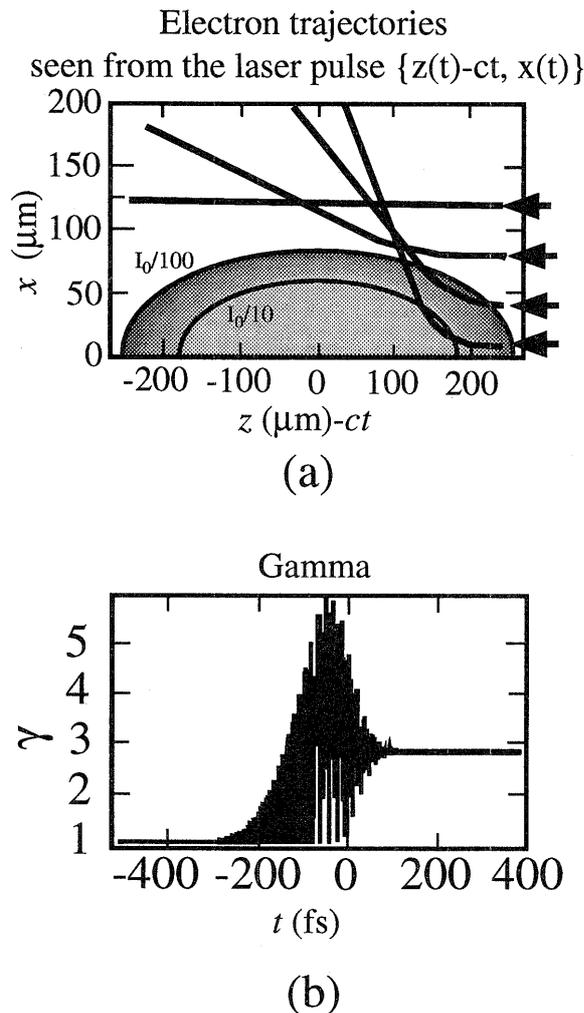


Fig. 2 Trajectories of electrons in the laser pulse of Gaussian temporal- and spatial-profile for four different impact parameters(a). The peak laser intensity and the wavelength are 10^{20} W/cm 2 and 790 nm, respectively, and time dependence of γ of an electron (b). The initial position of the electron is $0.5\mu\text{m}$ off the laser axis.

パルス幅が 100 fs の場合の、モンテカルロ法による電子の分布関数の計算では、低密度 (10^{16} cm $^{-3}$) のときの分布関数の形は、単粒子近似の場合とほとんど変わらずエネルギーがゼロの近傍にピークを持つが、密度を上げる (10^{20} cm $^{-3}$) に連れて急速にマックスウェル分布に近づくことが示されている [9].

プラズマの密度が高い場合には、衝突の影響に加え、電子密度の不均一による空間電荷の影響が現れる。高強度・超短レーザーパルスでは、ポンドロモータイプ力が電子密度の擾乱に大きな役割を果たす。ポンドロモータイプ力によって排除された電子は、パルスの通過後に

は空間電荷によって引き戻される。このとき、パルス幅とプラズマ振動周期が共鳴条件を満たすと、レーザーパルスの後ろにはレーザーと同じ速さの大振幅プラズマ波が励起される。この波については、次節でもう少し詳しく触れる。このような振動する空間電荷が電磁場中の電子の運動に与える効果は、運動方程式に空間電荷による復元力 $f = -m\omega_p^2 z$ の項を付け加えることによって評価できる。レーザーのパルス幅 τ_L が、プラズマ振動の周期に比べて極めて短い場合 ($\omega_p \tau_L \ll 2\pi$) には、レーザー伝播方向への電子の運動量 p_z は、レーザーパルスの通過中はレーザー強度にほぼ比例して増減するだけであり、レーザー通過後の残留運動量はそれほど大きくはない。しかし、レーザーのパルス幅がプラズマ振動の周期に一致したとき ($\omega_p \tau_L \approx 2\pi$) には、空間電荷による電場エネルギー (縦波のエネルギー) と電子の運動エネルギーとの間で効率のよいエネルギー交換が行われる。このとき、レーザーパルス通過後の残留エネルギーは非常に大きなものになる。これは最終的には衝突によって熱化される [3].

電磁場中の電子の運動に与える効果は複雑であり、条件によっては思いもよらない軌道を描く。様々な場合に関して計算を行い、条件によっては、低温多価電離プラズマを生成できる可能性も示されている [10]. そのようなプラズマは、X線レーザーの媒質として関心が持たれている。一方、固体に照射して生成される高密度プラズマでは、電子温度を MeV 以上の超高温にできる可能性がある。そのような超高温プラズマは、陽電子発生や核反応などに影響する可能性があり、物理的興味だけでなく応用の面からも興味ある問題を多く含んでいる。

2.3 電磁波の放射・散乱

高速で運動する電子によって生ずる放射の電場は、

$$E = \frac{e}{c} \left[\frac{\mathbf{n} \times ((\mathbf{n} - \hat{\mathbf{v}}) \times \hat{\mathbf{v}})}{(1 - \hat{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{n})^3 R} \right]_{t' = \frac{R}{c}} \quad (8)$$

で与えられる [11]. ただし、 \mathbf{n} は電子のある位置から観測点に向けた単位ベクトルであり、 $R(t')$ は電子と観測点の距離、 $\beta = v/c$ は光速で規格化した電子の速度である。ここで第 (8) 式右辺のすべての量には、 $t' = t - R(t)/c$ から決まる遅延時刻 t' における値を用いなければならない。運動方程式によって電磁場中の電子の運動を求め、第 (8) 式に代入すると、散乱波の電場強度を求めることができる。非相対論的な場合 ($\beta \ll 1$) は、普通のトムソン散乱、すなわち入射光の周波数と同一の周波数で電子の運動方向に垂直な方向に極大を持つ双極

子放射になる。なお、レーザーの波長程度では、放射の反作用は考えなくてもよい。

電子のドリフト v_D に乗った座標系で考えると、入射光が円偏光のときは電子は円運動をしているので、そこからの放射はシンクロトロン放射に等しく、すべての高調波成分を含む。同様に、8の字運動している場合でも、放射には高次の成分が現れる。これらは放射場の遅延による因子 $\hat{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{n}$ 、および電子の座標系での時間「固有時」と実験室系とでは時間の進みが γ 倍だけ異なり、それが一周期の間にも変化することに由来する。

電子の運動を実験室系でみると、電子のドリフト v_D に乗った系での運動に、レーザー伝播方向へのドリフト運動が加わる。Fig. 3のように、レーザーの伝播方向に対する観測者の方向を θ_L 、入射波の実験室系での周波数を ω_{0L} とするとき、散乱波の周波数 ω_L は、

$$\omega_L = \omega_{0L} \frac{1 - v_D}{1 - v_D \cos \theta_L} = \omega_{0L} \left(1 + \frac{1}{2} a_0^2 \sin^2 \frac{\theta_L}{2} \right) \quad (9)$$

で与えられ、基本周波数はレーザー強度に応じたスペクトルシフトをする。この式で分子の $(1 - v_D)$ はドリフトの影響を、分母 $(1 - v_D \cos \theta)$ は放射場の遅延の影響を表す。相対論の効果がそれほど大きくない ($a_0^2 \leq 1$) ときは、観測方向を適当に選べば任意の周波数 ($\geq \omega_{0L}$) の放射を得ることができるが、 a_0^2 が大きくなると、放射の全エネルギーが増大すると同時に、ほとんどの放射エネルギーが前方に集中するようになる[2]。

放射のスペクトルは、放射電場の時間変化を求め、フーリエ成分を求めることによって知ることができる。レー

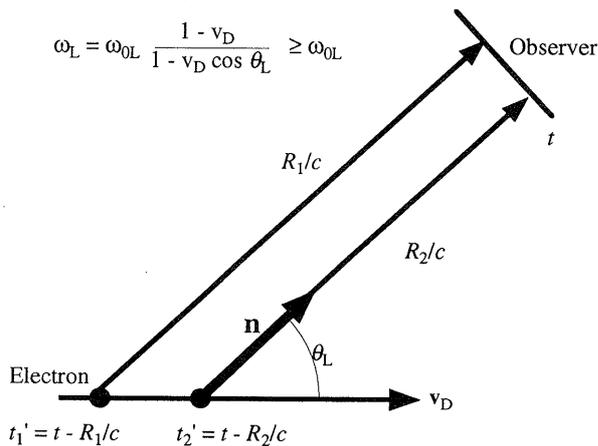


Fig. 3 The field of an quivering electron in uniform drift motion. The electron moves along the z-axis with the drift velocity v_D .

ザー強度がまだ極端に大きくはない直線偏光 ($a_0 = 0.5$; 10^{18} W/cm², $\lambda_0 = 800$ nm) が入射したときの、前方および側方での電場の変化の計算値とそのフーリエ成分を Fig. 4 に示す。光軸上への前方散乱では、基本波成分のみになるが、他の観測方向では、角度と偏光成分に応じて偶数次や奇数次のスペクトルが現れるなど、相対論の効果が現れ始めている。レーザー強度を増すに従って、スペクトルシフトと次数の高い放射が現れるようになる。このようなスペクトルシフトや高調波などの、散乱の様々な特性を応用すると、レーザーの集光での相互作用に関する様々な情報を得ることができる。

3 プラズマの応答

前項では、レーザー場中での電子の運動とそれに伴う放射について簡単に述べたが、ここでは高強度電磁場とプラズマの相互作用のもう一つの側面である、集団運動について概略を説明する。粒子的な扱いは、エネルギー分布などに対する見通しを得るためには便利であったが、電子の集団運動に対しては難しい。集団運動を扱う場合、粒子のエネルギー分布には立ち入れないが、単粒子の運動とは別の極限である電磁流体モデルを用いたほうが考えやすい。

プラズマと高強度電磁波の相互作用は、相対論的効果を考慮したプラズマの運動方程式と連続の式および、マックスウェルの電磁方程式で記述できる。簡単のため、レーザーのポンデロモティブ圧力に比べて熱的な圧力が無視でき、プラズマ密度は遮断周波数より十分低い場合を考える。さらに、時間が短いのでイオンは静止しているとして、レーザーパルスに乗った座標系 ($\omega_p \ll \omega_0$ のときは光速) への変換 ($\xi = z - ct$ と $\tau = t$) と、適当な近似[11]を行うと、レーザー場 \mathbf{a} と静電場 ϕ を表す式は、一次元の場合に次のようになる、

$$\left[\frac{2}{c} \frac{\partial}{\partial \xi} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial \tau} \right] \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial \tau} = \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{\mathbf{a}}{1 + \phi} \quad (10a)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} = \frac{\omega_p^2}{2c^2} \left[\frac{(1 + \alpha^2)}{(1 + \phi)^2} - 1 \right] \quad (10b)$$

ここで、 $\phi = |e| \Phi / m_0 c^2$ は規格化されたスカラーポテンシャルであり、プラズマ波を表す。プラズマの密度、運動エネルギー、速度を、 ϕ と α で表すと、 $n/n_0 = 1 + [(1 + \alpha^2)/(1 + \phi)^2 - 1]/2$, $\gamma = [1 + \alpha^2 + (1 + \phi)^2]/[2(1 + \phi)]$, $\beta_z = [1 + \alpha^2 - (1 + \phi)^2]/[1 + \alpha^2 + (1 + \phi)^2]$ となる。これらの式から、プラズマの非線形屈折率とそれを利用したレーザー光ガイド、大振幅プラズマ波(航跡場)励起、プラズマ振動

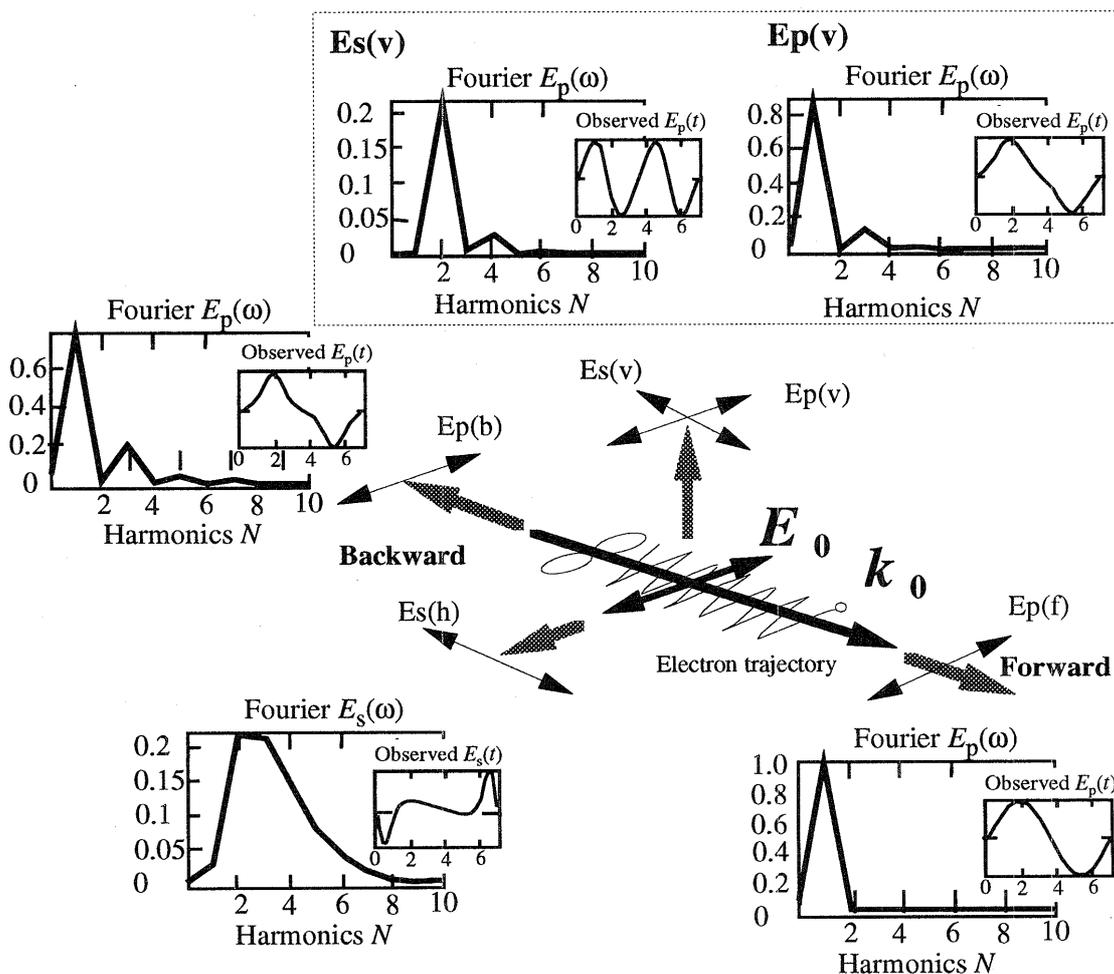


Fig. 4 Fourier spectra and waveforms of electric fields (insets of each Fourier spectra) of forward-, side- and back-scattered light for $a_0 = 0.5$ (10^{18} W/cm², Ti:sapphire laser field).

と電磁波の結合による高調波発生などが導かれる。プラズマ中では、プラズマ波と電磁波の結合によって、高い効率で高調波を発生できることが知られているが、ここでは取りあげない。

3.1 プラズマによるレーザー光ガイド

強力なレーザーがプラズマに入射すると、レーザーによって振られる電子の速度が光速に近くなるので、相対論効果によって電子質量は増大しプラズマ周波数は低下する。そのため、屈折率は、レーザーのパルス幅がプラズマ波の波長に比べて長い場合 ($\omega_p \tau_L > 1$; τ_L はパルス幅) に、

$$\eta = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega_0} \right)^2 \frac{1}{(1 + |a_0|^2)^{1/2}} = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega_0} \right)^2 \frac{n}{n_0 \gamma} \quad (11)$$

となる。多くの場合、レーザー強度は周辺部の方が弱く ($\partial |a_0| / \partial r < 0$)、屈折率は周辺部で小さい。屈折率が小さい所ではレーザーの位相速度が大きくなるので、屈折率が中心軸上よりも周辺部で小さい分布のときは、プラズマはレーザー光に対し収束作用をする。径方向の屈折率分布が適当な形の場合は、収束作用と回折によって広がる作用とが打ち消しあい、レーザーパルスは焦点を過ぎた後も広がることなく長距離伝播できる。このような相対論効果による光ガイド形式を「相対論的光ガイド」といい、この効果を起こすためには、臨界パワー $P_{\text{crit}} \approx 17.4 (\omega_0 / \omega_p)^2$ [GW] 以上のレーザー出力が要求される [12]。一方、レーザーのパルス幅がプラズマ波の振動周期に比べて短い場合 ($\omega_p \tau_L \ll 1$) には、プラズマ振動よりも速くレーザーパルスが消滅するので、プラズ

マ振動はレーザーパルスによって大きな変調を受けることができない。そのため、相対論的光ガイドは期待できない。

最近では、あらかじめ生成した遮断密度に近いプラズマに 10 TW の出力で 1 ps のパルス幅のレーザーパルスを数 mm に集光し、「相対論的光ガイド」を観測したという報告も行われるようになってきた[13]。

光ガイドのためにプラズマ密度分布をあらかじめ作らなくても、一定のレーザーパワーがあれば、自動的に高強度パルスを長距離伝播できるような相対論的光ガイドは、短波長光発生や後述の航跡場加速などへの応用の面からも注目されている。

3.2 大振幅プラズマ波の励起

レーザーパルスがプラズマ中を伝播するとき、プラズマにはポンデロモータイプ力が働き、レーザーパルスのある場所から電子を排除する。レーザーのパルス幅がプラズマ振動の周期との共鳴条件を満たすときは、大振幅プラズマ波が励起される。この波は、レーザーパルスの後にできるので航跡場と呼ばれる。その位相速度はレーザーの群速度に等しく、ほぼ光速である。直線偏光レーザーパルスによるプラズマ波の最大振幅は、一次元近似で、

$$E_{\max}[\text{GV/m}] \approx 3.8 \times 10^{-8} \sqrt{n_0[\text{cm}^{-3}]} \frac{a_0^2}{\sqrt{1+a_0^2}} \quad (12)$$

となり、この電場強度は現在の加速器の加速勾配の百～千倍の大きさである[14]。大振幅プラズマ波は第(10)式によって解析することができるが、円偏光で矩形パルスといった特別な場合を除いては、解析的に解くことは難しく、数値解析に頼らざるを得ない。非常にレーザー強度が大きい ($a_0 = 2$; $9 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ for 800 nm) 場合には、極度の非線形性が現れ、Fig. 5 に示すように密度変動は壁のような形になり、プラズマ波の電場は急峻になる。このような大振幅プラズマ波を励起するためには、レーザーのパルス幅がプラズマ波の波長の約半分という共鳴条件を満たさなければならない。

これに対して、レーザーのパルス幅がプラズマ波の波長の数倍と長い場合には、レーザーの立ち上がり部分で励起された小振幅航跡場がきっかけとなって前方ラマン散乱を励起するだけでなく、電子密度の局所的な変動(二次元的効果)がレーザー光の相対論的自己収束効果をより強調する。その結果、レーザーのパルスは大きな変調を受け、極端な場合にはレーザーのパルス列がプラズマ

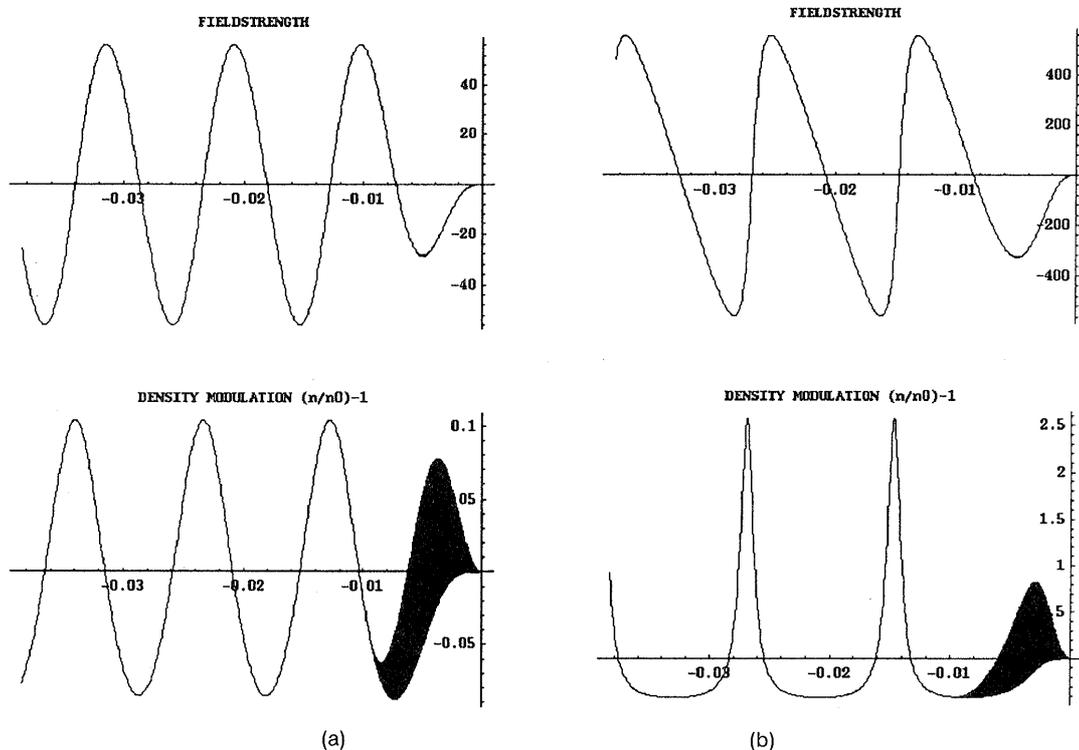


Fig. 5 Density variation $\delta n/n = n/n_0 - 1$ (lower trace) and axial electric field E_z (upper trace) for the laser intensity of $\alpha_0 = 0.5$ (a) and $\alpha_0 = 2.0$ (b).

波の波長で並んだような形になり、いくつかのパルスによって大振幅プラズマ波が共鳴的に励起されることになる[15].

大振幅プラズマ波の実験は、干渉計による航跡場の密度変調の測定や[16], 高エネルギー粒子の検出とそれに伴うラマン散乱スペクトルなどが[17]報告されるようになってきたばかりでなく、干渉性トムソン散乱によって航跡場の成長や減衰が計測されるなど[18], 近年急速に精密な実験へと移行しつつある。

ほぼ光速で進む大振幅プラズマ波を、電子加速に応用しようというアイデアがあるが、それについては、この講座の今後に予定されている。

4 まとめ

ここでは、超高強度・極短レーザーパルスとプラズマの相互作用で、現在までに話題になってきた事柄のほんの一部を説明した。超高強度・極短レーザーパルスとプラズマの相互作用で、もっとも特徴的なことは、電子の速度が光速に近く、極めて大きなエネルギーを持つことと、時間スケールがプラズマの様々な特性時間と同程度かそれ以下になることであろう。そのような条件でのプラズマの挙動を調べる強力な手段として計算機シミュレーションがある。特にPIC(particle-in-cell)コードは多くの研究グループで使われているが、誰でも簡単に扱える訳ではない。本講座では、超高強度・極短レーザーパルスとプラズマの相互作用に関する概略をつかむために、一個の電子の運動から出発した。電子の運動だけを見ても、超高強度電磁場中では電子の速度が大きく、衝突頻度が少ないのである程度の見通しを得ることができる。実際のプラズマでは、衝突や空間電荷の影響を受けるが、衝突は主に方向やエネルギー分布の広がりや寄与する。一方、空間電荷の影響は複雑であり、初期条件などの少しの差でも結果は大きく変化する。この辺のことは、ありふれたパソコンでも、Fortran や数式処理ソフトが走れば、様々な場合について確かめることができる。面白いモードが見つかるかも知れないので、暇なときに試してみると面白い。

超高強度レーザーパルスとプラズマの相互作用に関する研究は、最近までは実験では確かめようがなかったが、近年方々で実験が行われるようになり成果も出つつあ

る。しかし、まだ限られた条件でのほんの一部の事柄しか判っていない。この分野は、物理現象の面白さだけでなく、応用面でも従来言われている以上に広がる可能性がある。巨大装置もいらないので、この分野への多くの方々の参加を期待したい。

参考文献

- [1] L. V. Keldysh, Sov. Phys. JETP **20**, 1307 (1965); M. V. Ammosov, N. B. Delone and V. P. Krainov, Sov. Phys. JETP **64**, 1191 (1986).
- [2] E. S. Sarachik and G. T. Schappert, Phys. Rev. D **1**, 2738 (1970).
- [3] J. N. Bardsley, B. M. Penetrante and M. H. Mittleman, Phys. Rev. A **40**, 3823 (1989).
- [4] U. Mohideed, H. W. K. Tom, R. R. Freeman, J. Bokor and P. H. Bucksbaum, J. Opt. Soc. Am. B. **9**, 2190 (1992).
- [5] P. B. Corkum, N. H. Burnett and F. Brunel, Phys. Rev. Lett. **62**, 1259 (1989).
- [6] S. C. Wilks, Phys. Fluids **B 5**, 2603 (1993); M. Tabak, *et al.*, Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994).
- [7] F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion* Vol.1 (Plenum, New York, 1984), p305.
- [8] R. D. Jones and K. Lee, Phys. Fluids **25**, 2307 (1982).
- [9] T. Ditmire, Phys. Rev. E **54**, 6735 (1996).
- [10] B. M. Penetrante and J. N. Bardsley, Phys. Rev. A **43**, 3100 (1991).
- [11] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (Wiley, New York, 1975), p657.
- [13] M. Borghesi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 879 (1997).
- [12] P. Sprangle, E. Esarey and A. Ting, Phys. Rev. A **41**, 4463 (1990).
- [14] P. Sprangle, E. Esarey, A. Ting and G. Joyce, Appl. Phys. Lett. **53**, 2146 (1988).
- [15] J. Krall, A. Ting, E. Esarey and P. Sprangle, Phys. Rev. E **48**, 2157 (1993).
- [16] J. R. Marques *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 3566 (1996); C. W. Siders, *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **24**, 301 (1996).
- [17] A. Modena *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **24**, 289 (1996).
- [18] A. Ting *et al.*, Phys. Rev. Lett., **77**, 5377 (1996); S. P. LeBlanc, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **77**, 5381 (1996).