

超高強度場科学の最前線——レーザー高エネルギー物理の可能性——

中島 久 〈高エネルギー加速器研究機構加速器研究施設 305-0801 つくば市大穂 1-1 e-mail: nakajima@post.kek.jp〉

最近の超高強度レーザー技術のめざましい進展により、レーザーの光量子場がもたらす超高強度電磁場、圧力場、加速度場は物質との相互作用において強い非線形効果を生み出し、高エネルギー光子や粒子の発生・加速等の物理現象を誘起することが明らかになってきた。このようなレーザーによる超高強度場と物質との相互作用によって起こされる物理現象の解明とその応用を研究する分野が、「超高強度場科学」として形成されつつある。とくにレーザー高強度場のポテンシャルエネルギーは、高エネルギー素粒子・核物理現象を引き起こすエネルギーに達しており、その加速機構と高エネルギー物理研究の可能性について解説する。

1. はじめに

最近の高強度レーザー技術の進歩により、レーザーパルスの超高ピーク出力化、集光強度の超高強度化が驚くべき勢いで進んでいる。このレーザーの特徴は、パルスのエネルギーは一定のまま極限までパルス幅を圧縮し高強度化を実現する。T³レーザー（テーブル・トップ・テラワットレーザーの略語）のごとく固体結晶や半導体をレーザー媒質としてコンパクト化することが可能になり、実験室のテーブルトップサイズで数10 TW（1テラワット=10¹²ワット）レーザーが出現するようになった。波長1 μmの光子のエネルギーは約1 eVで、物質中の束縛電子を励起する能力程度であり、初期のレーザーはおもに物質の光化学反応や表面の光電子反応を調べるために利用されてきた。しかし最近の高強度レーザーを用いれば、電子やイオンの運動エネルギーはMeVレンジになる。このレーザー強度の増加の勢いから推測し、近い将来、超高強度レーザーの出現とその相互作用が誘起する荷電粒子の運動エネルギーは、GeVからTeVのレンジまで達することは想像にかたくない。すなわち、レーザーの光量子場は高エネルギー物理学の最前線で必要とされるエネルギーを粒子に与えることができるようになる。

ここ10年間の超高強度レーザーのめざましい進展をふまえ、分子・原子レベルでの物質やプラズマとの高強度場相互作用の研究はすでに高強度場化学、相対論的プラズマダイナミクスの研究や超高強度場粒子加速の研究として日本で活発に展開され始めた。このような超高強度レーザーをめぐる状況を見ると、超高強度場科学の最前線が確実に、伝統的に加速器を研究手段としてきた原子核・素粒子レベルの研究に到達しつつある。それは原子・分子科学に新しい研究領域の展開をもたらしたように、高エネルギー物理学の研究においても加速器とは異なった研究手法や研究分野の展開が期待される。本稿では超高強度場科学の最前線における研究の動きを紹介し、超高強度レーザーを用いた新しいタイプの高エネルギー物理学の可能性について解説を試みる。

2. 高強度レーザーの発展

1960年に最初のレーザー発振が成功して以来、そのピーク出力の発展の様子を辿ってみると、新しい技術の発明によって急激な上昇が見られる。この進化の過程を年代に関して表すと図1のようになる。¹⁾ 高強度レーザーの発展は短パルス化技術の発達がもとになっているが、KWレンジ、数10 μsの最初のレーザー発振から始まり、レーザーキャピティのQ値を変調して高出力パルスを発生させるQスイッチング法や、レーザー発振の縦モード間の位相制御をし高出力超短パルス列を発生させるモード同期法の発明によって、パルス幅はナノ秒(10⁻⁹s)からピコ秒(10⁻¹²s)、ピーク出力はMWレンジからGWレンジに達した。媒質中での非線形光学効果のために、しばらく短パルス化によるピーク出力の増強は妨げられたが、ピーク出力の急上昇はチャープパルス増幅法(Chirped Pulse Amplification)の発明²⁾(1985年)後、また始まった。この超短パルスレーザーを増幅するCPA法は、最初パルスを時間的に引き延ば

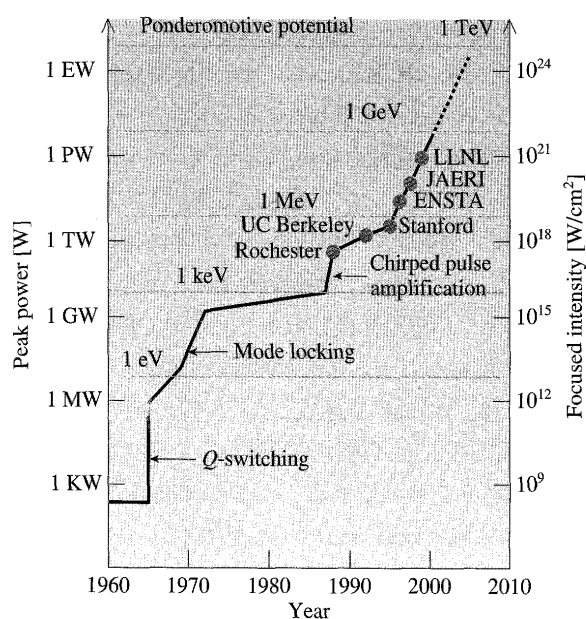


図1 高強度レーザーのピーク出力と集光強度の発展。図中のエネルギーレベルは波長1 μmのレーザーの集光強度に対応するポンドロモティブポテンシャル U_p を示す。

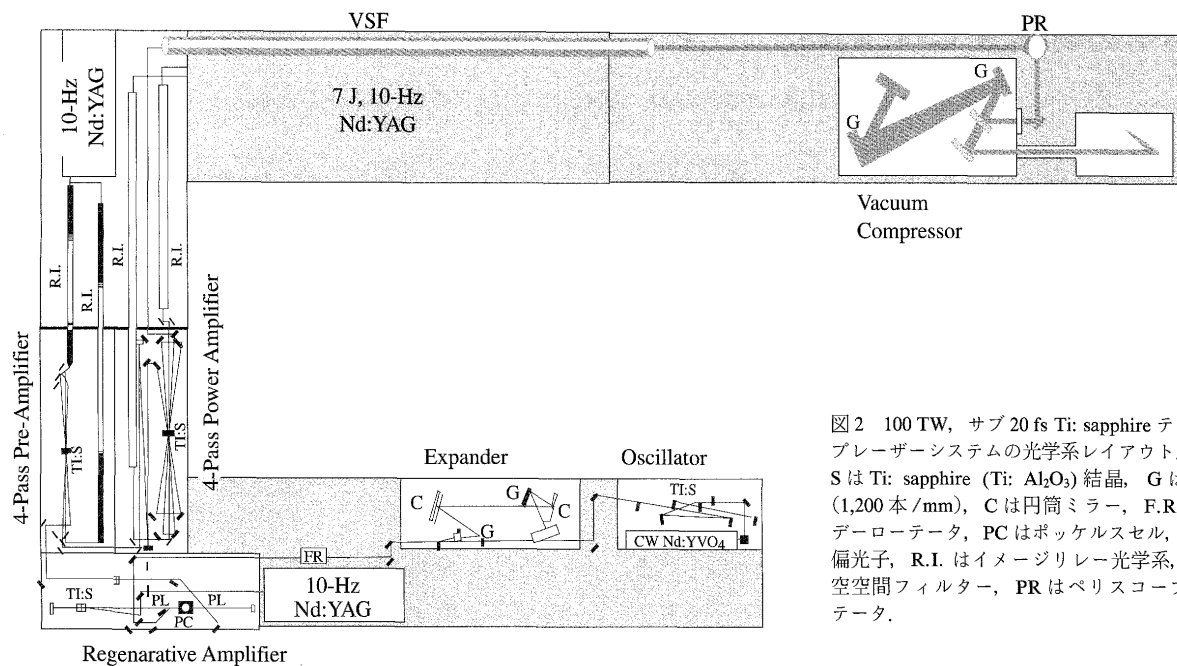


図2 100 TW, サブ 20 fs Ti: sapphire テーブルトップレーザーシステムの光学系レイアウト. 図中 Ti: S は Ti: sapphire (Ti: Al₂O₃) 結晶, G は回折格子 (1,200 本/mm), C は円筒ミラー, F.R. はファラデーローテータ, PC はポッケルスセル, PL は薄膜偏光子, R.I. はイメージリレー光学系, VSF は真空空間フィルター, PR はペリスコープ偏光ローテータ.

し増幅した後、再び圧縮する方法で、レーザーパルスの高強度場による媒質中での非線形効果や損傷を防ぐことができる。CPA 法によりエネルギー蓄積密度の高い固体媒質の使用が可能になり、90年代の TW レンジへの飛躍的なピーク出力の発展と、T³ レーザーに代表される小型高強度レーザーの出現がもたらされ、「超高強度場科学」という新しい研究分野が誕生することになった。また最近の半導体レーザー技術の著しい進歩を見ると、今後10年間にレーザーは超小型化高性能化が進み、ピーク出力は PW (ペタワット=10¹⁵ W) から EW (エクサワット=10¹⁸ W) レベルに達することが予想される。

3. CPA レーザーと極限光強度

チャープパルス増幅法とは、モード同期発振器で発生した超短パルス光 (10–100 fs) をストレッチャーで 10³–10⁵ 倍に引き伸ばし、何段かの増幅器を経てパルスエネルギーを 1 nJ から数 J レベルまで増幅した後、コンプレッサーでもとのパルス幅程度まで再圧縮して非常に高いピーク出力を発生する方法である。世界最高のピーク出力は米国ローレンスリバモア研究所 (LLNL) で、この CPA 法を用いて 1.1 kJ まで増幅したパルスを 440 fs に圧縮して 1.5 PW、集光強度は 10²¹ W/cm² を達成した。³⁾ この光パルスの圧縮技術は、原理的には不確定性原理からくるパルス幅の極限まで圧縮することができる。つまり周波数スペクトル幅 $\Delta\nu$ とパルス幅 τ の積 $\Delta\nu \cdot \tau = C$ (ガウス型パルスの場合 $C = 0.44$) で決まるパルス幅まで圧縮することができる。したがって、超短パルス光を得るにはスペクトル幅が広くなければならないが、レーザー媒質として広い蛍光スペクトルをもつチタンサファイア結晶が用いられることにより、

10 fs レンジへの超短パルス化が進んだ。さらにその大きい誘導放出断面積と優れた熱伝導性により大口径化と 10 Hz–1 kHz への高繰り返しパルス発生が可能になり、チタンサファイア CPA レーザーは90年代のサブ TW から 100 TW 級へのピーク出力の飛躍的発展をもたらした。日本原子力研究所光量子科学研究センターは、1998年に世界で最初にピーク出力 100 TW、パルス幅 19 fs、繰り返し 10 Hz で動作するチタンサファイア CPA レーザーシステムを開発した。⁴⁾ 図2にこのシステムのレイアウトを示す。

今後、高強度レーザーのピーク出力と集光強度はどこまで上昇を続けるだろうか。ピーク出力の高強度化をさらに進めるには、パルス幅をさらに短くし、かつ高エネルギーまで増幅しなければならない。しかし数 10 fs 以下のパルスの CPA システムでは、増幅器内でスペクトル幅が狭くなりパルス幅が広がる効果や、パルスの品質を低下させるプリパルスや、増幅自然放光 (ASE) が実際の応用実験上、主パルスの到着以前に物質を加熱したり、プラズマ化するため問題になる。これらの問題を解決し超高出力超短パルスを実現する方法として、光パラメトリック増幅器⁵⁾ (Optical Parametric Amplifier) を用いる CPA システム (OPCPA) が提案されており、次世代の超高強度レーザーの有力候補と考えられている。実際にピーク出力 10 PW、パルス幅 20 fs、集光強度 > 10²³ W/cm² のテーブルトップ OPCPA システムも提案されている。⁶⁾ さらに現在、プロジェクトが進行している米国の国立点火施設⁷⁾ (NIF; National Ignition Facility) やフランスのレーザーメガジュール計画⁸⁾ (LMJ; Laser Megajoule) のようなマルチビームからなる数 MJ パルスで励起すれば、ピーク出力はエクサワットからゼタワット (10²¹ W) に達し、集光強度は 10²⁸

W/cm^2 になるだろうと予想されている。⁹⁾

4. 超高強度場の粒子加速機構

4.1 超高強度場とは

レーザー強度 $I=10^{24} \text{ W}/\text{cm}^2$ は、電磁場の強度で表すと電場は $E \cong 2.7 \times 10^{13} \text{ V}/\text{cm}$, 磁場は $B \cong 10^{13} \text{ G}$ である。このようなレーザー電磁場下での電子の運動について考える。レーザー場をベクトルポテンシャル A を用いて表すと、レーザーの伝播方向に垂直な運動量は $p_{\perp} = eA/c$ であるから、電子の振動速度 “quiver velocity” は $v_{\text{osc}} = eA/\gamma m_e c = eE/\gamma m_e \omega$ で与えられる。ここで m_e は電子の静止質量, γ は相対論的係数である。したがって、電子の1周期当たりの平均エネルギーは次式で与えられる。

$$\bar{\gamma} = \left(1 + \frac{e^2 \bar{A}^2}{m_e^2 c^4}\right)^{1/2} = \left(1 + \frac{a_0^2}{2}\right)^{1/2}. \quad (1)$$

ここで、 $a_0 = (2e^2 \lambda^2 I / \pi m_e^2 c^5)^{1/2} = 0.85 \times 10^{-9} I^{1/2} [\text{W}/\text{cm}^2] \lambda [\mu\text{m}]$, λ はレーザーの波長である。これは電子がレーザー場のエネルギーを吸収して m_e から $m_e \bar{\gamma}$ に質量が増えたことに相当する。このエネルギー増加 $m_e c^2 (\bar{\gamma} - 1)$ は電子の運動エネルギーを表し、ポンドロモーティブポテンシャルと呼ばれる。非相対論的近似では、

$$U_p = \frac{1}{4} m_e c^2 a_0^2 = \frac{2\pi e^2 I}{m c \omega^2} = \frac{e^2 E^2}{4m_e \omega^2} \approx 9.33 \times 10^{-14} I \lambda^2 [\text{eV}]. \quad (2)$$

またその勾配力 $F = -\nabla U_p$ をポンドロモーティブ力という。

波長が $1 \mu\text{m}$ のレーザーでは強度が $10^{12} - 10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$ で、このポテンシャルは原子、分子の結合エネルギーに達し多光子反応や高次高調波発生などの非線形光学現象を誘起する。さらに $10^{14} - 10^{15} \text{ W}/\text{cm}^2$ で原子のイオン化エネルギーに達し、光量子場が原子のクーロン場に打ち勝ち瞬時に電離するようなトンネルイオン化が起こる。たとえば He 原子のイオン化エネルギーは 24.6 eV であるから、 $I \approx 1.5 \times 10^{15} \text{ W}/\text{cm}^2$ の光強度で束縛電子はクーロンポテンシャル障壁を乗り越えイオン化する。このように高強度レーザーの出現によって、興味深い原子・分子のイオン化やクーロン爆発と呼ばれる解離過程が明らかになった。¹⁰⁾ さらに $10^{18} - 10^{19} \text{ W}/\text{cm}^2$ では、ポテンシャルは $100 \text{ keV} - 1 \text{ MeV}$ になるから、原子はイオン化し完全電離したプラズマが生成され、プラズマ電子のダイナミクスは相対論的となる。この電子が相対論的な運動を始めるレーザー強度から超高強度場科学が展開するということができよう。なお陽子の相対論的運動は $10^{23} - 10^{24} \text{ W}/\text{cm}^2$ で現れる。超高強度場領域で起こる物理過程はまずプラズマ粒子の加速とその相対論的ダイナミクスである。

4.2 レーザーウェーク場加速

レーザー電磁場 (角周波数 ω , 波数 k) は、電子密度 n_e

のプラズマ中を分散式

$$\omega^2 = k^2 c^2 + \omega_p^2 \quad (3)$$

に従って伝播する。ここで $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e / m_e}$ はプラズマ周波数である。したがってこの電磁波の位相速度 (v_p) と群速度 (v_g) は、それぞれ

$$v_p = \frac{\omega}{k} = c / \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}, \quad v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = c \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \quad (4)$$

となる。つまりレーザーの振動電場の位相は真空中の光速 c よりも速く進むが、レーザーパルスはプラズマ中を c よりも遅く伝播することを表す。また分散式の両辺に \hbar^2 をかければプラズマ電子の振動で光子は質量 $\hbar \omega_p / c^2$ をもつと考えることができる。このときプラズマ中を伝播するレーザーパルスの速度 β_g およびローレンツ係数 γ_g を定義することができる。

$$\beta_g = \hbar k c / \hbar \omega = (1 - \omega_p^2 / \omega^2)^{1/2}, \quad \gamma_g = \hbar \omega / \hbar \omega_p = \omega / \omega_p. \quad (5)$$

つまり光子がプラズマ中を伝播するためには $\omega > \omega_p$ でなければならず、 $\omega < \omega_p$ では光子はプラズマ電子によって反射される。また振動する光電場の位相速度は c よりも速いのでレーザー電場の中で電子は加速と減速を交互に受け、運動方程式を無限区間で積分すると正味のエネルギーは 0 となってしまう。これは Lawson-Woodward の定理と呼ばれ、無限空間のレーザー電場では直接粒子加速ができないことを述べている。¹¹⁾

図3に示すように、プラズマ振動の波長にほぼ等しいパルス長の超短パルスレーザーがプラズマ中を伝播するとき、

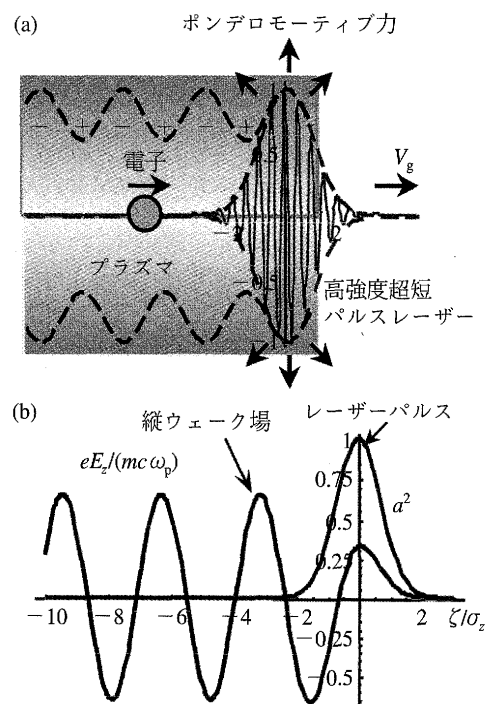


図3 (a) レーザーウェーク場加速の原理概念図。(b) コールドプラズマ線形流体モデルで得られるガウス型レーザーパルスによる縦方向ウェーク場の励起。励起レーザー強度は $a_0=1$, rms パルス幅 $\sigma_z = \lambda_p / \pi$ である。ここで λ_p は電子プラズマ波長。

レーザーパルスのポンデロモーティブ力でプラズマ電子を排除しながら進むため、パルスの後方にプラズマ波が励起される。これをレーザーウェーク場と呼んでいる。このプラズマ波の位相速度はレーザーパルスの群速度にほぼ等しいので、電子密度の粗密によって生ずる電場に光速に近い速度で進む粒子を捕捉し加速することができる。プラズマ波の最大電場は、プラズマ電子の振動速度が波の位相速度を超えるために起こる波の破壊電場の振幅まで励起することができる。すなわち $eE_{\max}/m_e\omega_p=c$ より最大電場は電子密度 n_e cm^{-3} のプラズマに対して $E_{\max}[\text{V/cm}] \approx 0.96\sqrt{n_e}$ となる。たとえば電子密度 10^{18} cm^{-3} のプラズマでは、ほぼ 100 GV/m の加速電場まで発生できることになる。高周波加速器では金属表面の放電破壊電場はおよそ 1 GV/m で

あり、実用上の加速勾配は高々 100 MeV/m に制限されている。イオンが静止しているとして熱的効果を無視したプラズマの線形流体方程式から得られるウェーク場は、ピーク出力 $P[\text{TW}]$ 、パルス幅 $\tau[\text{fs}]$ のガウス型レーザーパルスがプラズマ波長 $\lambda_p[\mu\text{m}] \approx 0.57\tau$ 、プラズマ電子密度 $n_e[\text{cm}^{-3}] \approx 3.5 \times 10^{21}/\tau^2$ のプラズマ中を伝播するとき最も効率よく励起され、その加速電場は、

$$eE_z[\text{GeV/m}] \approx 8.6 \times 10^4 P^{1/2} / (r_0 \tau^2) \quad (6)$$

で与えられる。¹²⁾ ここで r_0 はレーザーのスポット半径、 γ は(1)式で与えられ相対論的な非線形効果を表す。なお直線偏光レーザーに対しては $a_0 = 6.8 \lambda P^{1/2} / r_0$ である。

我々は1993年大阪大学レーザー核融合研究センターのピーク出力 10 TW 、パルス幅 1 ps の CPA レーザーを用いてレーザーウェーク場の励起と電子加速実験を行い、 30 GeV/m の電子加速が起こることを確かめた。¹³⁾ その後、レーザーウェーク場による相対論的電子の発生・加速現象については多くの実験が世界中で競って行われ、図4のようにエネルギーゲイン 100 MeV 、加速勾配 100 GeV/m を超える電子のレーザープラズマ加速が報告されている。我々は1996年には電子ライナックを入射器とする加速実験を実施した。ピーク出力 2 TW 、パルス幅 90 fs のレーザーパルスをヘリウムガスを満たしたチェンバーの中で集光してプラズマウェークを励起し、 17 MeV の電子ビームを入射して加速された電子のエネルギースペクトルを測定する実験を行い、図5のような加速エネルギーゲインのスペクトルを得た。¹⁴⁾ 20 Torr のガス中では最高加速エネルギーゲイン 250 MeV に達する電子が観測され、ウェーク場のプラズマ診断から最大加速電場は 10 GeV/m を超えることがわかった。

このようにプラズマ中に励起されるウェーク場は非常に高い粒子加速電場となるが、レーザーパルスは回折効果と強い非線形効果により高々レーリー長の数倍程度の短距離でエネルギーを失い、有効に加速エネルギーを粒子に与え

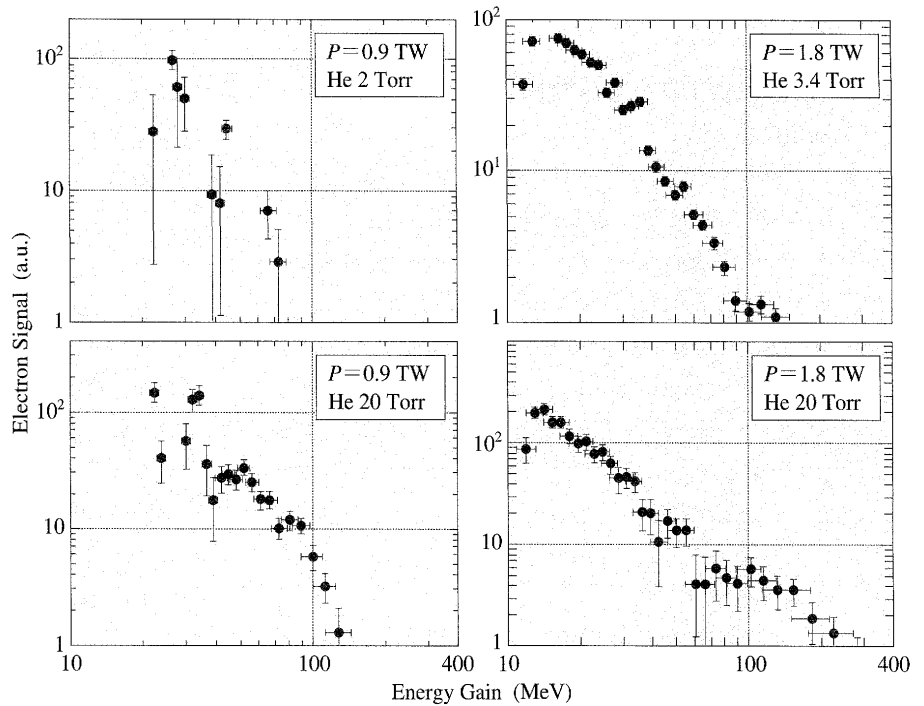


図5 レーザーウェーク場加速実験で得られた電子のエネルギーゲインスペクトル。図中の数値は He ガス圧力とレーザーピーク出力値を示す。

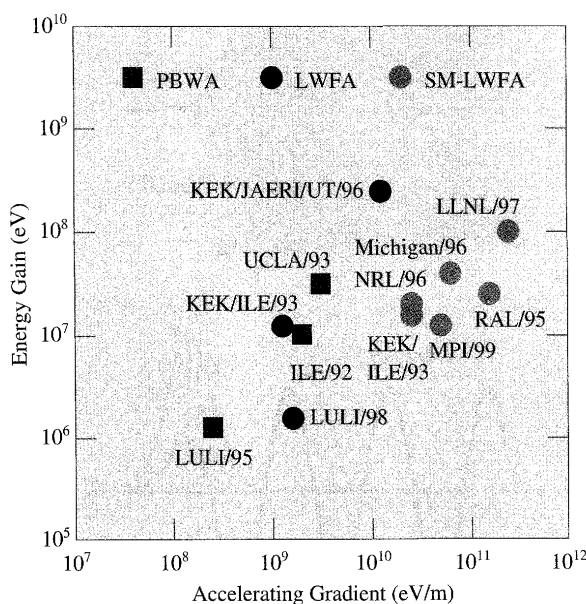


図4 レーザープラズマ加速機構による最近の電子加速実験結果を加速電場勾配と加速エネルギーゲインについて示す。PBWA はビート波励起プラズマ波加速、LWFA はレーザーウェーク場加速、SM-LWFA はパルス変調型レーザーウェーク場加速機構を表す。

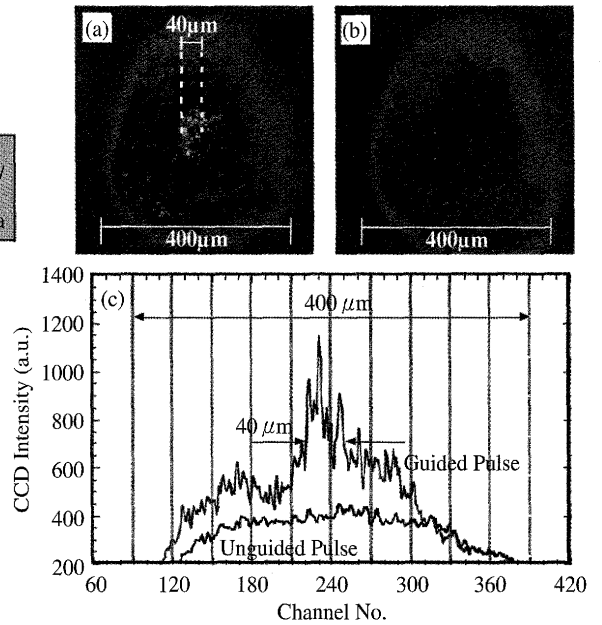
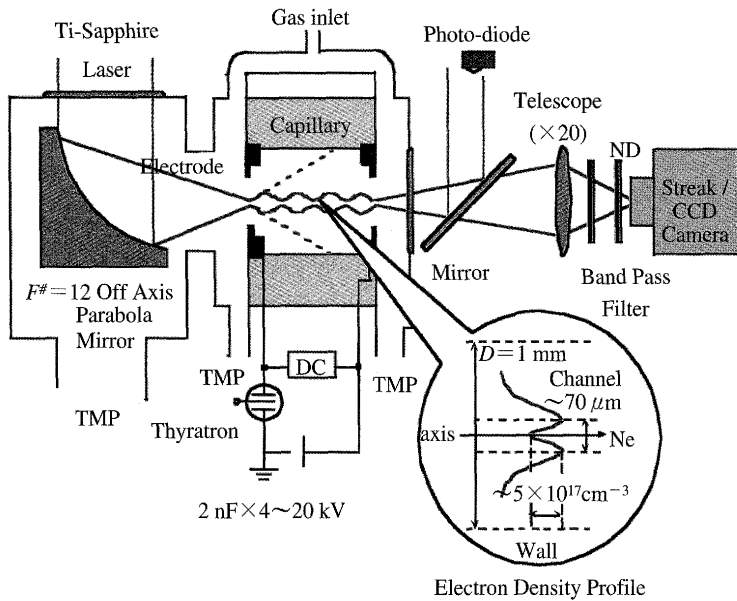


図6 高速Zピンチキャピラリープラズマ光導波路の実験装置概略図と、(a)-(c) 2.2 TW, 90 fs レーザーパルスで 40 μm 径で 2 cm ガイディングさせたときの導波路出口での光強度プロファイル。

ることができない。このため高エネルギーまで粒子の加速を行う方法として、高周波加速器の加速管に相当するプラズマ光導波路が提案されている。これは図6のようなキャピラリー中に光ファイバーのような屈折率分布をもつプラズマ密度チャンネルを形成し、レーザーパルスのガイディングを行うものである。我々は1999年に高速Zピンチ放電により電磁流体不安定性のない、長寿命のプラズマ光導波路の開発を行い、2.2 TW, 90 fs のレーザーパルスを集光径 40 μm (集光強度 $> 1 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$) で 2 cm にわたり伝播させる実験に成功した。¹⁵⁾

また図5からもわかるように、加速電子のエネルギースペクトルを見ると、今までのどのレーザープラズマ加速実験でもほとんど 100% の広がりをもっていて、従来の単色ビームを発生する「加速器」の定義からはほど遠いという批判がある。高品質ビームの加速を行うには、時間的に数 fs、空間的にも数 μm の電子バンチを生成し、相対論的エネルギーまで予め加速して入射しなければならない。このためレーザーウェーク場加速機構を加速器に応用する立場から、超短パルス超低エミッタンス電子ビーム源が必要であることが認識され、原

理検証実験から一歩進んで波の位相や伝播制御などの機能を開発し、先進加速器技術としての確立を目指す第2世代の研究が活発に行われ始めている。¹⁶⁾

4.3 ソリトンポテンシャル加速

レーザー光強度が $I \approx 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 以上になると $a_0 \gg 1$ となり、プラズマ電子の相対論的運動によりレーザーの伝播やプラズマ波の励起が非線形的振舞をする。すなわちプラズマ電子の質量は $m_e \gamma$ となるので、プラズマ周波数は非相対論的強度に対する値 ω_p に比べ $\omega_p / \gamma^{1/2}$ となり、プラズマの屈折率は

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\gamma \omega_0^2}} \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{2\gamma \omega_0^2} = 1 - \frac{n_e}{2\gamma n_c} \quad (7)$$

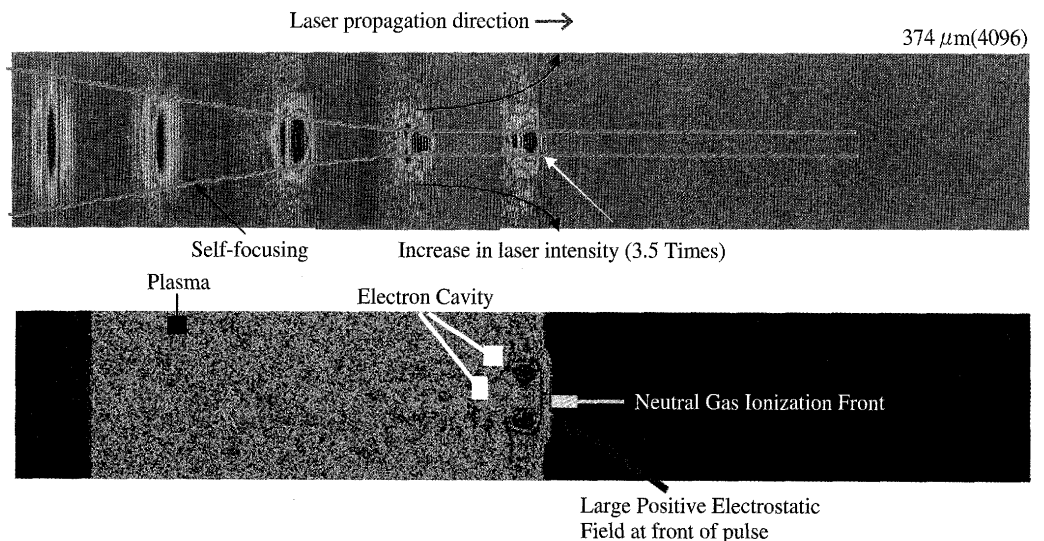


図7 2次元相対論的PICコードによる 100 TW, 19 fs レーザーパルスのプラズマ中 ($n_e = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) の伝播に関する計算機シミュレーション。距離 $200 c/\omega_p$ 伝播後の (a) レーザー電場と (b) プラズマ電子密度を表す。

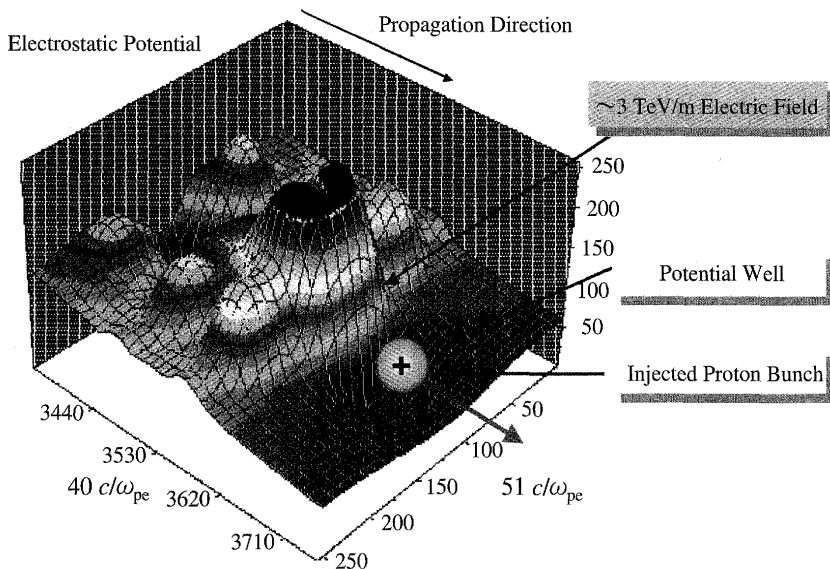


図8 レーザーパルスが相対論的自己集束により距離 $350 c/\omega_p$ 伝播後に形成されるプラズマ静電ポテンシャルの2次元プロット. このポテンシャルにイオンがトラップされれば $\sim 3 \text{ TeV/m}$ の電場で加速を受ける.

となる. ここで $n_c [\text{cm}^{-3}] = \pi / (r_e \lambda^2) \approx 1.1 \times 10^{21} / \lambda^2 [\mu\text{m}]$ で臨界プラズマ密度, つまりレーザーがプラズマ中を伝播できなくなる (遮断周波数) 電子密度である. $a_0 \gg 1$ では $\tilde{r} \approx a_0 / \sqrt{2} \propto \sqrt{I(r)}$ であるからガウス型ビームでは光軸ほど屈折率が大きく, 外側ほど屈折率が小さくなるので, 凸レンズとなってビームが集束する. これは非線形屈折率をもつ媒質によって起こる自己集束効果と同じで相対論的自己集束と呼び, ピーク出力が $P_{cr} [\text{GW}] \approx 17 \omega^2 / \omega_p^2$ 以上で起こる.¹⁷⁾ この相対論的自己集束効果は極めて強い非線形相互作用を引き起こし, プラズマからの X 線放射, イオン, 電子などの高エネルギー粒子発生の一因になっている. この非線形ダイナミクスはレーザー強度に依存して数 fs から数 ps の時間スケールで起こる超高速現象で, 直接観測することは極めて難しいが, 粒子 (PIC; Particle In Cell) コードなどの計算機シミュレーションの発達によって再現することが可能になってきた. 図7はピーク出力 $P = 100 \text{ TW}$, パルス幅 20 fs のレーザーパルスがほぼ大気圧の He ガス中で $10 \mu\text{m}$ のスポットサイズに集光され ($I = 2.5 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$), 光量子場によるイオン化で電子密度 $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ のプラズマを生成し, ほぼ 1 mm の距離を伝播する過程をレーザー電場, プラズマ電子密度について PIC コードでシミュレーションした結果である. このプラズマ密度では $P = 160 P_{cr}$ であるから, 顕著な相対論的自己集束効果が起こり, レーザーパルスは集光したまま 1 mm 以上伝播していく. ただし, パルスは空間的に何本かのフィラメントに分裂し, 一部は回折によりエネルギーを失う (フィラメンテーション). 最終的にレーザーパルスはエネルギーを失うとともに, 曲がった光跡を描いて消滅する様子がシミュレーションでは示される (ホース不安定性). レー

ザーパルスのポンドロモーティブ力はプラズマ電子に対し反発力であるため, 電子を排除して進みレーザーパルスの前面に鋭いピークの電子パルスとレーザーパルス部分に電子密度のキャビティ (キャビトン) ができ, レーザー光はこのキャビティに閉じ込められる. この電子キャビティには正電荷をもつイオンが取り残されているため, レーザーパルスの前面には急峻な勾配をもつ静電ポテンシャルが形成される. これは図8に示されるように最高 3 TeV/m のプラスの静電場を生ずる. この場合, パルス幅とプラズマ波長の間には相対論的な非線形効果のために共鳴条件が成り立っていないので, コヒーレントなウェーク場の励起は抑制され, この静電ポテンシャルは一種のソリトン (プラズマ物理でいう包絡ソリトン) のようにレーザーパルスとともに

に相対論的速度で伝播する. すなわち, プラズマ密度を制御することにより粒子速度との整合をとれば, 陽子やイオンなど正電荷粒子を $> 1 \text{ TeV/m}$ 以上の超高電場で, 1 GeV 以上の高エネルギーまで高々 1 mm の伝播距離で加速する有力なメカニズムとなる. それゆえこれをソリトンポテンシャル加速と名づけた.

4.4 超相対論的ポンドロモーティブ加速

レーザーウェーク場加速もソリトンポテンシャル加速もレーザーパルスのポンドロモーティブ力がプラズマ電子の集団的な運動をまず駆動し, 電荷分離の結果発生する静電場 E を加速場として用い, 加速 (相互作用) 距離を L とするときエネルギーゲインが $\Delta W = eE \cdot L$ で与えられる, いわゆる古典的加速である. ここでプラズマは高周波加速器のようにレーザー電磁場 A から静電場 E へのモード変換器の働きをしており, 変換効率と発生できる最大静電場には制限があるから, エネルギーゲインを増大させるには加速距離を長くする以外にない. このエネルギーゲインの式は,

$$\Delta W = \frac{p^2}{2m_e} = \frac{e^2 A^2}{2m_e c^2} = \frac{1}{2} m_e c^2 a_0^2 \quad (8)$$

のように静電場も相互作用距離も含まない形に書きなおすことができる. これはエネルギーゲインがポンドロモーティブポテンシャルエネルギー $2U_p$ に相当することを表している. 我々は最近, $\tilde{r} \gg 1$ の超相対論的領域では電子とポンドロモーティブポテンシャルが直接相互作用し, 電子を超高エネルギーまで加速しうる機構を見つけ, 超相対論的ポンドロモーティブ加速と称している.

プラズマ中を伝播するレーザー電磁波の分散式 (3) は, 光子がプラズマ中を伝播するときプラズマ振動によるエネルギーに相当する質量を獲得するので, $\hbar\omega < \hbar\omega_p$ ではプ

ラズマ電子により反射され伝播できないことを表していたが、同様に電子はレーザー場で $\Delta m_e^2 = m_e^2 a_0^2 / 2$ の質量増加が起こることを (1) 式で述べた。このことは高強度レーザーパルスは「光子プラズマ」と考えることができ、そのプラズマ周波数は $m_e c^2 a_0 / \sqrt{2} \hbar$ に相当する。それゆえ、周波数 $m_e c^2 \gamma' \beta' / \hbar$ の電子ド・ブロイ波が「光子プラズマ」中を伝播するとき、 $\gamma' \beta' < a_0^2 / \sqrt{2}$ ならば電子は「光子プラズマ」によって反射される。すなわち電子のエネルギーが

$$\gamma' \leq \tilde{\gamma} \tag{9}$$

のとき電子はレーザーパルスによって散乱され、パルスを通り抜けることができない。ここで γ', β' は速度 v_g でレーザーパルスとともに進む基準座標系における値である。実験室座標系における電子のエネルギーとレーザー伝播方向の初期速度を $\gamma_0, \beta_0 \cos \theta_0$ とすれば、

$$\gamma' = (1 - \beta_g \beta_0 \cos \theta_0) \gamma_0 \gamma_g \tag{10}$$

ここで $\beta_g = v_g / c$ および $\gamma_g = (1 - \beta_g^2)^{-1/2}$ である。この相互作用は弾性散乱として、散乱後の実験室系におけるエネルギーは散乱角を θ とすると、ローレンツ変換により保存則

$$\gamma(1 - \beta_g \beta \cos \theta) = \gamma_0(1 - \beta_g \beta_0 \cos \theta_0) \tag{11}$$

が成り立つ。初期速度 $\pm \beta_0$ をもつとき、散乱後の最大エネルギーは $\theta = 0$ において

$$\gamma_{\pm} = [(\beta_g \mp \beta_0)^2 + \gamma_0^2] \gamma_0 \gamma_g^2 \tag{12}$$

で与えられる。ここで (+) 記号は電子とレーザーパルスが並進する場合、(-) 記号は対向する場合を表す。真空中では $\beta_g = 1$ として (11) 式より $\theta = 0$ では $\gamma = \gamma_0$ となるから粒子加速は起こらない。

(12) 式より初期エネルギー γ_0 から最終エネルギーまで電子を加速するために、必要なレーザー強度とプラズマ密度の条件は次のようになる。

$$\beta_g = \frac{\gamma \beta + \gamma_0 \beta_0}{\gamma + \gamma_0}, \quad \gamma_g = \frac{\gamma + \gamma_0}{\sqrt{2[1 + \gamma \gamma_0(1 - \beta \beta_0)]}^{1/2}}$$

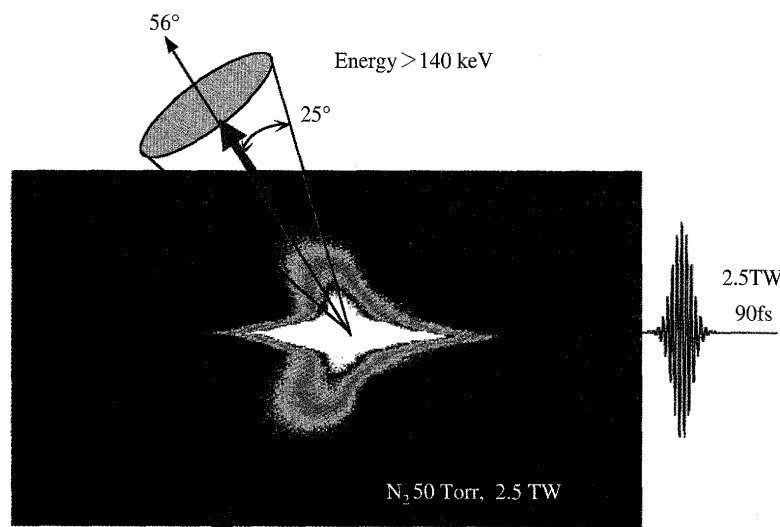


図9 50 Torr 窒素ガス中に 2.5 TW, 90 fs レーザーパルスを集光したとき発生した電子ジェット の CCD イメージ。

$$\begin{aligned} a_0 &= \sqrt{2[\gamma_g^2 \gamma_0^2 (1 - \beta_g \beta_0)^2 - 1]}^{1/2}, \\ I[\text{W/cm}^2] &= 1.37 \times 10^{18} \lambda^{-2} [\mu\text{m}] a_0^2, \\ P[\text{TW}] &= 0.0215 a_0^2 (r_0 / \lambda)^2, \\ n_e[\text{cm}^{-3}] &= 1.115 \times 10^{21} \lambda^{-2} [\mu\text{m}] \gamma_g^{-2}. \end{aligned} \tag{13}$$

ここで r_0 はレーザーのスポット半径である。例題として入射エネルギー 280 MeV ($\gamma_0 \approx 550$) の電子を 1 TeV ($\gamma \approx 2 \times 10^6$) まで加速するには $a_0 = 42$ ($\tilde{\gamma} = 30$)、 $\gamma_g \approx 3.3 \times 10^4$ であるなければならない。これは波長 $\lambda = 1 \mu\text{m}$ のレーザーを用いるとき、ピーク出力 $P = 4 \text{ PW}$ を電子密度 $n_e \approx 1.1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ のプラズマ中でスポット半径 $10 \mu\text{m}$ に集光し、光強度 $I \approx 2.5 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ で電子ビームと相互作用させればよい。

ポンデロモーティブ加速は自由電子による誘導コンプトン散乱であるカピッツァ・ディラック効果¹⁸⁾ として古くから知られており、古典電磁力学でも説明できる。¹⁹⁾ 実験的にも最近の高強度レーザーを用いた研究によってこの加速現象が観測され始めた。²⁰⁾ 我々も 1995 年に始めた T³ レーザーを用いた研究の初期に図 9 に示す現象を発見し、電子ジェットと名づけた。これは 2.5 TW, 90 fs のレーザーパルスを 50 Torr の窒素ガス中に集光したとき、ある角度に電子がビーム状に放出される現象で、ガスをイオン化した電子の軌跡が CCD カメラで観測された。ジェットの発生角度から電子のエネルギーがわかるが、実際の測定では 140 keV 以上の成分があり、イメージングプレートで観測されたビームの広がりから、ビームエミッタンスは $10 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ 程度と驚くほど小さかった。同様な電子ジェットは PW レーザーを 1 mm のポリスチレン (CH) ターゲットに照射した LLNL での実験でも見つかっており、前方に 15 MeV で 2 MeV の幅をもつ 10^{10} 個以上の電子ビームが放出されることを観測している。²¹⁾

5. 超高エネルギー科学への展望

超高強度場のエネルギーは物質との相互作用により多様な加速機構を通じて高エネルギー粒子状態を創り出す。現状ではレーザーで励起できる粒子エネルギーはまだ MeV レンジにあるが、すでにレーザー原子核物理の研究分野を開拓する動きが欧米では始まっている。近い将来の超高強度レーザーの発達によって粒子エネルギー状態は GeV から TeV レンジに広がろうとしているが、これはレーザーを用いた研究が原子核内部や素粒子反応の高エネルギー現象を研究する分野まで拡大することを意味している。この分野の研究はすでに粒子加速器による長い歴史があり、単に加速器と同じ高エネルギー粒子状態を創り出すだけではとくに魅力ある新しい研究分野が開けるとは考えられない。そのためには、現在の加速器高エネルギー物理のフロンティアをはるかに超える高エ

エネルギー粒子状態と高密度(ルミノシティ)状態の創出が、超高強度場科学で可能であるかにかかっていると思われる。

ひとつの可能性は超高強度場相互作用では物質の性質が大きく変わることを利用することである。(7)式で示したように、レーザーがプラズマを伝播するとき $\tilde{\tau} \gg 1$ の相対論的強度では屈折率が強度に依存し変化するので、周波数が $\omega > \omega_p / \tilde{\tau}^{1/2}$ であればプラズマ周波数 ω_p のプラズマ中を伝播する。すなわちレーザーパルスは $n_e < \tilde{\tau} n_c$ のオーバー密度プラズマでも伝播する。たとえば $\tilde{\tau} = 100$ であれば、波長 $1 \mu\text{m}$ のレーザーパルスは臨界電子密度の100倍にあたる固体電子密度に近い $n_e \approx 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ のプラズマを透過することを意味する。つまり超高強度場相互作用は超高エネルギー以外に超高密度粒子状態を創出する可能性を示唆している。高エネルギー素粒子反応においては反応断面積はエネルギーに反比例して小さくなるので、超高ルミノシティを創り出すこの効果は超高エネルギー科学への展開を考える際重要な意義をもつ。

いまピーク強度 $I \approx 10^{23} \text{ W/cm}^2$ ($\lambda = 1 \mu\text{m}$, $a_0 \approx 300$, $\tilde{\tau} \approx 200$)のレーザーパルスを厚さ $l = 100 \mu\text{m}$ の薄膜($n_e \approx 10^{23} \text{ cm}^{-3}$)の $r_0 \mu\text{m}$ のスポット半径に照射したとする。パルスの先端の $\tilde{\tau} < 100$ の部分は固体表面で反射してしまうが、それに続くパルスコアの部分は固体中を伝播し、超相対論的ポンドロモータイプ加速の原理に従って固体中から前方に 100 MeV のエネルギーの電子ビームを放出する。この電子バンチ長は薄膜の厚さ $l = 100 \mu\text{m}$ 程度である。薄膜外側のプラズマ密度を $n_e \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ とすれば、後続のパルスピーク部は加速されて、この電子バンチに追いつき、(12)式に従い再びエネルギーを与え、最終エネルギーは相対論的効果を考慮すれば 5 TeV になる。球形薄膜ターゲットを対向するレーザーパルスで照射し加速電子同士を中心で衝突させれば、重心系で 10 TeV の電子-電子コライダーとなる。衝突中心で電子ビームが $r \mu\text{m}$ に収束するとすれば、1ショット当たりのルミノシティは

$$L = N^2/A = \pi n_e^2 r_0^2 l^2 (r_0/r)^2 \quad (17)$$

となる。 $r_0 \approx 10 \mu\text{m}$, $r_0/r \approx 100$ とすれば、 $L \approx 10^{40} \text{ cm}^{-2}/\text{shot}$ が期待できる。ただし 10^{15} 個の電子を加速するための全パルスエネルギーは 5 GJ 以上となり、現在のレーザー技術レベルをはるかに超えている。したがってルミノシティはパルスエネルギーで制限されることになるが、MJクラスのレーザーで $10^{34} \sim 10^{35} \text{ cm}^{-2}/\text{shot}$ が可能であろう。

6. おわりに

ペタワットからエクサワットレベルの超高強度レーザーの時代が到来しようとしている。そこで展開される科学を超高強度場の科学として、物質との相互作用において最も基本的で主要な物理過程となるであろう高エネルギー粒子加速のメカニズムを述べ、超高密度超高エネルギー物理の可能性について言及した。現状ではまだこの分野の研究は

原子・分子レベルでの研究でも黎明期にあつて、今後どのような高エネルギー科学への展開が可能であるか模索され始めた段階に過ぎない。したがって超高強度場の科学が、ただちに現代の高エネルギー物理学が追い求めるクォークグルオンプラズマの生成、ヒッグスや超対称性粒子の探索などに発展するかどうかは今後の研究の進展を待たなければならないが、急速にその可能性と関心が高まっている。

粒子加速以外に超高強度場は慣性核融合における高速点火への応用²²⁾や、超新星やブラックホールなど天体における超高压力場や超高加速度場が創り出せると言われ、²³⁾ガンマ線バーストや超高エネルギー宇宙線などの発生のメカニズムを検証するための実験室宇宙物理学も提唱されている。²⁴⁾さらにレーザー強度が増大すれば真空破壊が生じ、電子-陽電子対生成の起こる光強度 $I \approx 10^{30} \text{ W/cm}^2$ まで達し、様々な非線形量子電磁力学効果が顕著になることが予想されている。^{1,9)}

最後に、本稿執筆にあたり資料の提供を頂いたテキサス大学田島俊樹氏、大阪大学高部英明氏、日本原子力研究所光量子科学研究センター山川光一氏およびJames Koga氏に感謝申し上げる。

参考文献

- 1) G. A. Mourou, C. P. J. Barty and M. D. Perry: *Phys. Today* **51** (1998) 23.
- 2) D. Strickland and G. Mourou: *Opt. Commun.* **56** (1985) 219.
- 3) M. Perry, *et al.*: *Opt. Lett.* **24** (1998) 160.
- 4) K. Yamakawa, *et al.*: *Opt. Lett.* **23** (1998) 1468.
- 5) 小林孝嘉: *日本物理学会誌* **55** (2000) 332.
- 6) I. N. Ross, *et al.*: *Opt. Commun.* **144** (1997) 125.
- 7) E. M. Campbell and W. J. Hogan: *Inertial Fusion Sciences and Applications 99* (Elsevier, 2000) p. 9.
- 8) M. L. Andre: *Inertial Fusion Sciences and Applications 99* (Elsevier, 2000) p. 32.
- 9) T. Tajima and G. Mourou: JAERI-Research Report に出版予定.
- 10) 菱川明栄, 山内 薫: *日本物理学会誌* **56** (2001) 2.
- 11) J. D. Lawson: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-26** (1979) 4217.
- 12) K. Nakajima: *Nucl. Inst. & Meth. A* **455** (2000) 140.
- 13) K. Nakajima, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 4428.
- 14) H. Dewa, *et al.*: *Nucl. Inst. & Meth. A* **410** (1998) 357. M. Kando, *et al.*: *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** (1999) L967.
- 15) T. Hosokai, *et al.*: *Opt. Lett.* **25** (2000) 10.
- 16) 中島一久: *放射線化学* **70** (2000) 43.
- 17) P. Sprangle, C. M. Tang and E. Esarey: *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-15** (1987) 145.
- 18) P. L. Kapitza and P. A. M. Dirac: *Proc. Cambridge Philos. Soc.* **29** (1993) 297.
- 19) F. V. Hartmann, *et al.*: *Phys. Rev. E* **51** (1995) 4833.
- 20) C. I. Moore, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2439.
- 21) T. E. Cowan, *et al.*: *Nucl. Inst. & Meth. A* **455** (2000) 130.
- 22) M. Tabak, *et al.*: *Phys. Plasmas* **1** (1994) 1626.
- 23) P. Chen and T. Tajima: *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 256.
- 24) 高部英明: *J. Plasma & Fusion Res.* **74** (1998) 1254.



著者紹介

中島一久氏: 専門は広い意味での高エネルギー物理、ビーム物理。現在はレーザープラズマ加速、レーザービーム相互作用など高強度場科学研究に興味をもっている。

(2001年5月16日原稿受付)