



レーザー粒子加速の現状と展望

北川 米喜

(大阪大学レーザー核融合研究センター)

Present and Future of Laser Accelerator

KITAGAWA Yoneyoshi

Institute of Laser Engineering, Osaka University, Suita 565-0871, Japan

(Received 2 July 2003)

Abstract

Plasma is an attractive medium for the advanced accelerator. When combined with an ultra-intense laser, it makes the acceleration field of one thousand times the current microwave accelerators. The major fields, which require now the particle accelerator, are not the high energy physics, but the medical, industrial and low energy material fields. So we need to concentrate the effort to develop the low to medium energy, but much compact accelerators on table. Last year, it has produced 200 MeV electrons from a 2 mm-long plasma. This corresponds to 100 GV/m. In these 10 years, the laser accelerator research has advanced the electron gain of from 22 MeV to 200 MeV. On the other hand, a glass capillary has this year succeeded in making the plasma length, the acceleration length, from 2 mm to 10 mm. This will be a breakthrough to the second generation of the advanced accelerator development. The new field is beginning to grow from the quantum electronics, plasma science, beam and accelerator physics.

Keywords:

laser accelerator, ultra-intense laser, wavebreaking limit, wakefield, beatwave, self-modulated wakefield, Raman scattering, ponderomotive force, relativistic plasma wave

1. 序

光の塊が荷電粒子を跳ねとばすコンプトン散乱があって、光の塊が光の塊を跳ねとばす γ - γ 散乱はないのだろうか。そんな真空中でどんな相互作用が介在するのだろうか。ぶつかった瞬間に電子陽電子対が生成、消滅して再び光が出るのかもしれない。もちろん常識ではない。超高強度レーザーの一つの興味はこんなところにもある。

レーザー加速器は、真空中でない。光の塊がプラズマに穴を掘って荷電粒子をとじ込め加速するプラズマの、プラズマならではの話である。ただ、プラズマフィール

author's e-mail: yoneyosi@ile.osaka-u.ac.jp

ドの中でならなんとか通じるこの話も、金メッキの加速管に慣れ親しんだ加速器フィールドでは、やくぎで雲かキリかわからないプラズマなんぞがその代わりになるなんて想像外であろう。筆者にしたところで、この変化融通無碍の物体に興味を引かれたのがそもそもプラズマとの馴れ初めであってみれば不思議でない。

今やプラズマのイメージは自ずと変わらざるをえない。プラズマ振動という形で、外では実現できないような強電場が保持できるということは、昔から知られていた。最初の興味は、どこまで強力な電場が閉じ込め得るのかで、古典的には100%の荷電分離 wavebreaking limit

が最大なのだが、10年前までは、実際そんな場でも作り出せるのか誰も知らなかった。最近では常識になりつつある。この時点で加速勾配は、従来型加速器の1,000倍は超えている。レーザー強度が上がると、その電場 E_0 による電子揺動の速度が形式的に光速を超えるようになる。集光強度が $2 \times 10^{18} \text{ Wcm}^{-2}$ のところである。レーザー強度は、そこで規格化し、 $a_0 = eE_0/m\omega_0c$ と普通おく。プラズマの加速電場 E_{max} は、wavebreaking limit を超えてまだ大きくなる。その値は

$$E_{\text{max}} = E_0/\gamma_\phi \quad (1)$$

とレーザー強度に直接比例するようになるのである（第3.1.2節参照）。ここで $\gamma_\phi = \omega_0/\omega_p$ で、 ω_0 と ω_p はそれぞれレーザー周波数とプラズマ周波数とを表す。したがってプラズマ密度の平方根にも比例する。

次の興味は、それで実際加速器が作られるのか？と当然なる。道は2つに分かれる。巨大加速器のパーツを置き換えて最終的に1,000倍のエネルギーの超高エネルギー加速器を実現しようというもの。従来型の加速器をできる限りコンパクト化し、フォトカソードはもちろん、レーザープラズマイオン源、レーザープラズマ加速器をフロントエンドに持ち込もうというのが、2001（平成13）年に始まった先進小型加速器実証・普及事業である。文部科学省の委託を受けた独立行政法人放射線医学総合研究所（放医研）が、8つの研究機関と共同研究契約を結んで行っている。世界的にもユニークな試みである。放医研のほか、日本原子力研究所光量子センター、東京大学、広島大学、京都大学、高エネルギー加速器研究機構（KEK）、大阪大学、産業技術総合研究所、日本原子力研究所放射光センター（SPring-8）である。加速器分野からの流れが細々とプラズマに流れ込んでいるところで、ここでプラズマ分野からの流れも大きく流れ込んで行けば、更に強力な開発の場となろう。

もう一つは、最初から1,000分の1の大きさのいわゆるテーブルトップ超小型加速器を実現しようというもの。21世紀の加速器需要に関する技術予測の報告書というものが一昨年6月科学技術政策研究所から出された[1,2]。これによると、需要は、この2つに分かれる。利用エネルギー範囲は数百 keV から無限大までであるのだが、圧倒的に潜在重要な大きいのは、産業、医療、生命科学、材料科学など、能力は MeV 以下であってよいが、可能な限りコンパクトでパソコン並に身近にあって欲しいものであった（Table 1 参照）。

もちろん、超高エネルギーを求めるのはほんの一握り

Table 1 Requirement in prospect to the high energy electrons and protons.
電子・陽子エネルギー領域と研究分野の将来予測

産業 ← 生命科学・医療 → RI 製造(陽子) ← 物質科学・材料科学 → 低エネルギー原子核						
			中エネルギー原子核			
			QCD 原子核物理 - 高エネルギー物理			
1	10	100	1	10	100	1
MeV			GeV			TeV

であっても、人類の夢として止めるわけにはいかない。最初に書いた γ - γ 散乱とか、電磁力、弱い相互作用、強い相互作用の3つを統一する理論の検証とか、はたまた、重力まで含めて宇宙の最初の最初まで知り尽くそうという人類の夢、こんなのは、宇宙自身にいわせたら、宇宙のたまたまの片隅にたまたまの瞬間いる人類に別に心配して貰う程のこともないのに、というところであろう。むかし杞の国には天の崩れるのを憂へた人が居て、皆の笑いものになっていたとか、まさにそれであろう。 10^{40} eV とかレーザーでもなにをもってきても、無理な領域であろうか。

閑話休題、とにかくコンパクトな加速器への潜在需要の大きさが、国際開発競争の牽引力であり、最初のアイデア、緒戦こそ我が国がリードしたものの、ここにはたっては、各国総力戦の様相を呈しつつある。これまでの流れ、加速器の簡単な原理、大振幅プラズマ波の相対論振舞い、これからの開発展望の順にできる範囲で述べる。先に本誌にビート波加速と題して解説を載せたのは、1987年で原理実証のなされる直前であった[3]。それからどれだけ開発が進化したか、しなかったかよく見える。

2. レーザー加速器開発の国際競争

1979年の田島・ドーソンの論文[4]に始まったレーザープラズマ加速の研究は、1992年に2波長炭酸ガスレーザーによるビート波加速の原理実証が阪大、UCLA [5,6]と引き続いて発表されて実質的にスタートした。このときの加速電場は数 GV/m で、マイクロ波加速器と比して圧倒的に大きいとは言え、加速電子は20 MeV 程度であった。

第二世代の進展には、超短パルス超高強度レーザーの出現が必須で、レーザープラズマの加速勾配は急速に増大し、200~300 GV/m に至った。プラズマ密度揺動で100%近い。これも最初は、超短パルスレーザーの塊を無

理矢理プラズマにつっこんでその塊のクーロン力で電子をはねとばし航跡場を形成するレーザー航跡場加速と呼ばれるものだった。実際きれいな航跡場が形成されることがいくつも報告されている[7-9]。パルス幅をプラズマ波長に共鳴させることが基本のため、加速電場を大きくするには密度を上げなければならないのに、パルス幅を小さくするのが難しいという泣き所がある。ある程度強度を保つと数十 fs 秒が今の限界で、これを克服するのが、自己変調航跡場である。これにより1995年には、阪大、KEK 等の共同研究で 30 GV/m、加速電子 18 MeV/c が得られた[10]。遅れてラザフォードで 150 GV/m、電子を 100 MeV まで加速した[11, 12]。フランスエコールポリテクニクの光応用研 LOA で最近 200 GV/m、電子を 200 MeV 以上に加速し[13]、阪大でも、2000年 160 GV/m[14]、最近では 350 GV/m を得て wavebreaking limit に近い。加速勾配の記録は、ほぼこの程度までであろう。加速勾配、加速利得の競争という目で Fig. 1 をみると、最初の阪大、そして UCLA の巻き返し、エコールポリテクニクの名乗り、とここまですべての初期、次に阪大、KEK 共同研究の逆転、すぐにラザフォードでの米英連合軍と自己変調航跡場での争いとなり、阪大が加速勾配で追い抜いた途端、仏 LOA が最大 200 MeV の電子利得を得たところである。マックスウェル分布の高エネルギー端が 200 MeV という事。この LOA の結果は阪大、ラザフォード等の巨大レーザーでなく出力エネルギーは

低い、パルス幅が短く高繰り返しにあえて言えば将来性がある。実験そのものに新し味はないが、ビームの質を出来る限り改善したというところに勝因がある。ただ加速利得の説明は、十分納得できるものではない。

次の方向は、いかに加速距離を延ばすか、いかに品質の高い加速電子を得るかが世界の認識である。

もし、電子が、規格化強度 a_0 なるレーザー光で励起したプラズマ波のポテンシャルで完全に加速されるとすると、加速利得は、 $2a_0mc^2\gamma_\phi^2$ である (第3.1.4節式(32)参照)。但し、ポテンシャルの山から谷間まで完全に滑り落ちるには、少なくとも粒子が半波長分走るだけの有限時間そこに留まっていなければいけない。ポテンシャルから抜け出すということから、Dephasing 時間とか Dephasing 距離とか呼ぶ。実験室系で見ると、数 cm、数十 cm となる。しかし、最初のビート波実証以来、ほとんどの実験で、低エネルギーではチェンバーにガスを封じるか、高エネルギーレーザーではガスパフをもちいてプラズマを生成してきた。その長さはせいぜい 2 から 3 mm にすぎない。パフの大きさとレーザーのレイリー長で制限されてしまうからである。レイリー長とは、自由空間で、レーザーのスポット径が $\sqrt{2}$ 倍に広がるまでの距離のことで $L_R = \pi r_s^2/\lambda_0$ と表される。 r_s はスポット半径、 λ_0 はレーザー波長である[15]。光の性質上、局所的に閉じ込めると、不確定性原理が働いて、波数に揺らぎが生じて拡散せざるを得ないからである[16]。Fig. 2は、超高強度ガラスレーザーで生成した水素ガスパフプラズマで、中に 300 GV/m 以上の加速電場ができています。しかし長さは 1.7 mm に過ぎない。 10^{18} cm^{-3} のプラズマ中では、1 cm の距離で電子は 1 GeV まで加速される可能性があるが、現実には 2 mm なので 200 MeV どまりである。その困難を克服できる候補としてキャピラリーが阪

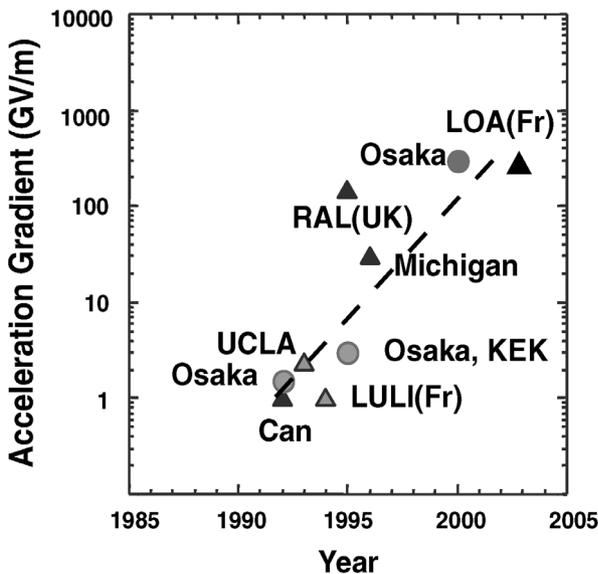


Fig. 1 Progress and competition of acceleration gradient of laser accelerator. レーザー加速器の加速勾配の競争。

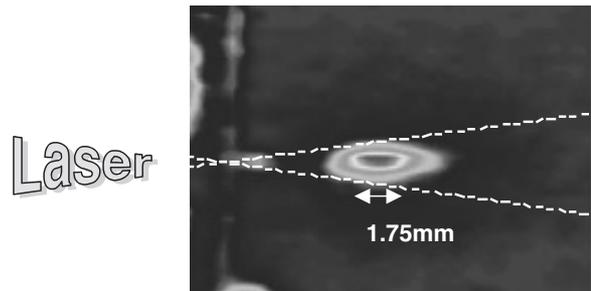


Fig. 2 Ultra-intense-laser produced plasma wave in hydrogen gas puff. 超高強度ガラスレーザーで生成した水素ガスパフプラズマ波、中に 300 GV/m 以上の加速電場ができています。

大を含め、盛んに研究されている[17-27]。田島の提案[17]が最初である。外に向かうほどプラズマ密度が高い負の勾配の中で、レイリー長を遙かに超えてレーザー光が拡散せずに強度を保ったまま伝搬できるため、Dephasing 距離一杯まで粒子が利得を得ることができる。いくつかの工夫が報告され始めている。Fig. 3(A)に1 mm のコーンガイド付き10 mm キャピラリーの写真を示す。内径は60 μm 。Fig. 3(B)は、1 cm の長さに関与して生成されたプラズマ。内壁のアブレーションプラズマと思われる。100 MeV の電子を観測した。はじめて電子加速を観測したキャピラリーである。第2世代のレーザー加速開発競争が確実に始まった。ついこの6月、Physics Today に UCLA の Joshi が本稿と同じような解説を載せている[28]。偶々ではない。

3. 加速器の簡単な原理

3.1 レーザーによる相対論的プラズマ波の励起と荷電粒子加速

最も素朴な加速器は、2枚の電極の間で荷電粒子を加速する静電加速器だが、一方の電極からでた粒子はすぐもう一方の電極にぶつかるので、そこに穴をあけて取り出す。電極間の印加電圧しか加速されない。もし電極自体を加速粒子と同速度で動かせば、衝突なしにどこまでも加速できる。高エネルギー粒子加速器と呼ばれるものは、直線状であれ、円形であれ、この原則によって加速する[29]。特に電子を加速するとき、シンクロトロン

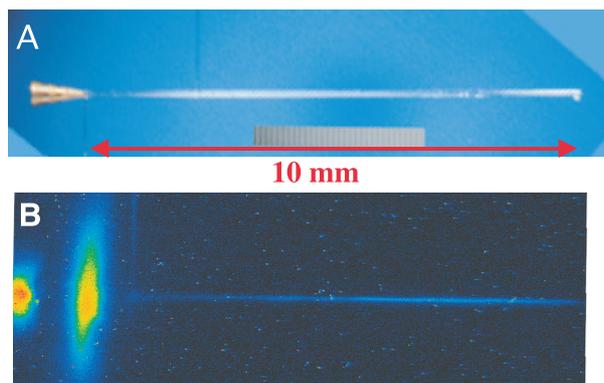


Fig. 3 (A) Cone-guided capillary and (B) 527 nm side emission from (A) capillary.
(A)コーンガイド付きキャピラリーの写真。キャピラリーの長さ10 mm、内径は60 μm 。壁厚は、60 μm 。金コーンは長さ1 mm、開口0.5 mmで、出口径は60~30 μm 。(B)キャピラリーからのレーザーの2倍高調波の側方散乱光像。このとき100 MeV電子が右方向に観測された[27]。

輻射損失[30]が効いてくるので、直線加速器がよい。電場は、固体の電極間の静電場である必要はない、交流電場、高周波電場、電磁波でもよい。その最たるものがレーザーであろう。

高エネルギー粒子加速の原則をまとめると、

- (1)電場の位相速度が粒子の速度にはほぼ一致すること、
- (2)電場は粒子の進行方向に向かうこと、
- (3)加速器が電場を保持できること、

であろう。電磁波は高加速勾配電場で専ら使われるが、横波なので2番目の条件を満たすのに少し工夫が要る。第1の条件もいささか問題で、粒子の速度は光速より低い。この2つを解決するのに、Fig. 4のような遅波回路を用いる[31]。それでも、電磁波の出力を上げて、高エネルギーをねらうと、3番目の問題に当たる。現在のマイクロ波加速器の加速勾配は、加速管壁の熱溶融、放電破壊で100 MV/mぐらいに抑えられてしまう。ここまでは、加速媒質のない真空場での加速である。

プラズマを加速媒質とすると、それが電場を保持するので、一挙に条件は満たされる。ここでの本題は、したがってプラズマ加速器が意味を持ち、電磁波はマイクロ

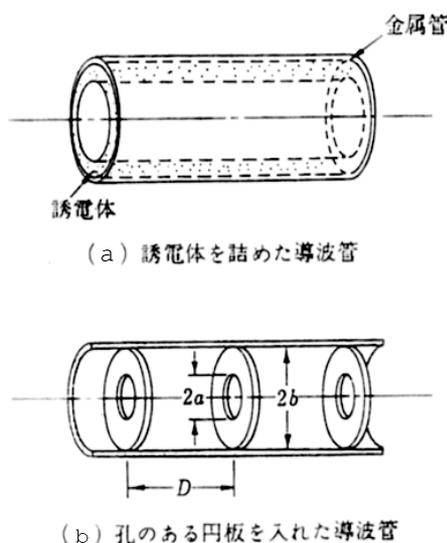


Fig. 4 Microwave slow wave structures used for RF accelerator tube.

マイクロ波加速管遅波回路:(a)加速管内壁の誘電体によってマイクロ波の位相速度を遅くする。誘電体をプラズマに置き換えると、最先端のキャピラリー加速管である。(b)広く用いられている加速管で、半波長毎にしきり板があり、マイクロ波が壁に沿って伝搬する性質を利用して、粒子が軸上直進する間に、マイクロ波は、その倍近くの距離を伝搬して、ちょうど穴のところ、常に粒子が加速電場にあう[31]。

波ないしラジオ波でもレーザーでもいいのだが、実用上レーザーあってこそなのでレーザー加速器のほうで通っている。かえってプラズマ加速器は、電子ビームで励起する場合を意味することが多い[32-34]。

さてプラズマ媒質でも、生のレーザーでは困るが、うまくできていて、超短パルスのレーザー光をプラズマに突っ込めば縦波のプラズマ波が簡単に励起される。しかも位相速度が光速近くまでとれる。10年以前には、言うは簡単、するは至難なこのことが、現在では市販のレーザーを買ってくるだけでいとも簡単にできてしまうのである。おなじみのポンデラモーティブ力のお世話になる[35]。

3.1.1 ポンデラモーティブ力によるプラズマ波の励起

レーザーパルスの塊をプラズマに投げ込むと、電子は跳ねとばされる。イオンは動かず、電子だけを考える。まず密度揺らぎ δn は速度揺らぎ δv で表される。

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta n + n_0 \nabla \delta v = 0 \quad (2)$$

である。 δv を決めるのは、プラズマ波のポテンシャル Φ とその励起源たるレーザーによるポンデラモーティブポテンシャル Φ_L で、

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta v = \frac{e}{m_e} \nabla (\Phi - \Phi_L) \quad (3)$$

となる。ポテンシャル Φ は、ポアソンの式(4)を通じて、 δn で決まる。電子の電荷は、 $-e$ とする。 Φ_L は電荷によらないので、したがってこの場合、マイナスをとる。

$$\nabla^2 \Phi = \frac{e \delta n}{\epsilon_0} \quad (4)$$

式(2), (3), (4)から、 δn の式をとりだすと、

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2 \right) \delta n = \frac{\omega_p^2 \epsilon_0}{e} \nabla^2 \Phi_L \quad (5)$$

$\omega_p = (n_0 e^2 / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$ と定義される。式(5)は、プラズマ波がレーザーパルスで強制励起できることを示している。ポテンシャルも同じように表される。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2 \right) \Phi = \omega_p^2 \Phi_L \quad (6)$$

次に、式(5)なり式(6)の右辺のポンデロモーティブ力を求める。レーザーパルスの塊といっても、実際プラズマに力を及ぼすのは電磁場なのだが、それ自体は速すぎ

て共鳴しない。しかも均質な電磁波であれば、時間平均するとなにも影響を及ぼさない。空間、時間的に不均一な部分が残って影響を及ぼす。極めて非線形効果で、レーザー出力が弱いときは苦しいゆえんである。式(3)の運動方程式の右辺には、それゆえ内部の線形項 Φ と外部の非線形項 Φ_L がはいつている。次数を合わせて2次の項のみを取りあげると、

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta v_2 = -\frac{e}{m_e} [(\delta \mathbf{r} \cdot \nabla) \mathbf{E}(\mathbf{r}) + \delta \mathbf{v} \times \mathbf{B}(\mathbf{r})] \quad (7)$$

となる。 $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ をレーザーの電磁場の空間部分とし、 δv_2 , $\delta \mathbf{r}$ をそれぞれ、電子のレーザー電場で揺すられる分とする。それらをすべて $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ で表して式(7)に代入し、最終的に時間平均すると[35]、

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta v_2 = -\frac{e^2}{4m_e^2 \omega_1 \omega_2} \nabla [\mathbf{E}_1(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}_2(\mathbf{r})] \quad (8)$$

となり式(2)を通じて、式(5), (6)の右辺が決まる。即ち

$$\begin{aligned} \Phi_L &= \frac{e}{4m_e^2 \omega_1 \omega_2} [\mathbf{E}_1(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}_2(\mathbf{r})] \\ &= \frac{m_e c^2}{4e} \left(\frac{e A_1}{2m_e c} \right) \cdot \left(\frac{e A_2}{2m_e c} \right) \\ &= \frac{m_e c^2}{4e} \left(\frac{a_1}{2} \right) \cdot \left(\frac{a_2}{2} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

添字1, 2は別のレーザー光でも、同じレーザー光でもよい。振幅の積の空間変位のみが効き、前者ならビート波、後者なら航跡場を表す。ビート波なら差周波数にしたがって、振幅変調を持っている。航跡場の時は、共鳴波長ぐらいの超短パルスとか、ラマン変調とか、何らかの空間変調を与える必要がある。

簡単な航跡場というものを見るのに、プラズマ波長と同じパルス幅のレーザーをプラズマに注入すると、その後方にプラズマ波が航跡波として立つ (Fig.5 参照)。レーザーパルスのプラズマ中の伝搬は、分散式

$$\omega_0^2 = \omega_p^2 + c^2 k_0^2 \quad (10)$$

に従う。パルスの速度は群速度で定義され、式(10)を波数 k_0 で微分すれば得られる。即ち

$$\frac{\partial \omega_0}{\partial k_0} = \frac{c^2 k_0}{\omega_0} = c \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}} \quad (11)$$

とわずかに光速より小さいがほとんど光速で進むといっ

てよい. ところが後ろに立つ航跡波の群速度は, 分散式 $\omega_w^2 = \omega_p^2 + v_{th}^2 k_p^2$ から熱速度 v_{th} で決まり, 圧倒的に小さい. ほとんど動かない. しかし位相速度 $v_\phi = \omega_p/k_p$ は,

$$v_\phi = \frac{\omega_p}{k_p} = \frac{\omega_0 - (\omega_0 - \omega_p)}{k_0 - (k_0 - k_p)} \simeq \frac{\partial \omega_0}{\partial k_0} \quad (12)$$

とおけ, レーザーパルスが進むのに同期しているから, 式 (11) としてよい. いま,

$$\frac{\omega_0}{\omega_p} = \gamma_\phi \quad (13)$$

とおくと, 航跡波の規格化位相速度 $\beta_\phi c$ から,

$$\beta_\phi = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_\phi^2}} \quad (14)$$

と見やすい関係が得られる.

さて, 式 (6) は Helmholtz 型なので, グリーン関数法で特解を求めると [36, 37],

$$\phi(r, \zeta) = k_p \int_{\zeta}^{\infty} d\zeta' \sin[k_p(\zeta - \zeta')] \Phi_L(r, \zeta'), \quad (15)$$

ここで, $\zeta = z - c\beta_\phi t$, $\omega_p = c\beta_\phi k_p$ と置き直した. ポテンシャルも $\phi = e\Phi/m_e c^2$, $\Phi_L = e\Phi_L/m_e c^2$ と規格化した. ついでに, $\phi = \varepsilon = \delta n/n_0$ でもある. 方程式の形は変わらないが, プラズマ波の系に乗ることで, 粒子の加速機構が見やすくなるためである. 簡単な計算機があれば, レーザーパルス波形を与えて解くことができる.

航跡場としてのプラズマ波が立つ様子は, Fig. 5 のように, ミリラジアン位の位相シフトが評価できる巧妙なプローブレーザー光干渉法 (周波数領域干渉法) で検証されている [7-9, 38].

Fig. 6 の例は, レーザーパルスに ω_p のビート変調を与えてみたもの. プラズマ密度 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ のときのレーザービートによる相対論的大振幅プラズマ波の励起の様子が示される. レーザーピーク強度は, $a_0 = eE_0/m_e \omega c = eA_0/m_e c$ で表す. $a_0 = 1$ は, $2 \times 10^{18} \text{ Wcm}^{-2}$ に当る. レーザーパルスの通過後は, 減衰効果を考えていないので, 航跡波の振幅は一定のままである. Fig. 6(b) では, 相対論的に質量が増えるため, 共鳴条件からはずれて, プラズマ波の振幅が数波長の後, 減少する. これ以上レーザーパルスが長くても, 次節で述べるようにレーザーと航跡場の位相がずれ, 航跡波は成長せず, 減衰する. たまたまここではパルスが通過してしまうので, 後は振幅

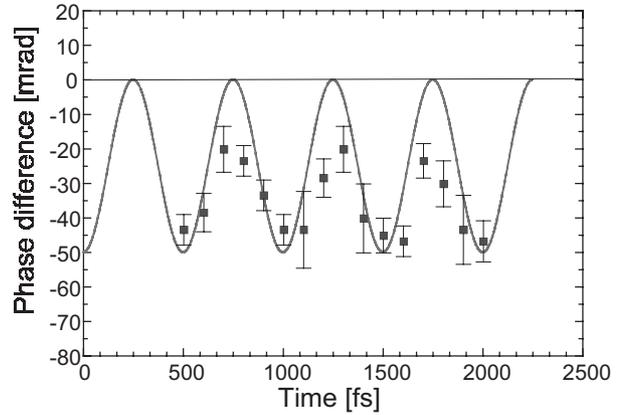


Fig. 5 Frequency domain interferometry of laser wakefield in helium gas.

ヘリウムガス 0.75 Torr 中で 800 nm, 150 mJ, 500 fs のレーザーで励起した航跡波の周波数領域干渉計測結果. プラズマ密度 $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ は, プラズマ周波数周期 500 fs に一致する [9, 38].

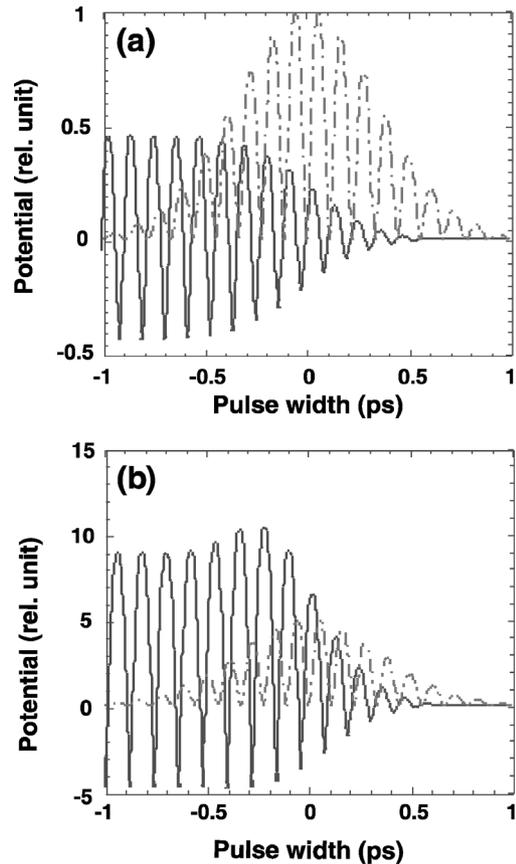


Fig. 6 Ultra-intense-laser excited relativistic plasma wave wake-field.

超短パルスレーザービート (波線) による相対論的大振幅航跡場プラズマ波 (実線) の励起: (a) パルス幅 1.0 ps, $a_0 = 0.1$, (b) 1.0 ps, $a_0 = 0.5$.

が一定となる．ビート変調はパルス全体と同じ群速度 (式(11))で進む．

3.1.2 大振幅プラズマ波の相対論振舞い

励起されたプラズマ波の振幅が問題である．荷電粒子の加速利得はプラズマ波の振幅が大きい程良い．式(6)は強制振動の形をしているので，解の式(14)は，右辺のレーザーパルス幅がプラズマ波の波長程度の長さだと，素直にレーザー強度に比例してプラズマ波の振幅が決まる．しかし，レーザーさえ強ければどんな振幅にでもとは行かない．プラズマ波は電子の粗密波だから，変調度100%が最大でそれ以上は行かないはずである．それを波の破壊限界 wavebreaking limit という．式(4)の右辺で $\delta n = n_0$ としたときの電場

$$\begin{aligned} E_{\text{wb}} &= -\nabla\Phi = \frac{m_e c \omega_p}{e} \\ &= 30 \sqrt{\frac{n_0}{10^{17} \text{cm}^{-3}}} \text{ [GV/m]} \end{aligned} \quad (16)$$

で与えられる．昔は，これが遠い目標であって，現実には密度揺動で10%ぐらいがせいぜいであった．実際の電場は，これに密度揺動の割合 $\varepsilon = \delta n/n_0$ をかけたものになるからである．最近，破壊限界以上の振幅を得たという話が聞こえる [11, 12, 39]．式(16)は，サイン波である限りこれが限界のはずなのだが，振幅は100%でもたとえそれ以下でも，波形がサイン波からずれて，鋸波とかデルタ関数とかになれば，局所的に密度があがって， $\delta n/n_0$ が1以上になることもある．波の位相が振幅に依存するなら可能であろう．もちろん全粒子数は保存されるので，周期で平均をとれば1は超えない． $a_0 = 1$ がこういう非線形性の目安である．話が先に進みすぎたが， $a_0 < 1$ でも位相速度がほとんど光速なので，ランダウ減衰とか，衝突減衰とかはほとんど起こらないプラズマ波での非線形作用は，もっぱら粒子の相対論効果による共鳴周波数の離調を通じて解析されている．式(3)の運動方程式の左辺時間微分の中は，正確には δv を $\gamma \delta v$ としなければならぬ． $\gamma = (1 - \beta_z^2)^{-1/2}$ とする．すると，プラズマの場合 E と速度 δv が同方向なので， γ^3 がとびだす [40]．式(5)をそれで割ると，実効プラズマ周波数は，

$$\omega_{\text{eff}} = \frac{\omega_p}{\gamma^{3/2}} \simeq \omega_p \left(1 - \frac{3}{4} \beta_z^2\right) \quad (17)$$

となり，式(15)でパルス幅が長くても， $\int (k_{\text{eff}} - k_p) d\xi = \pi/2$ で決まる距離 ξ 辺りで飽和してしまうことが考えられる． β_z はプラズマ波の規格化ポテンシャル振幅

$\phi = e\Phi/m_e c^2$ に等しい． $\phi = 1$ は $E = E_{\text{wb}}$ に対応する．式(6)を強制振動と見ると [41]，

$$\phi \simeq \frac{a_1 a_2 \omega_p}{4} t \quad (18)$$

なので， $t = |\xi/c|$ の間に ϕ は， $a_1 a_2 k_p \xi/4$ まで成長する．これらから ξ を消去すると，飽和振幅 ϕ が， $\phi = (\pi a_1 a_2/6)^{1/3}$ と決まる．Rosenbluthらは，1972年に， $a_0 < 1$ のとき，ビートプラズマ波の飽和値として $(a_1 a_2/16)^{1/3}$ を出している [42]．

さて， $a_0 \simeq 1$ では，レーザー電場で直接電子がゆすられる quiver motion でも共鳴周波数の離調が生じる．規格化すると $\beta_x = a_0$ であり，

$$\begin{aligned} \gamma &= 1 \sqrt{1 - \beta_z^2 - \beta_x^2} \\ &\simeq \sqrt{\frac{1 + a_0^2}{1 - \beta_z^2}} \end{aligned} \quad (19)$$

むしろ高強度場での振舞いはこちらの方が広く注目されていて， $\gamma^2 = 1 + a_0^2$ というのをよく見る．Modenaらは，レーザー強度に対してラマン散乱周波数シフトをプロットして， $\omega_{\text{eff}} \simeq \omega_p \left(1 - \frac{1}{4} a_0^2/2\right)$ にあうとしている [43]．

β_z の寄与より $\beta_x = a_0$ の寄与が大きいとすると，こちらの方は電磁場で電場とそれに垂直な磁場を含んで，いわゆる8の字運動をする．すると，ランダウ流に場の向きと速度の向きがずれてくるので， $\omega_{\text{eff}} \simeq \omega_p/\gamma$ の方がいいということらしい [40]．

これらのもとに，電子の運動方程式(3)を規格化変数で書きなおすと

$$\frac{\partial}{\partial \xi} [\gamma (1 - \beta_\phi \beta_z) - \phi] = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \tau} (\gamma \beta_z). \quad (20)$$

右辺を無視して積分し，式(2)，式(4)も規格化して積分し， ϕ だけの式にすると

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} = \frac{k_p^2}{2} \left[\frac{1 + a^2}{(1 + \phi)^2} - 1 \right]. \quad (21)$$

と，強制振動の項にレーザーパルスと同時に分母に振幅を含む簡単な非線形方程式が得られる [44]． ϕ が小さければ，式(6)に戻る．これが唯一の解ではなく，人によって異なる式が提出されているが，概ねこういう形がでている [45]．このような簡単な形になるのは，レーザーによる非線形性がまずは進行方向に垂直なのに対し

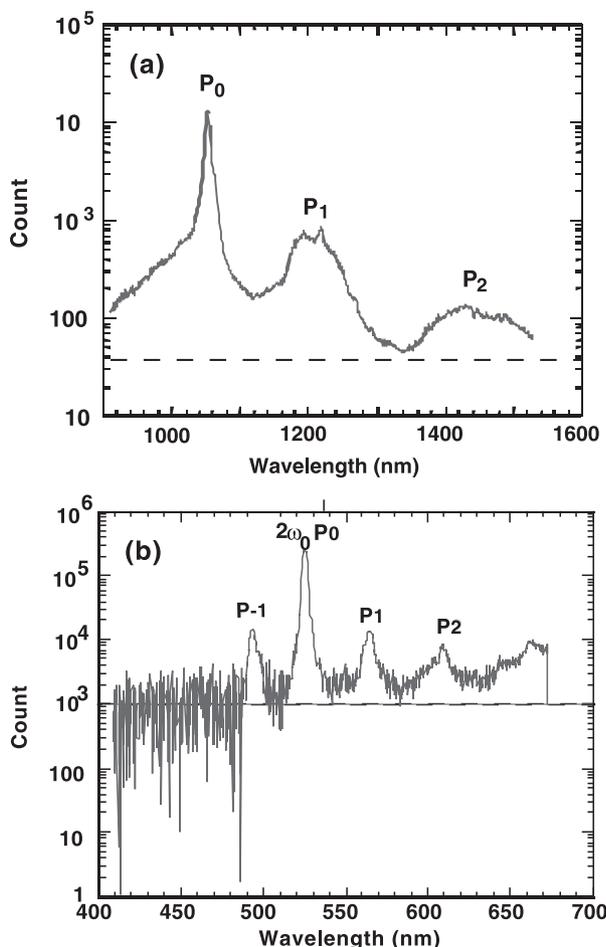


Fig. 7 Stokes and Anti-Stokes side bands and their higher harmonics of large-amplitude Forward Raman Scattering in hydrogen gas puff.

大振幅前方ラマン散乱スペクトル: パルス幅 1.1 ps, $a_0 = 1.5$, 水素パフプラズマ $1.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. (a) レーザー基本波 1.053 μm 付近, (b) 2 倍高調波付近.

て、プラズマ波が平行と、直接結合しないのが幸いしているためである。その解として、

$$E_{\text{max}} = E_{\text{wb}} \frac{a_0^2}{\sqrt{1+a_0^2/2}}. \quad (22)$$

$a_0 \approx 1.2$ だと、wavebreaking limit を越えてもよいことになる。式(15)の後の定義から、密度揺動 $\epsilon = \frac{a_0^2}{\sqrt{1+a_0^2/2}}$ としてもよい。ただ、実際問題として、単一パルスでそのような共鳴航跡波を励起するには、数十フェムト秒で数十 mJ クラスのレーザーを数ミクロンに絞る必要があって難しい。エネルギーのとれるレーザーは、パルス幅が数百フェムト秒なので、高加速勾配の競争となる

と、どうしても自己変調型航跡波となる。

3.1.3 自己変調航跡場

自己変調航跡場は、パルスが前方ラマン散乱を起こして、プラズマ波と散乱波に分かれる場合のうち[46]、パルスが極端に強くて、結果的にプラズマ波も強く、散乱波も強くそれがもとのパルスに跳ね返って更に不安定性が成長する場合をいう[10, 39, 43, 47]。成長率も古典的な前方ラマン散乱に、今までと同じような項がかかったものである[48]：

$$\gamma_{\text{nl}} = \frac{\omega_p^2}{\sqrt{8}\omega_0} \frac{a_0}{\sqrt{1+a_0^2/2}}. \quad (23)$$

これはレーザーパルスの中だけの話で、後の航跡波には直接関係はないといえない。ただ、散乱波はもとのパルスとビート干渉を起こして、変調パルスとなるので、そういうパルスを注入するのと同じことになり、Fig. 6 のビート波航跡場と同じ結果になる。単なる航跡場は、プラズマ波を励起するのに共鳴密度が決まっているのに対し、こちらは遙かに高密度のプラズマ密度に自動的に共鳴する。不安定性が成長する程度のパルス幅があれば、ビート波とおなじく、パルス列で励起されるプラズマ波の振幅は大きい。加速勾配は密度の平方根に比例するので、勾配に関しても遙かに有利で、最近の超高強度レーザーでの加速は専らこれが幅を利かせてきた。Fig. 7は、 $a_0 = 1.5$ のレーザーを水素ガスパフに照射したときの前方ラマン散乱光の Stokes, Anti-Stokes スペクトルである[49]。(a)はレーザーの、(b)は2倍高調波の周りの散乱スペクトルである。(b)の第1 Stokes, 第2 Stokes スピークの強度比から、プラズマ波の振幅を見積もると、77%に達する(第3.2.2小節参照)。式(22)の非線形係数を考えると、最大勾配は、式(16)の古典的波破壊限界値 314 GV/m の1.2倍になる。Stokes線の幅が非常に広いのは、相対論的密度広がりの結果と推測される。パルス幅 1.1 ps は、成長がほぼとまる最適値に近い。

大振幅の航跡波やラマン散乱は、興味のない内容を含んでいるのに、実験的にはほとんど明らかになっていない。百花繚乱たる理論に比してあまりに未熟な観が否めない。加速電子のエネルギー利得に目がいつているためであろう。逆に、内容豊かな非線形現象が、式(21)だけで表されるというのも奇妙であり、もっともっと多様な効果が関与しているはずである。

3.1.4 プラズマ波での粒子の捕捉と加速

プラズマ波に捕捉された電子のエネルギー利得を求める。波の系で電子が静電場加速を受け、それを実験室系

で受け取るとする．波に捕捉された電子のポテンシャルを含めた全エネルギーは一定で，規格化されたそれは，

$$\gamma'_m = \gamma' + \phi' = 1 + \phi'_m. \quad (24)$$

(') は波の系での値を表す．実験室系にローレンツ変換する．また $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ である．

$$\begin{pmatrix} p_{\pm} \\ iW_{\pm}/c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_{\phi} & -i\beta_{\phi}\gamma_{\phi} \\ i\beta_{\phi}\gamma_{\phi} & \gamma_{\phi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \pm\gamma'_m \beta'_m / c \\ i\gamma'_m / c \end{pmatrix} \quad (25)$$

したがって

$$W_{\pm} = \gamma_{\phi} (1 + \phi') (1 \pm \beta_{\phi} \beta'). \quad (26)$$

ϕ' を実験室系で表すために，プラズマ波 $(k'_0, 0)$ も (k_0, ω_p) に変換する．静電波が波動に変換される．

$$\begin{pmatrix} k_0 \\ i\omega_p/c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_{\phi} & -i\beta_{\phi}\gamma_{\phi} \\ i\beta_{\phi}\gamma_{\phi} & \gamma_{\phi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} k'_0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (27)$$

したがって，

$$k_0 = \gamma_{\phi} k'_0, \quad \omega_p = \beta_{\phi} k'_0 c \gamma_{\phi} = \beta_{\phi} k_0 c \quad (28)$$

いずれの系でも運動方向の電場は不変なので，

$$\phi' = \frac{k_0}{k'_0} \phi = \gamma_{\phi} \phi \quad (29)$$

式(29)は式(16)を用いて，

$$\phi' = \gamma_{\phi} \beta_{\phi} \varepsilon \quad (30)$$

となる． $\varepsilon = \delta n/n_0 \simeq a_0^2 / \sqrt{1 + a_0^2/2}$ としてもよい．式(26)は

$$W_{\pm} = \gamma_{\phi} (1 + \gamma_{\phi} \beta_{\phi} \varepsilon) (1 \pm \beta_{\phi} \beta'). \quad (31)$$

となる．位相速度が光速に近く，且つ大振幅のプラズマ波では，

$$W_+ \simeq 2\gamma_{\phi}^2 \varepsilon, \quad (32)$$

$$W_- \simeq 1 \quad (33)$$

なので，運動エネルギーゼロ ($W_- = 1$) の電子も捕捉され，最大で式(32)の $2\gamma_{\phi}^2 \varepsilon$ まで加速される．波長 800 nm のレーザーを 10^{16} cm^{-3} のプラズマに照射すると， $\gamma_{\phi} = 10^4$ なので， $W_+ \simeq 100 \text{ TeV}$ が得られることになる．ただし次に述べるように，加速距離つまりプラズマ長は 20 m となり，1回の加速は非現実的である．20 cm なら可能性があり，1 TeV にはなる．加速距離 L_d は，エネルギー利得を加速勾配で割って

$$L_d = \frac{W_+}{k_0 \phi} \simeq \gamma_{\phi}^2 \lambda_0 \sqrt{1 + a_0^2} \quad (34)$$

と与えられる．ここで，式(19)の垂直運動の質量効果 $\gamma^2 \simeq 1 + a_0^2$ を加味して， $k_0 = 2\pi/\lambda_p \sqrt{1 + a_0^2}$ とした．電子にとってポテンシャルの山から谷底まで半波長の加速距離が，実験室系で γ_{ϕ}^2 伸びることを意味する．電場が不変なのに距離が伸びるから，利得が大きいのである．距離 λ_0/π を光速の電子が波との相対速度 $c - v_{\phi}$ を持って通過するとしても同じことである．式(34)の距離 L_d は，第1章でのべた Dephasing 距離である．状況が許せば，減速相に入って，加減速を繰り返すことになるが，現実には，残念ながらそれより遥かに前で加速は終わってしまう．

Fig. 8 は，共鳴航跡波に捕捉された電子の加速が加速距離とともに変化するのを 1次元 Particle-in-cell コードで求めたもの．レーザー伝搬距離，即ち加速距離は (A) 2 mm と (B) 10 mm であるが，個々の航跡波の谷間に捕捉された電子が距離とともに加速され集まっている様子が見て取れる．後続の航跡波は振幅が減衰し，それとともに電子も急速に減速域に入って頭打ちになっていくのが観測される．

3.1.5 加速の限界

L_d の間加速されれば最大エネルギー W_+ が得られるが，そこに辿り着くまでに終わってしまうことが現実である．様々の原因のうち，実験的に解明されていないが，蓋然性のあるものあるいはもっともらしいのとして，pump depletion がある．レーザーパルスのエネルギーと航跡場エネルギー E_p^2 の和が一定とすると，後者にエネルギーが移ればレーザーエネルギーが減少して，いずれ伝搬中にへたるであろう．それを励起光の消費 pump depletion といい，レーザーパルス幅 $L_0 = (a_0/\pi) \lambda_p$ に対し， $L_p E_p^2 = L_0 a_0^2$ とすると，その距離 L_p は [50]：

$$L_p \simeq \frac{\sqrt{1 + a_0^2}}{3\pi} \gamma_{\phi} \lambda_p. \quad (35)$$

となる．ここでも質量補正した．

これ以外にレーザーの回折によるレイリー長

$$L_R = \pi r_s^2 / \lambda_0 \quad (36)$$

がある [15]． r_s はレーザーのスポット径である．目下，これをクリヤーするのが課題で，その候補が第2章に述べたキャピラリープラズマガイドである．もう一つは，レーザーのプラズマ中での自己収束による光ガイドで，非線形屈折率は，

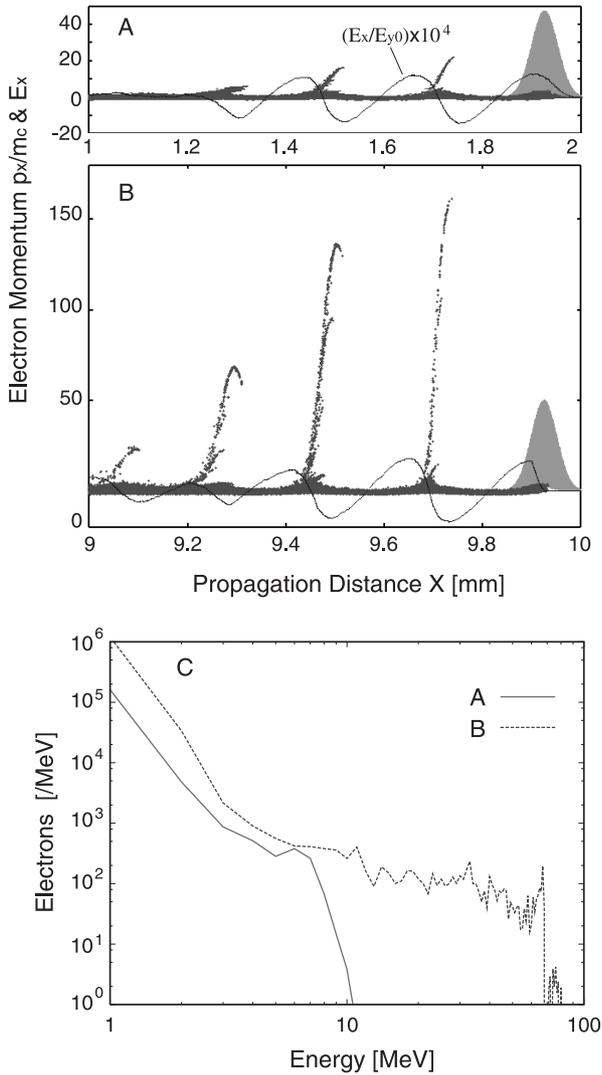


Fig. 8 1-d PIC for pulse length of 500 fs or 150 μm , $I_L=3 \times 10^{18}$ Wcm^{-2} , $n_e=2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, and plasma length of 1 cm. (A) Electrons at 2 mm or 6.6 ps. (B) at 10 mm or 33 ps. (C) spectral bumps at the maximum edge. The acceleration field is 9 GV/m.
 共鳴航跡波の電場とそれに捕捉された電子の運動量 1次元 Particle-in-cell シミュレーション。レーザー伝搬距離は(A) 2 mm, (B) 10 mm。右端は、レーザーパルス。加速勾配は最大で 9 GV/m。(C):電子エネルギースペクトル。フラットな高エネルギーテールに捕捉電子の特徴がある。

$$\eta = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega_0} \right)^2 \frac{1}{\sqrt{1 + a_0^2/2}} \quad (37)$$

となり、レーザー強度の強いほどレーザーは絞られる。これと式(36)による発散とのバランス点でのレーザー強度以上を与えれば、収束ビームが維持できることになる。ビーム全体での話なので、スポット径で積分した

レーザーパワー P_{crit} として求めなければならない。

$$P_{\text{crit}} = 17.4 \left(\frac{\omega_0}{\omega_p} \right)^2 [\text{GW}] = 17.4 \gamma_\phi^2 [\text{GW}]. \quad (38)$$

P_{crit} 以上のレーザーパワーで自己収束がおこるといふ [51]。当然ながら密度が高い方が効果は大きい。加速勾配に関しても、式(16)のように、プラズマ密度が高い方が有利と見えるが、こと利得に関しては式(32)、式(35)といずれも γ_ϕ に正依存することで、かえって密度は低い方がよいということになる。

数値計算も、2次元、3次元で且つ実験条件に限りなく近いものしか取り上げられない風潮が見られるが、Fig.8のように1次元が遥かに見やすく、見た目がきれいなのは否めない。と思うと航跡場にも自己変調航跡場にも上手くあてはまらないけれども、高エネルギー電子が加速されてでてくるという結果がいくつかでている [13, 52]。非線形現象は華々しいが、現象が実験条件を同じに置けば必ず同じことがおこるといふ決定論的進行が保証できない。長尺キャピラリー実験および数値計算の感想からは、長距離に涉って比較的ゆっくりと1次元的に加速がおこる方が、安定で再現性も良い。実用化に近道であり、そういう意味でもこれが第二世代の始まりと思うのである。

プラズマを使わない、別の媒質、例えばフォトニック結晶などを使おうとの試み、媒質を使わない真空中でのレーザー加速のアイデア [53]、磁場を付加するサーファトロンなどのアイデアもあるが、ほとんどがまだアイデアの段階にある [32, 54, 55]。もうアイデアを脱したものもあるかもしれないが。

3.2 プラズマの生成と計測

3.2.1 プラズマの生成と密度計測

超短パルスレーザーが元なので、プラズマを生成するのに通常の衝突電離では間に合わないだろうと、当初は予備生成プラズマの必要性がいわれていたが、幸いレーザーの強度が強いのので、電場で中性ガスから直接電子を引き剥す Keldysh の直接電離(トンネル電離)が働き、ほとんど予備電離なしでプラズマが生成でき、何事も無く実験が行われている [56]。1秒あたりの Keldysh 電離確率は、

$$W(t) \simeq \frac{\sqrt{6\pi}}{4} \frac{I_0}{\hbar} \left(\frac{eE\hbar}{\sqrt{mI_0^3}} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2mI_0^3}}{eE\hbar} \right) \quad (39)$$

と与えられる。電離電圧 $I_0 = 13.6 \text{ eV}$ の水素では、レーザー集光強度 $I_L [\text{W}/\text{cm}^2]$ であらわすと、

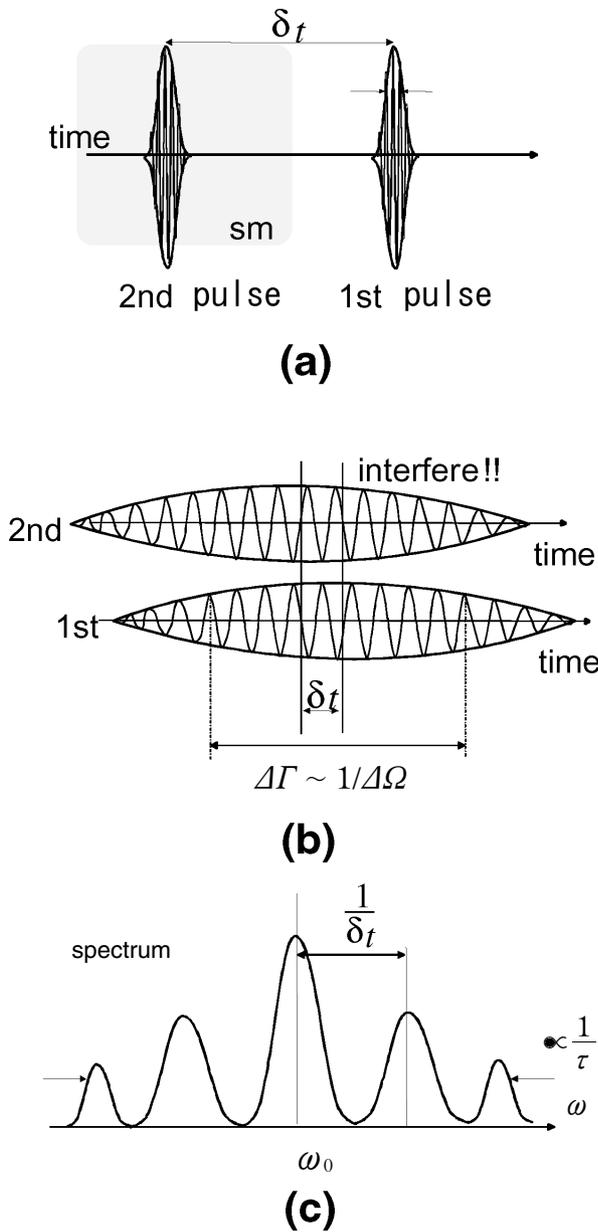


Fig. 9 Principle of Frequency Domain Interferometry (double short pulses at and after plasma, (b) Pulse stretching by grating spectrometer, and (c) Interferometry of the overlapped double pulses.

周波数領域干渉法の原理:(a)ダブル短パルスがプラズマを挟む, (b)分光器により周波数分解能 $\Delta\Omega$ で決定されるパルス幅に広がる, (c)干渉縞のスペクトル分解像.

$$W(I_L) \approx 8 \times 10^{15} \left(\frac{I_L}{2 \times 10^{14}} \right)^{1/4} \exp \left[-18.5 \left(\frac{2 \times 10^{14}}{I_L} \right)^{1/2} \right] \quad (40)$$

となり, $\tau \sim 1/W(I_L)$ が完全電離の時間の目安を与える.

このレーザー光は電離面を通過する時に, 屈折率の変化を感じて波長シフトする. 電離シフトという. この時間変化からプラズマ密度を評価することができる [57]:

$$\Delta\lambda = -\frac{1}{2\pi} \frac{e^2 \lambda_0^3}{4\pi\epsilon_0 m c^3} \frac{dn_0}{dt}, \quad (41)$$

λ_0 は真空中の波長, l はプラズマ長, dn_0/dt は電離率である.

レーザー光があまりに強すぎて, 主パルスの前にくる励起雑音光(ASE)でも十分予備電離してしまうのが, 問題になる. さらには 種になるパルストレインから, 増幅のためにポッケルスセル [15] を使って単一パルスを取り出すときの前後パルスが, わずかではあるが ついでに切り出されて, その増幅出力が半端でなく周りを予備電離してしまうことが少なからずある. 数 ns から数百 ps 前にある. Optically Parametric Chirped Pulse Amplification (OPCPA) を用いるプリパルスフリーレーザーへ関心が向きつつある由縁である [58]. 遮断密度より遥かに低密度なので, 正統のレーザー干渉による密度計測の精度は良くない. 低密度で超短時間現象のため, 周波数領域干渉法が有効である. 最初, わが国で開発されたもので [59], その後, Marquès らによって, 航跡場計測に用いられるようになった [7-9, 38]. 式 (10) ないし式 (11) から, 波の位相 $k_0 x$ が密度の関数という関係を使うことには変わりが無い. ただ超短パルスなので, そのまま空間干渉をとるのも難しい. ダブルパルスでのプラズマ有無の 2 重時間露光をとり, 分光器の回折格子によってパルス幅をひろげると, 長パルスのように重ねられる. そのゆえ周波数領域干渉法という. Fig. 9(a) の短かかったパルス幅が, 分光器により周波数分解され, (b) のように各周波数成分において, 周波数分解能で決定されるパルス幅に広がるのである. パルス幅拡張 $\Delta\Gamma$ は分光器の分解能 $\Delta\Omega$ に対して, フーリエ限界パルスの関係式 $\Delta\Gamma \cdot \Delta\Omega = \text{const}$ で与えられる. 十分高い周波数分解能で分光されると, 2 つのパルスの各周波数成分が干渉することになり, 干渉縞が生じる. そのスペクトルを Fig. 9(c) に示す. 干渉縞のシフト量からプローブパルスに乗ったプラズマの密度や, プラズマの密度揺動を評価することもできる [60]. これは, 量子エレクトロニクスの最先端とプラズマが結びついた大きな成果である.

次に述べるラマン散乱シフトからも読むが, 空間積分されてしまう. 発光スペクトルの Stark 広がりから評価するのも, 大抵完全電離してしまうのでかえって計測で

きない[61].

3.2.2 プラズマ波の計測

励起されたプラズマ波の観測, 振幅計測の強力な武器となるのは, レーザーによるトムソン散乱で, ランダムな熱測定でなく集団運動を観測するので, Bragg 散乱ともいう[32, 41, 62]. 別のプローブレーザーを用いる時も, 励起レーザーそのものの散乱, つまりラマン散乱から評価することもある[49]. 前方, 後方いずれでも生成されたプラズマ波でプローブ光を散乱させる, Stokes, Anti-Stokes 光として観測されるので, そのシフトからプラズマ密度を読み取る. 振幅は, プローブ光パワー P_0 と散乱光パワー P_s の比から,

$$\frac{P_s}{P_0} = \left[\frac{\pi}{2} \frac{\delta n}{n_0} \frac{n_0 \lambda_z}{n_c \lambda_0} \right]^2 \frac{L_p}{L_y} \quad (42)$$

によって求まる. L_z はプローブ光と波の相互作用長, L_y はその幅である.

さきにも述べた周波数領域干渉法は, このために開発されたようなところがある. パルス幅がプラズマ波の波長より短ければ可能である. 干渉縞のシフト量からプローブパルスに乗ったプラズマ波の密度揺動を評価する. 航跡場の観測ではフリッジシフト量が小さいが, 高いダイナミックレンジの CCD カメラによる観測とフーリエ解析の併用により, ミリラジアン位の相シフトを評価することができる. Fig. 5 がその例[38].

3.2.3 加速電子の計測

ダイポール磁場分析器が使われる. 検出部として, プラスチックシンチレーターと光電子増倍管の組み合わせやシリコン表面障壁形半導体が使われてきたが[63], 超高強度レーザーに起因する雑音, 制動輻射ガンマ線などの戦いの明け暮れになる. 最近, 富士フィルムで開発された, 輝尽性フィルム(イメージングプレート, IP)が使われる. 連続データでダイナミックレンジが3桁以上とれ, 2次元読み取りがパソコン連動のワンタッチであることなど, 利点が多い[64, 65]. 特に空間分布測定ができるので, 加速ビームの品質評価に欠かせないエミッタンス計測[29]に威力を発揮する.

4. イオン加速研究の現状

今まで述べてきた加速法は, 原理的にイオンでも電子でも使える. レーザーイオン加速法も, マイクロ波加速器と同じである. イオンは重くて, 相対論的プラズマ波に乗りにくくということで, 敬遠されているが, 式(33)のように, 十分振幅が大きければ, 遅いイオンでも捕捉で

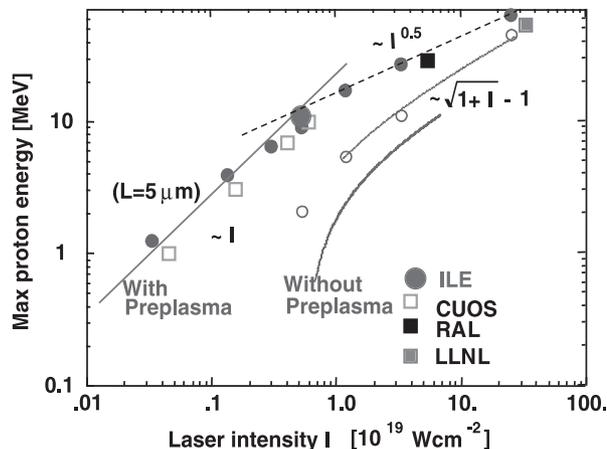


Fig. 10 Scaling of high energy ions to laser intensity. 高エネルギーイオンエネルギーの照射レーザー強度比例則[68].

きないことはない. 挑戦すべき課題である. 位相速度の遅い後方ラマン散乱などに載せようという試みもある[66, 67].

プラズマ波に捕捉して加速するのではなく, 厚さ数ミクロンから数十ミクロンの固体薄膜に直接超高強度レーザーを照射して, その前面, 後面からでてくる高エネルギーイオンを利用する試みがある. 最も簡単にでてくるのが薄膜壁に付着した水分からのプロトンで, 照射面(前面)からも, 後面からも発生する. 前面からのものは, レーザーのポンデロモータイプ力によるもので, 数MeV以下が多い. その比例則がFig. 10のように得られている[68].

後面からは, 前面から突き抜けた高速電子が真空中に飛び出して仮想陰極を形成し, それに引っ張られて加速される機構が主要と考えられる. したがってそのエネルギーは高速電子の温度と電流束で決まる. おまけにこのとき高速電子の作り出すトロイダル磁場で, Fig. 11にあるように発生イオンがエネルギー選別され, 結果的に高エネルギー成分が絞り込まれることも示唆されている[69]. ここでは10 MeVプロトンが選別的に得られた. イオン検出には, 飛跡検出用 CR-39プラスチックフィルムがよく用いられる[63, 70].

エネルギーはそれほど高くはならないかもしれないが, パルス幅が制御でき, 指向性もよく, 従来型加速器のイオン源として実用化がすぐにも期待でき, 精力的に, 研究されている. 第1章で言及した先進小型加速器実証・普及事業のねらいでもある. 現今の加速器の加速器本体はよく作られているけれども, イオン源に関して

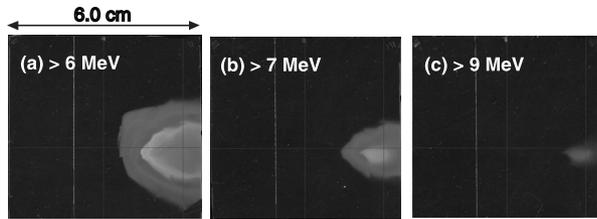


Fig. 11 Proton beams on CR-39 film from the rear surface of laser irradiated CH foil.
 100 ミクロン厚のプラスチックからの陽子ビームの輻射:CR-39フィルムを積層にしてエネルギー、空間分布を同時に観測。10 MeV 陽子の発散角 6 度 [69].

は、電子ビームなり、高周波なり、金属蒸気なりでプラズマを生成して、そこから静電的に引き出すものが多く、パルス幅、エミッタンスなどに、工夫が必要とされる [71]。レーザー加速開発のなかでも、最近使われ出した電子源としてのレーザーフォトカソード [72, 73] について、レーザーイオン源とでもいう名で、実用化されるであろう。

5. これからの開発展望とまとめ

線形現象はどれも似たり寄ったりだが、非線形現象はそれぞれに非線形と、トルストイがいいそうなほど、実験結果毎に説明あるいは理屈がつけられる。非線形現象にそうすっかりした説明が無いのかもしれない。超高強度レーザーでの高エネルギー粒子生成に急で、そのもとにある物理現象を落ち着いて追求する機運でないのも一つ、レーザーの扱いがデリケートで、実験精度が上りにくいこと、超短時間現象で計測法が限られることなど、実験技術上解決すべき問題は多い。非線形現象の宝の山の中で、まだまだ埋蔵金がいっぱいありそうである。

ベタワットレーザーによるガスパフ結果をもって第1段階は終了し、キャピラリー加速で第2段階レーザー加速開発は始まった。レーザー関連、プラズマ関連、ビーム物理関連の観点からすべきことを分けてみると：

- 1. 超高強度レーザーをテーブルトップにコンパクト化して、誰でもスイッチポンで扱えるようにすること：

コンパクトスケールの目安を面積 5 m × 5 m とすると、レーザーは 4 m × 3 m ぐらいに納めたい。現在阪大で開発中の超短パルスビート波レーザーはそれを目指している (Fig. 12)。クライストロンのように、まだまだシステムとしてカタログ製品に成熟していない。

- 2. ビーム品質(エネルギー単色化, 低エミッタンス化)

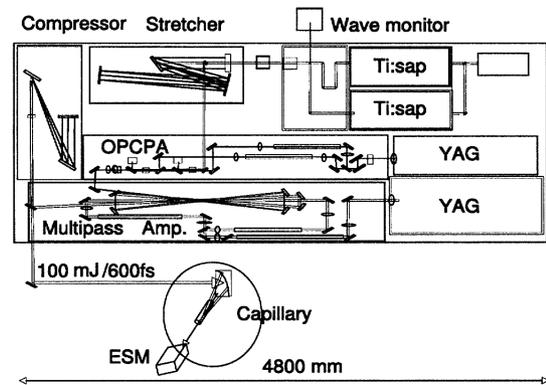


Fig. 12 Compact ultra-short pulse beatwave acceleration system on table at ILE.
 阪大で開発中のコンパクト超短パルスビート波レーザー。

向上：線形、非線形機構を落ち着いて追究しなければならない。長尺キャピラリープラズマによって、物理現象が鮮明になることが期待できそうである。パルス幅、指向性、エミッタンスとも、従来型ビーム源より良好なデータがでている。その分、再現性、ビームエミッタンス等のビーム品質が本格的に問われ、それに向かわねばならない。

- 3. 現状での電子源、イオン源応用と将来の超小型応用のための研究：超短パルスレーザーフォトカソードは、ほぼ実用化され、エネルギー単色化のためのレーザー冷却も実用が近い。レーザーイオン源の実用化にも大いに期待したい。

ますます国際競争が激しく、少し気を緩めると取り残される厳しい状況である。国内開発体制を強化し、同時に人材の養成をはからねばならない。Fig. 13のように、量子エレクトロニクスとプラズマと加速器学の3分野から、新分野創成にむかって動き出しているように感ぜられる。加速器分野には、従来型の行き詰まり感と先進加速器開発希求があり、プラズマには、プラズマ加速器を実現したいとの強い希望があり、医療など外部には潜在需要があるから。最初の章で述べた文科省委託事業は、加速器学グループとレーザープラズマ加速グループの一つの協力関係である。レーザープラズマ加速は、科学研究費をベースに10年以上にわたって研究協力コアが形成されている。宇都宮大学 [74, 75]、筑波大学 [9]、産業技術総合研究所 [76]、山梨大学 [77]、名古屋大学 [78]、大阪大学、広島大学、愛媛大学 [79]、姫路工学大学 [73, 80] など。加速器分野からは加速器分野をこえて先進加速器開発を目指すビーム物理研究会が発足した。レーザー

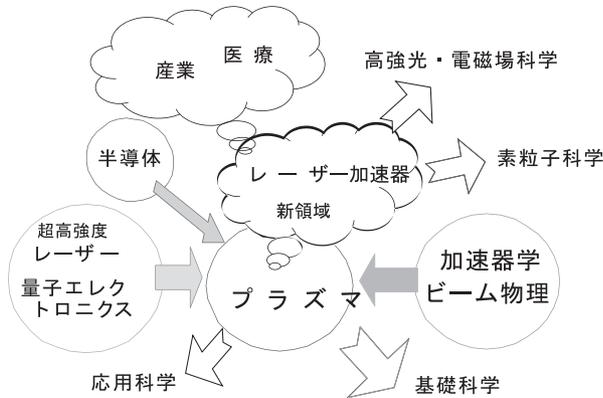


Fig. 13 New field associating with laser accelerator. レーザー加速器開発に寄与する分野と創成される新領域.

は、日本原子力研究所光量子センターに設置の光量子専門委員グループ等もそのコアの一つとなりうる。チャープパルス増幅、OPCPA 等は欠かせない大事な技術だけれども、もっと直接に周波数領域干渉計などは量子エレクトロニクスとレーザー加速が融合した成果である。

既往の分野が、重なる部分、重ならない部分がありながら、さらに融合していくように見える。その期待とともに拙稿を終わる。割愛した実験成果、数値計算結果などを含め、文献「超小型加速器」-プラズマレーザー加速器、杉原、西田、小方編著、(アイピーシー出版、1998) [32]、現代物理最前線 2 「プラズマによる粒子加速」、小方厚著、大槻義彦編(共立出版、東京、2000) [54] を概観していただければ幸いです。

貴重な図を提供いただいた千徳靖彦、近藤公伯両氏を初め、レーザー加速器開発に同心の各位、稿の冗長を甘受された編集委員の方々に謝するところ大であります。

参考文献

- [1] 瀬谷道夫, 桑原輝隆: “加速器技術に関する先端動向調査” 文部科学省科学技術政策研究所 NISTEP Report No.67 (June, 2001).
- [2] 北川米喜, 瀬谷道夫: 日本物理学会誌 **57**, 678 (2002).
- [3] 北川米喜: 核融合研究 **58**, 369 (1987).
- [4] T. Tajima and J.M. Dawson, Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979).
- [5] Y. Kitagawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 20 (1992).
- [6] C.E. Clayton *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70**, 37 (1993).
- [7] J.R. Marquès *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 3566 (1996).
- [8] C.S. Siders, Phys. Rev. Lett. **76**, 3570 (1996).
- [9] E. Takahashi *et al.*, Phys. Rev. E **62**, 7247 (2000).
- [10] K. Nakajima *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4430 (1995).
- [11] A. Modena *et al.*, nature **377**, 606 (1995).
- [12] D. Gordon, K.C. Tzeng *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 2133 (1998).
- [13] V. Malka *et al.*, Science **298**, 1596 (2002).
- [14] Y. Kitagawa *et al.*, Proc. SPIE **3886**, 105 (2000).
- [15] A.E. Siegman, LASERS (University Science Books, Mill Valley, CA, 1986) Ch. 17.
- [16] ハイトラール: 輻射の量子論(吉岡書店, 京都, 1958)p. 66.
- [17] T. Tajima, Laser and Particle Beams **3**, 351 (1985).
- [18] S. Jackel *et al.*, Opt. Lett. **20**, 1086 (1995).
- [19] Y. Ehrlich *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 4186 (1996).
- [20] F. Dorchies *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 4655 (1999).
- [21] D. Kaganovich *et al.*, Phys. Rev. E **59**, R4769 (1999).
- [22] T. Hosokai *et al.*, Opt. Lett. **25**, 10 (2000).
- [23] M. C. Downer *et al.*, Proc. Adv. Accelerator Concepts 654 (AIP conf. Proc. No. 647 AIP, NY, 2002).
- [24] D.J. Spence and S.M. Hooker, Phys. Rev. E **63**, R015401 (2000).
- [25] C. Courtois *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 3445 (2001).
- [26] A. Butler, D.J. Spence and S.M. Hooker, Phys. Rev. Lett. **89**, 185003 (2002).
- [27] 北川米喜他, 物理学会58回東北学大(2003年3月28-31日): Y. Kitagawa *et al.*, submitted to Phys. Rev. Lett.
- [28] C. Joshi and T. Katsouleas, Phys. Today **56**, No. 6 (2003).
- [29] 亀井亨, 木原元央: 加速器科学(丸善, 東京, 1993).
- [30] D.J. Jackson, Classical Electrodynamics, Second Ed. (John Wiley & Sons, NY, 1975) p.658.
- [31] 熊谷寛夫編: 実験物理学講座28「加速器」(共立出版, 東京, 1975).
- [32] 小方厚: 超小型加速器-プラズマレーザー加速器-第5章プラズマ航跡場加速, 杉原, 西田, 小方編著(アイピーシー出版, 1998).
- [33] T. Katsouleas, Phys. Rev. A **33**, 2056 (1986).
- [34] J.B. Rosenzweig *et al.*, Phys. Rev. Lett. **61**, 98 (1988).
- [35] F.F. Chen, Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion Vol.1, Second ed. (Plenum Publishing Corp, NY, 1984) p.305.
- [36] 今村勤, 物理とグリーン関数(岩波全書, 東京, 1978).
- [37] 寺沢寛一: 自然科学者のための数学概論 14章 [増訂版] (岩波, 東京, 1954).
- [38] E. Takahashi *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **69**, 3266 (2000).
- [39] Y. Kitagawa *et al.*, Proc. Adv. Accelerator Concept AAC 2002, ed. by P. Muggli and C. Clayton (AIP, vol.647, December, 2002) p.634.
- [40] ランダウ=リフシッツ: 場の古典論 増訂新版(東京図書, 東京, 1964) p. 28.
- [41] 北川米喜: プラズマ核融合学会誌 **73**, 1087 (1997).
- [42] M.N. Rosenbluth and C.S. Liu, Phys. Rev. Lett. **29**, 701

- (19720).
- [43] A. Modena *et al.*, IEEE. Trans. Plasma Science **24**, 289 (1996).
- [44] P. Sprangle, E. Esarey and A. Ting, Phys. Rev. A **41**, 4463 (1990).
- [45] S.V. Bulanov *et al.*, Phys. Fluids B **4**, 1935 (1992).
- [46] K. Nishikawa, C.S. Liu and P.K. Kaw, *Advances in Plasma Physics* Vol. 6, Part I. Parametric Instabilities in Plasma, ed. by Simon and Thompson (John Wiley & Sons, NY, 1976).
- [47] N.E. Andreev *et al.*, IEEE. Trans. Plasma Science **24**, 363 (1996).
- [48] W.B. Mori *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 1482 (1994).
- [49] Amnon Yariv, *Quantum electronics* Second ed. (John Wiley & Sons, NY, 1967) p.470.
- [50] A. Ting, E. Esarey and P. Sprangle, Phys. Fluids B **2**, 1390 (1990).
- [51] P. Sprangle, Cha-Mei Tang and E. Esarey, IEEE. Trans. Plasma Sci. PS-15, 145 (1987).
- [52] T. Hosakai *et al.*, Phys. Rev. E **67** 036407 (2003).
- [53] 杉原 亮：竹内 智：プラズマ核融合学会誌 **73**, 1101 (1997).
- [54] 小方 厚，現代物理最前線 2「プラズマによる粒子加速」大概義彦編（共立出版，東京，2000）。
- [55] M. Tanimoto, S. Kato, and E. Miura *et al.*, *to be published in Phys. Rev. E* **68** (2003).
- [56] L.V. Keldysh, Soviet Phys. JETP **20**, 1307(1965).
- [57] E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. **60**, 795 (1988).
- [58] H. Yoshida *et al.*, *Opt. Lett.* **28**, 257(2003).
- [59] E. Tokunaga, A. Terasaki and T. Kobayashi, Pot. Lett. **17**, 1131 (1992).
- [60] 小方 厚，プラズマ核融合学会誌 **73**. 607 (1997).
- [61] H.R. Griem, *Plasma Spectroscopy* (Academic Press, NY, 1964).
- [62] J. Sheffield, *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation* (MacGraw-Hill, NY, 1975).
- [63] Glenn F. Knoll：放射線計測ハンドブック 2 版（日刊工業新聞社，東京，1991）。
- [64] 高橋輝吉，佐藤隆史，薮内俊毅 他：放射線 **28**, 203 (2002).
- [65] 日本アイソトープ協会，アイソトープ手帳 10版（丸善，2001） p. 118.
- [66] S. Masuda, T. Katsouleas and A. Ogata, Nucl. Instrum. Methods. A **455**, 172 (2000).
- [67] N. Saito and A. Ogata, Phys. Plasmas **10**, No. 9 (2003).
- [68] Y. Sentoku *et al.*, Appl. Phys. B **74**, 207 (2002).
- [69] Y. Murakami, Y. Kitagawa, Y. Sentoku *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 4138 (2001).
- [70] A. Szydlowski *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **149**, 113 (1999).
- [71] 河野 功：月刊フィジックス **43**, 749 (1984).
- [72] R. L. Sheffield, *Proc. IEEE Particle Accelerator Conf.*, ed. by F. Bennett and J. Kopta. Vol.2 of 3 (Chicago, March 20-23, 1989) p. 1098.
- [73] T. Inoue *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **41**, 7402 (2002).
- [74] Y. Nishida and T. Shinozaki, Phy. Rev. Lett. **65**, 2386 (1990).
- [75] N. Yugami *et al.*, Phy. Rev. Lett. **89**, 065003 (2002).
- [76] K. Koyama *et al.*, Int. J. Appl. Electromag. Mech. **14**, 263 (2001/2002).
- [77] S. Takeuchi and R. Sugihara, Phy. Rev. E **58**, 7874 (1998).
- [78] Y. Sakawa and T. Shoji, Phys. Plasmas **8**, 2998 (2001).
- [79] R. Sugaya, J. Plasma Phys. **66**, 143 (2001).
- [80] T. Inoue *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **42**, 311 (2002).



きた がわ よし よし
北川 米 喜

1945年京都市生まれ，京都大学理学部物理学学科卒，同大学院修了，理学博士。大阪大学レーザー核融合研究センター助教授として，レーザー核融合，レーザープラズマの研究に従事。1992年炭酸ガスレーザービート波を用いて，レーザー加速を実験的に検証した。2000年には，ペタワットレーザーを完成させた。休日，金剛流能楽師範として舞台上立って遊ぶこともある。