



講座

高出力超短パルス電磁波とプラズマの相互作用Ⅶ

5. プラズマにおける加速現象の基礎

5.5 ビート波加速の基礎

北 川 米 喜

(大阪大学レーザー核融合研究センター)

(1997年 8 月 8 日受理)

Introduction to Acceleration Phenomena in Plasmas

Introduction to the Beat-Wave Accelerator

KITAGAWA Yoneyoshi

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

(Received 8 August 1997)

Abstract

The beat-wave accelerator concept is reviewed. It is first compared with the forward Raman scattering. The relativistic plasma wave is shown to grow as a forced oscillation. The amplitude saturation is discussed as well as the maximum potential energy of the trapped electrons. The successful beat-wave accelerator experiments over the last ten years demonstrates that the laser accelerator researches have now entered a second stage in which the high power lasers are the most powerful means.

Keywords:

beat-wave accelerator, ponderomotive force, Raman scattering, Thomson scattering, relativistic mass effect, relativistic plasma wave, dephasing, multistage accelerator

1. 序

レーザー粒子加速研究は、いま第二世代に入ったとアメリカあたりで言う。1979年の田島・ドーソンの「レーザー加速器」の提案をスタートとすると、1992～1994年のビート波加速の原理実証[1,2]あたりで、ピークを迎え、その後、幾つかレーザー航跡場加速の結果も現れ、一区切りのような気分があるためかもしれない。

従来型マイクロ波加速器が、もうこれ以上大きくなり得ない巨大恐竜になったところ、核融合という一方の恐竜が支えた大出力レーザーが、直接原子も叩きつぶそうというほどの力持ちに成長しつつあった。レーザーを加速器に使うというアイデアは勿論レーザーの誕生以来なのであるが、おもちゃのような出力のあいだは、ずっと夢物語であった。レーザーが高度成長をとげ、実際にその

電場で揺られる電子が、相対論効果で重くなったり、レーザーの光圧で固体壁に孔が開られたりするのを目のあたりにするようになった今、ようやく加速器のアイデアが本物になりつつある。第二世代といわれるゆえんでもある。

レーザー加速器の特徴は、相対論効果にある。超高強度であることのほかに、もう一つ、光速で電場が進む進行波加速器であって、一旦この加速電場に捕捉された粒子は、実験室で見ていたより遙かに長時間加速されつづけ、エネルギーを得るところにある。この2つの点が、卓上型加速器をも可能にするゆえんなのである。

レーザーの超高強度電場を生かすには、レーザーが直接壁に接触しないもの、つまりプラズマを用いる媒質加速器が有利である[3]。それで、レーザー加速器とプラ

ズマ加速器をほぼ同義語に使う。レーザー光が壁に接触しないなら、壁負荷制限はほとんど考えなくてよいし、すでに数 GV/m の加速電場も、実験室では実現しているからである[4]。

波の電場で粒子を加速するためには、

- (1) その波の電場が進行方向に向くこと、または縦波であること、
- (2) 波の位相速度が粒子の速度に一致すること

の2つの条件がある。それを簡単に実現する方法はプラズマ波を励起することで、その先頭を切ったのがプラズマビート波加速器であり、レーザービート波加速器ともいう。周波数(波長)の少し異なる2本のレーザー光を混ぜると、媒質の中では差周波のうなり(ビート)が生ずる。そのうなりがプラズマ密度の疎密、すなわちプラズマ波を励起し、その波の電場が電子を加速する。Fig. 1にレーザービートと励起プラズマ波の関係を示す。最大加速電場は、プラズマ中に励起される縦波の振幅の最大値で決まる。縦波は密度揺動であり、レーザー強度さえ充分なら、最大で密度変調100%、つまり平均密度一杯まで完全に荷電分離するところまでは原理的に可能である。この最大加速電場は、壁負荷制限値より10倍以上高い値がとれる。Wave breaking limit (波の破壊限界)ということもあるが、厳密には、これは別の不安定性などの原因でプラズマ波がつぶれたり飽和したりすることも含める。

レーザー航跡場加速と比べよう。プラズマ中に短パルスのレーザーを飛ばすと、そのあとに高電場の航跡(ウェーク場)が残る。レーザーパルスの塊が電子を弾き飛

ばし、プラズマの疎密波の因をなす。パルス幅がプラズマ波の半波長の時、最も効率よくエネルギーがプラズマに移り、プラズマ波が励起される。ちょうどレーザーパルスが前述のビート波の一山に対応することになる。この山を連ねたものが、ビート波励起のプラズマ波になるので、加速原理は同じである。ビート波加速は、かなり密度共鳴が必要とされているが、一山だけ駆動するわけではないので、エネルギー効率がよく、レーザー強度の条件が緩いので、つまり比較的低いレーザー出力でも働き、制御性がよい。レーザー強度が比較的弱くてよければ、極めて現実的である。

2. ビート波によるプラズマ波の励起と加速電場の生成

2.1 誘導ラマン散乱 (Stimulated Raman Scattering) と電子加速

ビート波加速の原理を述べるのに、歴史的流れとして、前方ラマン散乱から始める[4]。

前節で述べたように、加速電場は縦波でかつ位相速度がほとんど光速でなければならない。この条件にあう相対論的プラズマ波を励起するのに、誘導前方ラマン散乱がある。誘導ラマン散乱とは、単色のレーザー光 ω_1 をプラズマ中に入射するとプラズマ波 ω_p がノイズから成長し、差周波 $\omega_2 = \omega_1 - \omega_p$ の電磁波が散乱される現象(パラメトリック不安定性)をいう[5]。2つの電磁波 $\omega_1^2 = \omega_p^2 + c^2 k_1^2$ (入射光), $\omega_2^2 = \omega_p^2 + c^2 k_2^2$ (散乱光) とプラズマ波(分散式 $\omega^2 \approx \omega_p^2$) の3波共鳴条件は

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_p, \quad k_1 - k_2 = k_p$$

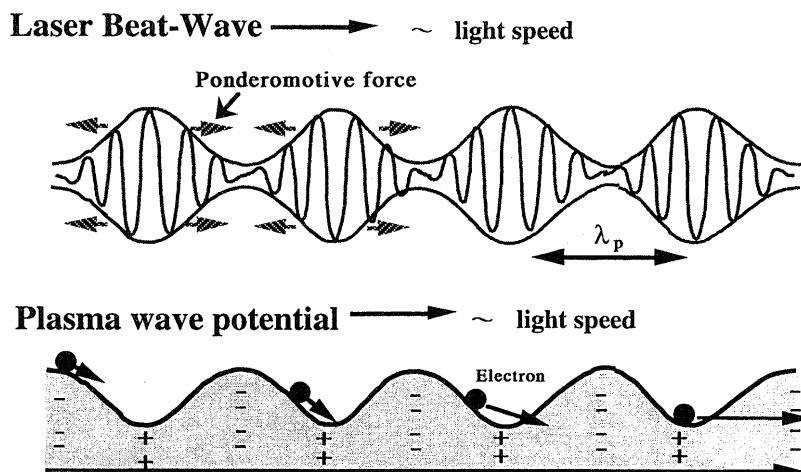


Fig. 1 Laser beat wave (above) and forced relativistic plasma wave (bottom). An electron trapped in the plasma wave potential gets the maximum energy $2\gamma_\phi^2 mc^2 = 10$ GeV (glass laser) $\gamma_\phi = 100$.

であるが、波数はベクトルなので k_1 と k_2 が同じ向きのときの、

$$k_p = k_1 - k_2 \sim \frac{\omega_p}{c} \sim k_1 \left(\frac{\omega_p}{\omega_1} \right) \quad (\text{前方散乱: Forward Raman Scattering, FRS}) \quad (1)$$

と k_1 と k_2 が逆向きのときの

$$k_p = k_1 + k_2 \sim 2k_1 \quad (\text{後方散乱: Backward Raman Scattering, BRS}) \quad (2)$$

の2つに代表させることができる。前方散乱で励起されるプラズマ波の位相速度は

$$v_\phi = \frac{\omega_1 - \omega_2}{k_1 - k_2} \approx \frac{\partial \omega_1}{\partial k_1} = \frac{c^2 k_1}{\omega_1} = c \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_1^2}} \quad (3)$$

となる。共鳴条件から $\omega_p/\omega_1 < 0.5$ だから、 $v_\phi \sim c$ となり、相対論的加速電場の条件を満たす。 ω_2 が ω_1 に近づく程、 $\omega_p/\omega_1 \ll 1$ となり、ますます v_ϕ は c に近づく。

しかし後方散乱は、位相速度が

$$v_\phi \approx \frac{\omega_1 - \omega_2}{2k_1} = c \frac{\omega_p}{2\omega_1} \ll c \quad (4)$$

で、相対論的加速電場とはならない。しかも電子温度が高ければ、後方散乱はランダウ減衰を受けやすいので、その分も加速には損である。Estabrook と Kruer[6]は、1983年計算機シミュレーションで、前方散乱、後方散乱で電子の加速される様子を示した。後方散乱で80 keV、前方散乱で250 keV になり、前方散乱によるものの方が高エネルギーに加速される。

ラマン散乱による電子加速の実験は、密度が $\omega_p \leq 0.5\omega_0$ 以下の長いプラズマを作りそこに単色レーザー光を照射するだけでよい。1981年 UCLA の Joshi 他[7]は、厚さ130 Å というカーボンの超薄膜に16J, 2ns ($2.4 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$) の CO₂ レーザーを照射し、前方に1.4 MeV に達する前方ラマン散乱電子を検出した。後方には0.6 MeV ぐらいまでしか加速されない。阪大レーザー研では、450 Å のパリレン薄膜に60J, 1 ns の CO₂ レーザーを照射し、1.1 MeV の前方ラマン散乱電子1 μA を検出した[4]。いずれの場合も、プラズマ波の電場は1 GV/m 以上と評価できる。このように、前方ラマン散乱による電子加速は、簡単であるが、電子のエネルギーを上げるよう、プラズマ密度を下げると、散乱のしきい値が上がり、しかも、種になる高速電子の個数が

減ってしまう。さらにプラズマ波は、不安定性のため振幅、位相が一定せず、加速器としては魅力的でない。ただし、密度共鳴条件はゆるい。

レーザー光のカットオフでの共鳴吸収でも線形変換でプラズマ波が励起され、電子加速が起こる。高速電子と呼ばれるものであるが、位相速度が小さくすぐにランダウ減衰をうけるためせいぜい100 keV が限界と考えられる。

最近、サブピコ秒の超短パルスレーザーによるプラズマからの輻射の研究が行われるようになり、MeV 電子によるX線の観測が報告されている[8]。

2.2 ビート波による相対論的プラズマ波の励起

前方ラマン散乱で、散乱光にあたる ω_2 もあらかじめ同じ向きに入射すると、位相のそろったプラズマ波が励起できる。プラズマ波の成長は不安定性でなく、強制振動による。テキサス大学の田島と UCLA の Dawson のアイデアである[9,10]。波長の異なる2つの波を同時に立てると、振幅が差の周波数で時間変動し、「うなり（ビート）」となる (Fig.1 参照)。空間的に均一な「うなり」のないレーザーの電磁場では、プラズマ電子の平均位置は変化しないが、うなりによってレーザーが空間的に凸凹になると、電子は、その凸凹から生ずる光圧で直流的に外に動かされ排除されることになる。この光圧をポンデロモータイヴ力[5]という。2つの入射波の（振幅、周波数）を (E_1, ω_1) , (E_2, ω_2) とすると、うなりのつくるポンデロモータイヴ力は、

$$eE_L = -e\nabla\phi_p = -\nabla\left(\frac{e^2 E_1 \cdot E_2^*}{m\omega_1\omega_2}\right) \quad (5)$$

と表される。この表式からみて、荷電粒子は、荷電の正負にかかわらず、ポンデロモータイブポテンシャル ϕ_p の山から谷へ加速されるが、イオンより電子の方が易動度が大きいため、電子ばかり谷底に集まる。うなりの周期がプラズマ波と共鳴すると、電子密度の粗密波、プラズマ波が励起されることになる。うなりとプラズマ波のポテンシャルの位相は一致する。また前方ラマン散乱だから、 ω_1 と ω_2 が近づけば近づく程、プラズマ波の位相速度は光速に近く相対論的となる。この事情を式で示す。

2本のレーザー光が y 方向に直線偏光し、 x 方向に進むとし、その電場を

$$E = E^{(1)} \sin(k_1 x - \omega_1 t), E^{(2)} \sin(k_2 x - \omega_2 t)$$

とおく。流体要素の瞬間位置を、平衡点 x_0 からのずれ

$$x(t) = x_0 + \xi_x(x_0, t)$$

で表す[11]. 運動方程式は,

$$nm \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right] = -ne[\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}] \quad (6)$$

で, 主要項のみをとると, その x 成分は,

$$mn_0 \ddot{\xi}_x - n_0 e E_L = \frac{n_0 e}{c} (v_y B_z - v_z B_y) \quad (7)$$

と表せる. ここで, ξ_x と n_1/n_0 と E_L がお互いに比例することを示す. ガウスの式

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -4\pi ne \quad (8)$$

から, 電場の x 成分は次式のように書ける.

$$E_L = -4\pi n_0 e \xi_x. \quad (9)$$

これは電磁場と静電場の両方を含んでいる. 一方, ガウスの式(8)式から直接に得られる

$$k_0 E_L = -4\pi n_1 e \quad (10)$$

と, 後述のごとく位相速度がほぼ光速ということから得られる $ck_0 = \omega_p$ の関係とから, (9)式は,

$$\xi_x = \frac{c}{\omega_p} \left(\frac{n_1}{n_0} \right), \text{ あるいは } E_L = \frac{mc}{e} \omega_p \left(\frac{n_1}{n_0} \right). \quad (11)$$

となり, ξ_x と n_1/n_0 と E_L とが比例することがわかる.

さて(7)の右辺で差周波数成分のみ残し, (11)式を考慮すると,

$$\ddot{\xi}_x + \omega_p^2 \xi_x = \frac{e}{mc} (\dot{\xi}_y^{(1)} B_z^{(2)} + \dot{\xi}_y^{(2)} B_z^{(1)}) \quad (12)$$

となる. ただし,

$$\xi_y^{(1,2)} = \frac{e}{\omega m} E^{(1,2)} \sin(k_{1,2}x - \omega_{1,2}t) \quad (13)$$

である. (12)式は, 右辺の非線形結合のビートが, プラズマ波を励起することを示す. ここで,

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (14)$$

を用い, 磁場 \mathbf{B} を消去し, 再び主要な項のみをとると, 強制振動の式となる:

$$\begin{aligned} \ddot{\xi}_x + \omega_p^2 \xi_x &= 2 \frac{\omega_p^2}{2k_0} \left(\frac{e}{mc} \right)^2 \frac{E_1 E_2^*}{\omega_1 \omega_2} \sin(k_0 x - \omega_0 t) \\ &= 2\lambda \omega_0 \sin(k_0 x - \omega_0 t). \end{aligned} \quad (15)$$

ここで

$$\begin{aligned} k_0 &= k_1 - k_2, \quad \omega_0 = \omega_1 - \omega_2, \\ \lambda &\equiv \frac{\alpha_1 \alpha_2 \omega_p}{4k_0}, \quad \alpha_1 \equiv \frac{eE_1}{m\omega_1 c}, \quad \alpha_2 \equiv \frac{eE_2}{m\omega_2 c} \end{aligned}$$

と定義する. (15)式は, 共鳴条件 $\omega_p = \omega_0 = \omega_1 - \omega_2$ を満たすところだけで, プラズマ波が励起される. プラズマ波の位相速度 $v_\phi = \omega_p/k_0$ は, 共鳴条件から $(\omega_1 - \omega_2)/(k_1 - k_2)$ であり, いま, ω_1 と ω_2 は非常に近いので, $\partial\omega/\partial k$ と書け, レーザー光の群速度であり, うなりの速度の定義そのものである.

ついでプラズマ波の位相速度 v_ϕ を求める. 電磁波の分散式は $\omega_1^2 = \omega_p^2 + c^2 k_1^2$ だから

$$v_\phi = \frac{\partial \omega_1}{\partial k_1} = \frac{c^2 k_1}{\omega_1} = c \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_1^2}} \quad (16)$$

となる. $\omega_1/\omega_p \gg 1$ だから, 位相速度 v_ϕ はほぼ光速に近く, プラズマ波はうなりについていく. 位相速度 v_ϕ が相対論領域にあるので, 相対論的プラズマ波ともいう. 周波数は ω_p で一定だから, 群速度はゼロである.

$$\gamma_\phi = \frac{\omega_1}{\omega_p} \quad (17)$$

と置くと, (16)式は

$$\frac{v_\phi}{c} = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_\phi^2}} \quad (18)$$

と書ける. γ_ϕ は波の相対論パラメータ (ローレンツファクタ) として, 粒子のローレンツファクタと同じように扱えるので, 光速に近い波を扱うには, 非常に便利で見やすくなる[7]. それだけでなく, γ_ϕ が決まれば加速によって得るエネルギーが決まることから, レーザー加速の重要なパラメータである. 共鳴条件 $\omega_1 - \omega_2 = \omega_p$ から考えて, レーザーの2つの周波数 ω_1 と ω_2 が近ければ近いほど, γ_ϕ は大きく, 位相速度 v_ϕ は光速に近づき, 高エネルギー加速が可能となる. 波長 $\lambda_1 = 10.6 \mu\text{m}$ と $\lambda_2 = 9.6 \mu\text{m}$ のレーザーのビートでできるプラズマ波の場合, (16)式より,

$$\gamma_\phi = \frac{\omega_1}{\omega_p} = \frac{\omega_1}{\omega_2 - \omega_1} = \frac{1/\lambda_1}{1/\lambda_2 - 1/\lambda_1} = 9.6 \quad (19)$$

である。共鳴電子密度は

$$n_e [\text{cm}^{-3}] = 1.116 \times 10^{21} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)^2 [\mu\text{m}] \quad (20)$$

より $1.1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ となる。なお CO_2 レーザーの遮断密度は $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ である。YLF レーザー $1.05 \mu\text{m}$ と YAG レーザー $1.06 \mu\text{m}$ で、 $\gamma_\phi = 100$ をとることもある。

さて、(15)式は強制振動だから、ビートがある限り、プラズマ波は励起され続け、振幅は時間的に増大していく。その様子を見る。

$\xi_x = A(t) \sin[k_0 x - \omega_p t + \varphi(t)]$ として (15) 式に代入すると、

$$\begin{aligned} & \sin(k_0 x - \omega_p t) [A \dot{\varphi} \cos \varphi + \dot{A} \sin \varphi - \lambda] \\ & + \cos(k_0 x - \omega_p t) [A \dot{\varphi} \sin \varphi + \dot{A} \cos \varphi - \lambda] = 0 \end{aligned} \quad (21)$$

が得られる。2項は独立だから、おのおのの係数はゼロと置き、 φ を消去すると

$$A = \sqrt{A^2(0) + \lambda^2 t^2} \propto \lambda t \quad (22)$$

のように、プラズマ波の振幅は時間とともに成長する。 λ は成長率である。

(11)式から E_L の強さは

$$E_L = 30 \sqrt{\frac{n_0 (\text{cm}^{-3})}{10^{17}}} \left(\frac{n_1}{n_0} \right) [\text{GV/m}] \quad (23)$$

と与えられる。 $n_1/n_0 = 100\%$ では、 $n_0 = 10^{17} \text{cm}^{-3}$ で 30 GV/m に、 10^{19}cm^{-3} では 300 GV/m に達する。

2.3 振幅の飽和と電場の強さ

(23)式の E_L は100%変調するのが望ましいが、色々な原因で100%変調になる前に飽和する。1つの評価として、入射波強度が大きくなると、それによって揺られる電子の慣性が相対論効果で大きくなり、プラズマ周波数が下がって、 $\omega_1 - \omega_2 = \omega_p$ を満たさなくなり、プラズマ波の成長が抑えられることがあげられる。(15)式の左辺の

$\ddot{\xi}_x$ を $\frac{d}{dt}(\gamma \dot{\xi}_x)$ と置き換える。ここで、

$$\gamma = \left(\frac{1}{1 - (v/c)^2} \right)^{1/2} \approx 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \quad (24)$$

だから、(15)式は

$$\ddot{\xi}_x + \omega_p^2 \xi_x - \frac{3}{2} \omega_p^2 \left(\frac{\xi}{c} \right)^2 \xi_x = 2\lambda \omega_p \sin(k_0 x - \omega_0 t) \quad (25)$$

と書ける。(15)式で、実効的プラズマ周波数

$$\omega_{\text{peff}} \simeq \omega_p \left(1 - \frac{3}{2} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right)^{1/2} \simeq \omega_p \left(1 - \frac{3}{4} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right) \quad (26)$$

に置き換えたものに等しい。 v は振幅 A に比例するので、 A が大きくなると ω_{peff} は ω_p からずれてプラズマ波の成長は抑えられる。

ここで、ビート波強制振動の飽和振幅と共鳴密度幅を評価する。(25)式で

$\xi_x = A \exp i(k_0 x - \omega_0 t + \varphi)$ と置き直すと、

$$\left[\omega_0^2 - \omega_p^2 + \frac{3}{2} \omega_p^2 \frac{\omega_0^2}{c^2} |A|^2 \right] A e^{i\varphi} = 2\lambda \omega_p \quad (27)$$

が得られる。(27)式で $\omega_0 = \omega_p + \Delta\omega$ とおくと、

$$A = \frac{\lambda e^{-i\varphi}}{\Delta\omega + (3/4\omega_p^3) (|A|^2/c^2)} \quad (28)$$

$\Delta\omega = 0$ のとき、 A のピーク値を A_0 とすると

$$\varepsilon = \frac{n_1}{n_0} = \frac{\omega_p}{c} |A_0| = \left(\frac{\alpha_1 \alpha_2}{3} \right)^{1/3} \quad (29)$$

と飽和振幅が得られる。半値幅（共鳴幅）は

$$\frac{\Delta\omega_{1/2}}{\omega_p} = \frac{3}{4} \varepsilon^2. \quad (30)$$

である。非線形効果による共鳴幅は、振幅 $\varepsilon = 20\%$ とすると、3%である。(29)式を入射レーザー光強度 I_1, I_2 で表すと、

$$\varepsilon = \left(\frac{n_1}{n_0} \right) = 3.1 \times 10^{-6} (I_1 I_2 [\text{W/cm}^2])^{1/6} \left(\frac{\lambda_0}{10 [\mu\text{m}]} \right)^{2/3}. \quad (31)$$

ここで λ_0 は波長である。(31)式から、 $\varepsilon = 1$ を与えるレーザー光強度は、波長 $10 \mu\text{m}$ の CO_2 レーザーで $3 \times 10^{16} \text{W/cm}^2$ 、 $1 \mu\text{m}$ のガラスレーザーで $8 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$ となるが、 0.6TW の CO_2 レーザー光を $50 \mu\text{m}$ 径に集光すればよく、現在のレーザーで十分に可能な強度である。もし、 $\alpha_1 = \alpha_2 = 0.1$ なら $n_1/n_2 = 15\%$ である。(23)式より $E_L = 4.5 \text{GV/m}$ となる。振幅飽和は、これ以外にも1-Dシミュレーションによると、入射波の高調波への逐次散乱によってエネルギーを失うことや、半値幅 330ps の CO_2 レーザーに対し、プラズマ波は立ち上りの 30ps (100周期程度) ぐらいで位相が不安定になってしまうという予測がある[4]。実験では、イオンの関与

する不安定性により、(30)式より遙かに低い値（1～2%）で飽和するとのフランスの報告(1994)がある[12]。一方 UCLA 等のように、ほぼ(36)式に近い20%以上の振幅を得ているとの報告もある[13]。阪大レーザー研の結果は10%前後である[1]。飽和は一意的に決まるものではない。いまのところ、(30)式が1つの目安とされる。できる限り100%に近づけることと、パルス幅いっぱいプラズマ波を励起し続けることが、研究課題である。第二世代のビート波加速には、入射レーザー強度を上げるとともに、パルス幅を短くして、不安定性が成長するまでに加速を終えるようにすることも考えられる。それでも強制振動である分、制御は容易であろう。

(27)式で、他の減衰を考えることもできる。減衰項として完全電離プラズマで電子イオン衝突周波数 $\nu_{ei} = 2 \times 10^{-6} n_e \ln \Lambda / T_e^{3/2}$ をとると、 $n_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ のとき

$$\frac{\nu_{ei}}{\omega_p} \sim \frac{6 \times 10^{10}}{2.8 \times 10^{12}} \sim 2\% \quad (32)$$

の共鳴幅が作られる Pump depletion (励起光の減少効果)をとると数値計算から、 $\gamma_{\text{pump}} \sim 1/30 \text{ ps} = 3 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ とあたえられるので

$$\frac{\gamma_{\text{pump}}}{\omega_p} \sim \frac{3 \times 10^{10}}{2.8 \times 10^{12}} \sim 1\% \quad (33)$$

となる。いずれをとっても共鳴幅は数パーセントである。

3. プラズマ波による粒子加速

波の位相速度と同速度の粒子は、この波に捕捉される。振幅が大きくなれば、波より遅い粒子も捕まり、いったん捕まった粒子は波の電場で加速される。加速の結果、波より速くなると、波のポテンシャルの谷から飛び出し (Dephasing)、加速は終わる。この間に、粒子はポテンシャルの山から谷まで走るが、波も光速で走るため、粒子にとっては、ゆっくり加速される。加速時間が相対論効果で $2\gamma_\phi^2$ 倍に延びるので、得るエネルギーも、電子なら $W_{\text{max}} = 2mc^2\gamma_\phi^2\epsilon$ となる。 mc^2 は電子の静止エネルギーで 511 keV、 ϵ は波の振幅を電子密度の変調量 n_1/n_0 で表したものである。

3.1 プラズマ波による電子の捕捉と加速

ここで、もう少し詳しく、電子の捕捉限界エネルギー W_{min} と最大利得エネルギー W_{max} を波の振幅 $\epsilon = n_1/n_0$ の関数として求めよう。

プラズマ波の位相に乗った系で考え、その系での量は (') をつける。プラズマ波のポテンシャルは、この波

の系で ϕ' とすると、エネルギー γmc^2 を持つ電子が、波に捕捉される条件は、運動エネルギー $(\gamma - 1)mc^2$ が波のポテンシャルより小さいことから、

$$(\gamma' - 1)mc^2 \leq e\phi'. \quad (34)$$

電子が捕捉されうる最小の全エネルギーは、(34)式の等号を取り

$$W'_- = \gamma'_- mc^2 = e\phi' + mc^2, \quad \beta'_- = -\beta' \quad (35)$$

である。電子の得る最大エネルギー W'_+ は、同じく

$$W'_+ = \gamma'_+ mc^2 = e\phi' + mc^2, \quad \text{ただし } \beta'_+ = \beta' \quad (36)$$

となる。波の系では、電子の得る最低、最高エネルギーは相等しい。ただ、速度 β' の向きが反対になるだけである。つまり

$$\gamma'_+ = \gamma'_- = \gamma'_0, \quad \beta'_\pm = \pm \beta'_0 = \pm \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma'^2_0}}. \quad (37)$$

と与えられる。それらを実験室系に変換する。実験室系での波の γ_ϕ, β_ϕ を用いて、変換マトリックスをつくることができる。実験室系での量は (') を除く。電子のエネルギーを W_\pm 、運動量を P_\pm とすると[14],

$$\begin{pmatrix} P_\pm \\ iW_\pm/c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_\phi & -i\beta_\phi\gamma_\phi \\ i\beta_\phi\gamma_\phi & \gamma_\phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \pm mc\gamma'_0\beta'_0 \\ imc\gamma'_0 \end{pmatrix} \quad (38)$$

と変換される。(38)式より

$$W_\pm = mc^2\gamma_\phi\gamma'_0(1 \pm \beta_0\beta'_0). \quad (39)$$

一方、波のポテンシャルも同じように変換する。実験室系での波 (k_0, ω_p) は、波の系では静止しているから波はポテンシャルエネルギーのみを持ち、 $\omega'_p = 0$ 、すなわち波 ($k'_0, 0$) となるから、

$$\begin{pmatrix} k_0 \\ i\omega_p/c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_\phi & -i\beta_\phi\gamma_\phi \\ i\beta_\phi\gamma_\phi & \gamma_\phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} k'_0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (40)$$

実験室系では、波はポテンシャルと同時に運動エネルギーも持つとみなせる。(40)式から

$$k_0 = \gamma_\phi k'_0 \quad (41)$$

である。いずれの系でも運動方向の電場は変わらないので、(10)式より、

$$ek_0\phi' = ek_0\phi = eE_L = mc\omega_p\epsilon. \quad (42)$$

(41)式と(42)式と $ck_0 = \omega_p$ とから ϕ' をもとめ、(35)式または(36)式に代入すると、

$$\gamma_0' = \gamma_\phi\epsilon + 1, \quad (43)$$

これを(39)式に代入して、

$$W_\pm = mc^2\gamma_\phi(\gamma_\phi\epsilon + 1)(1 \pm \beta_\phi\beta_0'), \quad (44)$$

あるいは ϵ だけで表すと、

$$W_\pm(\epsilon) = mc^2\gamma_\phi(\gamma_\phi\epsilon + 1) \left[1 \pm \left(1 - \frac{1}{\gamma_\phi^2}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{1}{(\gamma_\phi\epsilon + 1)^2}\right)^{1/2} \right] \quad (45)$$

となる。 $\epsilon \sim 0$ なら、 $W_\pm(0) \sim mc^2\gamma_\phi$ で、波のポテンシャルエネルギーと等しいものだけが捕捉されることを示している。

$\gamma_\phi\epsilon \gg 1$ なら、(45)式は次のようによく知られた形になる。

$$W_+ \sim 2\gamma_\phi^2 mc^2\epsilon, \quad (46)$$

$$W_- \sim mc^2. \quad (47)$$

このときは、運動エネルギーがゼロの電子も捕捉され、ポテンシャルの $2\gamma_\phi$ 倍まで加速される。(45)式をプロットしたのが Fig. 2 である。 $\gamma_\phi = 10$ (CO₂レーザーなど)と $\gamma_\phi = 100$ (ガラスレーザーなど)の場合について示した。振幅 $\epsilon = 20\%$ なら、1 MeV の入射粒子が 2 GeV になって出てくる。

3.2 加速距離とレーザーの回折

加速され W_+ になった電子は、ポテンシャルの谷から飛び出す。加速が始まってから飛び出すまでの時間 τ_D を、電子が光速で谷の加速域 $\sim 1/k_0$ を横断する時間として求めると、電子の速度が c 、波の速度が v_ϕ だから、

$$\tau_D = \frac{1/k_0}{c - v_\phi} \sim \frac{1}{k_0} \frac{c + v_\phi}{c^2 - v_\phi^2} \sim \frac{2}{k_0 c} \gamma_\phi^2 \quad (48)$$

である。この間に電子の進む距離(加速距離)は、

$$d = c\tau_D = 2\gamma_\phi^2/k_0 = \lambda_p\gamma_\phi^2/\pi \quad (49)$$

となる。(42)式より $eE_L = mc\omega_p\epsilon = mc^2k_0\epsilon$ だから、電子の最大獲得エネルギー W_+ は、

$$W_+ = eE_L d = 2mc^2\gamma_\phi^2\epsilon. \quad (50)$$

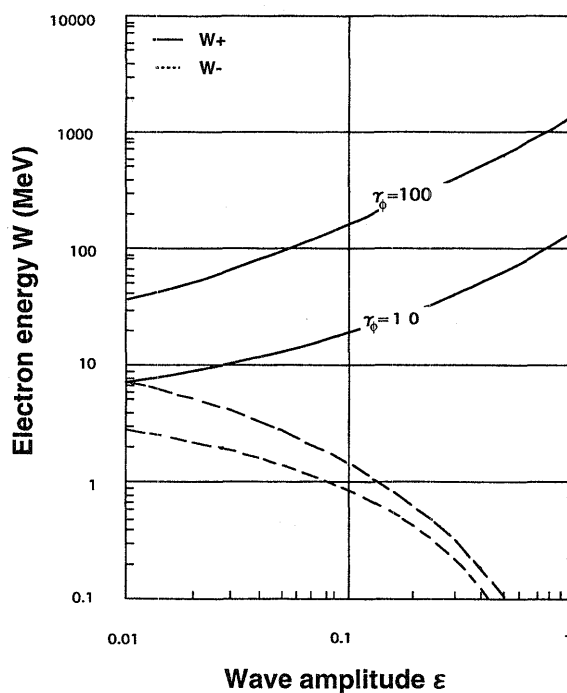


Fig. 2 Minimum trapping energy W_- and maximum energy W_+ for electron as a function of the wave amplitude $\epsilon = n_1/n_0$. $\gamma_\phi = 100$, and 10.

これは(47)式と一致する。

加速距離 d は重要な要素である。少なくとも d の間プラズマ波が励起されているためには、レーザー集光距離(発散長またはレーリ長)がそれ以上でなくてはならない。ガウス型断面を持つビームの半径 $a(Z)$ は、集光点からの距離 Z の函数として

$$a(Z) = a_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda_0 Z}{\pi a_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \approx \frac{\lambda_0}{\pi a_0^2} Z \quad (51)$$

のように広がっていく[15, 16]。ビームウエストの距離(長さ)を、スポット径 a_0 (半径)が $\sqrt{2}$ 倍に拡散するまでの距離とし、レーリ長 Z_R といい、(51)式から、

$$Z_R = \pi a_0^2 / \lambda_0 \quad (52)$$

となる。 $2Z_R$ 程度がレーザー強度が最大でほぼ一定と考えられる長さである。レーザー強度を上げるため、スポット径を回折限界一杯まで絞ると、(52)式から、 Z_R は2乗で短くなる。回折限界のスポット径 $a_{0\text{limit}}$ は、次で与えられる。

$$a_{0\text{limit}} = \frac{2f\lambda}{D} \equiv 2\lambda F \quad (53)$$

ここで D と f はレンズの直径と焦点距離である。加速距離は、(49)式の d と (52)式の $2Z_R$ のどちらか短い方で決まるであろう。実際、CO₂レーザーで $\gamma_\phi = 10$ なら、 $\lambda_p = 100 \mu\text{m}$ で $d \sim 3 \text{ mm}$ 。集光距離 $2Z_R$ が $\sim 1 \text{ cm}$ だから、充分加速できる。ところがガラスレーザーで $\gamma_\phi = 100$ なら、同じく $\lambda_p = 100 \mu\text{m}$ で $d \sim 30 \text{ cm}$ 必要であるが、集光距離 $2Z_R$ は逆に 1 mm 以下となり、加速距離は集光距離で決まる。そこでプラズマファイバ（ダクト）の提案がある[10]。ファイバ中のレーザー光の伝播特性を利用して発散を防ぐことが考えられる。実際、 1 mm 径のプラスチックダクト内、数 cm にわたって CO₂レーザーが伝播可能なことが確かめられている。中心部でプラズマ密度が低く、周辺部で高くなるので、dephasing も緩和される。

ファイバを使わなくとも、超高強度レーザーでは、相対論的光ガイドといって、相対論質量効果で軸上の屈折率が周辺より上がり、レーザ長よりはるかに長い収束距離が保たれることが期待される。この収束効果が回折拡がりとはバランスする強度を臨界強度 P_c とすると $P_c = 4.4 (\omega_0/\omega_p)^2 \text{ GW}$ となる[17]。詳しい計算では、 P_c はもう一桁高い値とされる。

4. ビート波加速の実験

レーザービート波加速の研究は、CO₂レーザーを使つての米国 UCLA[2, 18]、大阪大学レーザー研[1, 4]、カナダ[19]、 $1 \mu\text{m}$ レーザーを使つてのフランスのエコールポリテクニック[12]、英国ラザフォード研究所などで、

精力的に行われている。

阪大レーザー研で1992年、 $10.6 \mu\text{m}$ と $9.6 \mu\text{m}$ の2波長で、プラズマ中の高速電子をはじめて 20 MeV 以上に加速し、レーザービート波加速を実証した[1]。

4.1 阪大ビート波実験

2波長 CO₂レーザーと同一方向に、パルスパワーからの電子ビーム ($0.6 \sim 1 \text{ MeV}$) を電子銃で打ち込み、加速する。レーザーは回折限界近くまで絞れるよう、 $F/10$, 焦点距離 3 m の NaCl (または ZnSe) 薄肉レンズで集光する。磁場分析型電子スペクトロメータで電子のエネルギー計測を行う。実験図を Fig. 3 に示す。入射レーザー光は、プラズマの生成とプラズマ波の励起の2役を担う。プラズマの共鳴密度は $1.1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ である。

4.1.1 2波長発振

2波長レーザー発振するには、いくつか方法が考えられる。2つのレーザーシステムを使う場合[12]、2台の発振器を使い適当な増幅段で合成する方法、完全に1システムで行う方法[1, 2, 17]などである。ここでは、最後の1システム1発振器で2波長を得る[20]。TEA (Transversely-Excited Atmospheric Pressure) 発振器に、波長可変の連続発振 CO₂ レーザーで注入周期をかける[19]。これにより、9p(22), 10R(20), 10R(14) など発振線を自由に選択できる[21]。10p(20) 線は自然発振を使い、共振器内の低圧 CO₂ 放電部で縦モードを1本にして、波形を滑らかにする。共振器全反射鏡を Piezoelectro-Transducer (PZT) で駆動し、2発振線の強度のバランスをとる。共振器から出た光をポッケルスセルで立ち上り 300 ps , 半値幅 1 ns に切り出す。最終

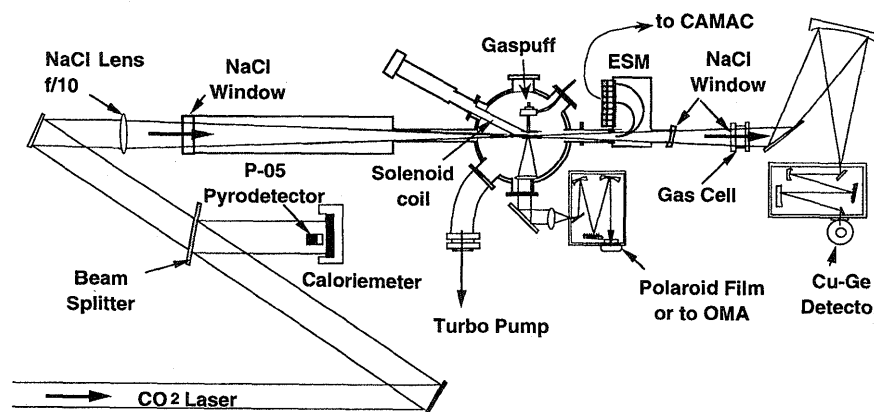


Fig. 3 Experimental set up of the CO₂ laser beat-wave acceleration at the ILE, Osaka university. Optical spectrometer is for H α ($6,563\text{\AA}$), Electro-spectrometer for $3 \sim 22 \text{ MeV}$ electrons, and Far infrared spectrometer for $11.8 \mu\text{m}$ Stokes line.

増幅段の電子ビーム制御レーザー出力は口径 30cm, 1 発振線あたり 300 J である[22]. 焦点距離 3 m の薄肉レンズにより 400 μm スポットに集光する. そのときの強度はそれぞれ $4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ である.

さらに安定化を図るべく, 発振器は 1 台で, 2 波長同時注入同期をかける方式も UCLA で試みられている.

4.1.2 プラズマ生成

ビート波加速で重要な要素は, 共鳴密度のプラズマを生成することである. 固体表面にレーザーを照射してプラズマを生成すると, ほぼ固体密度 $4.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ からせいぜい CO_2 レーザーの遮断密度 10^{19} cm^{-3} までしか下がらない. C. Joshi 他は, 130 Å 厚の超薄カーボン膜で $1/4n_c$, つまり $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ のプラズマを生成, 前方ラマン散乱を検出したが[23], これが固体からの生成下限と思われる.

いま, 共鳴密度 10^{17} cm^{-3} を得るには, θ ピンチもあるがピンチ磁場が強すぎて加速実験に不向きであり, 気体をレーザー電離するのが最も簡便で密度制御も容易となっている. そのレーザー電離も, 加速用レーザー光で直接生成する方法がもっぱらとられる. パルス幅 ns ないしそれ以下の時間内に 10^{17} cm^{-3} のプラズマを生成するのは, 従来の衝突電離では心許ない. 衝突時間が $n_0 \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $T_e \sim 50 \text{ eV}$ の場合, $\tau_{e-n} \geq 0.4 \text{ ns}$ とパルス幅と同程度だからである. レーザー強度が 10^{15} W/cm^2 になると, レーザー電場による直接電離, すなわちトンネル電離でプラズマの瞬間生成が可能となる[24, 25].

気体注入には高速パフを用いる. 高速パフは, プラズマ密度を低密度から 10^{19} cm^{-3} 以上まで任意に変化させうだけでなく, 電子銃のダイオードなどに放電を起こす危険も回避でき, 今後とも不可欠な要素となろう.

4.1.3 プラズマ密度計測

4.1.3.1 Stark 拡がり

プラズマ密度の計測の最も簡便なるものは, 水素のバルマー α 線など放射線の線幅のシュタルク拡がりを分光測定することである[26, 27]. $n_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 4 \text{ keV}$ とすると, 線幅の拡がり $\Delta\lambda_{1/2} = 8 \text{ Å}$ となる. ただしこの測定法には注意が必要である. 直接観測にかかるのは, 電離気体からの放射ではなく, ライマン α 線にしる, バルマー α 線にしる, 中性原子のレベル内遷移線であるため, 完全電離プラズマでは観測できなくなってしまうことになる. もう一つは, 遷移は, 有限の寿命で起こるので, この寿命より短いレーザーパルスで電離した場合, たとえばトンネル電離などの場合, その瞬間はほとんど放射が観測されず, 観測されるのはアフ

ターグロープラズマからのものばかりということになる. 実際, アフターグローの寿命 (再結合時間 τ_{REC}) は $n_e \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ で, $\sim 100 \mu\text{s}$ と非常に長い[28]. 一方, H_α の寿命は, $\tau_{3,2} \sim 15 \text{ ns}$ である[29]. パルス時間内でのプラズマ密度が正確には計測できないので, 時間分解計測が必須である.

4.1.3.2 トムソン散乱密度計測 (ブラッグ散乱)

もっとも信頼できる電子密度およびその揺動の計測法は, プロブレーザーのトムソン散乱計測である. ここで用いるのはコヒーレントな散乱で, 一般的にトムソン散乱と呼ばれるインコヒーレント散乱と区別して, ブラッグ散乱ともいう[30]. 結晶場での回折と同じように扱えるからである. プラズマ散乱の一般論は Sheffield[31] に詳しい.

まず 1 個の電子による入射光の再放射 (散乱) 電場を求め, それを電子分布関数で積分して, 全散乱電場を求めるのであるが, 電子分布が特定の ω, \mathbf{k} 成分のみを持つとして

$$n_e(\mathbf{r}, t) = n_e(\mathbf{k}, \omega) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - i\omega t} \quad (54)$$

と置くと, ブラッグ散乱としての散乱強度が,

$$P_s d\Omega d\omega_s = P_0 \frac{d\omega_s}{2\pi} \left[\frac{\pi}{2} \frac{n_e}{n_0} \frac{n_0}{n_c} \frac{L}{\lambda_0} \right]^2 \left(1 - \frac{1}{2} \sin^2 \theta \right). \quad (55)$$

と求まる[4, 30, 31]. ただし, n_0 はプラズマ密度, n_c は遮断密度, L は散乱体の長さである. (55) 式は振幅 $\epsilon = (n_e/n_0)$ を持つプラズマ波による散乱を表す.

YAG レーザーの 2 倍高調波 (532 nm, $n_c = 4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, 0.2 J) をプロブ光として CO_2 レーザー光と直角に入射する. CO_2 レーザー光が前方ないし後方ラマン散乱で励起するプラズマ波を利用する[32]. プロブ光はこのプラズマ波によってブラッグ散乱を受ける.

電子密度計測は後方ラマン散乱で励起されたプラズマ波で行う. 後方ラマン散乱プラズマ波の波長は密度によらずほぼ $5 \mu\text{m}$ なので, プロブ光のトムソン散乱角度 θ_s は, プロブ光前方に向かって, $Q_{\text{SB}} = \tan^{-1}(532 \text{ nm}/5 \mu\text{m}) = 6^\circ$ と決まる. この角度での散乱光の周波数シフトが密度の平方根, プラズマ周波数に比例する. Fig. 4 にプラズマ波による散乱光スペクトルの時間変化を示す.

4.1.4 プラズマ波計測

散乱光計測が有用な手段であるのは, 密度計測のみならず, 散乱強度の割合から, プラズマ波の振幅が決定で

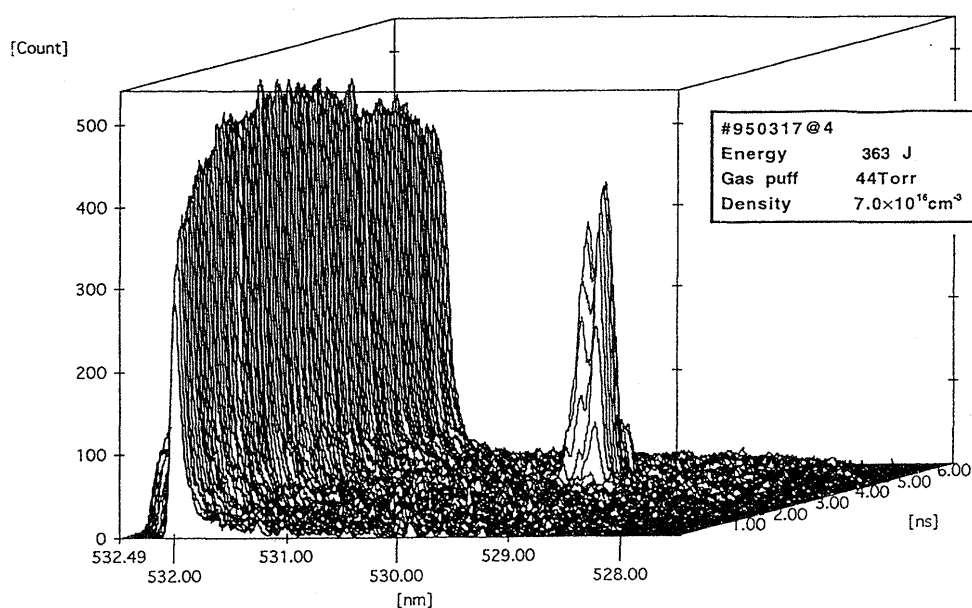


Fig. 4 Thomson scattered spectrum of the plasma wave due to the CO₂ laser backward Raman scattering. Plasma wave (central peak) and stray light (left wall).

きることにある。振幅 n_1/n_0 は、散乱角が小さいとき (55) 式を書き換えた

$$\frac{P_s}{P_0} = \left[\frac{\pi}{2} \frac{n_1}{n_0} \frac{n_0}{n_c} \frac{L_z}{\lambda_0} \right]^2 \frac{L_p}{L_Y} \quad (56)$$

から求まる [33]。プローブレザーは、CO₂ レーザーと直交させるので、 L_z はプラズマ波の径、すなわちプラズマ柱の径の1/2である。 L_p はプラズマ波の長さ (CO₂ レーザーの方向)、 L_Y は YAG レーザーの集光径で、 L_p/L_Y は、1 とおく。

前方ラマン散乱では、プラズマ波の波長は一般には決まらない。しかし、その一種であるビート波の場合、波長は外から与えられる。いま 100 μm だから、

$$\theta_{\text{SF}} = \tan^{-1} \frac{532[\text{nm}]}{100[\mu\text{m}]} = 0.3^\circ. \quad (57)$$

このプラズマ波の振幅計測は、CO₂ レーザー自身でも行える。いったんプラズマ波が励起されると、今後は入射 CO₂ レーザー光がこれで前方に散乱される。1.06 μm 光が散乱され 11.8 μm 光として出てくるのをストークス光といい、これもブラッグ散乱の公式 (55) 式に従うので、これからでも n_1/n_0 が計測できる。Fig. 5 にその結果を示す。横軸は、バルマー α 線の分光によるプラズマ密度をとり、縦にストークス散乱割合をプロットする。1

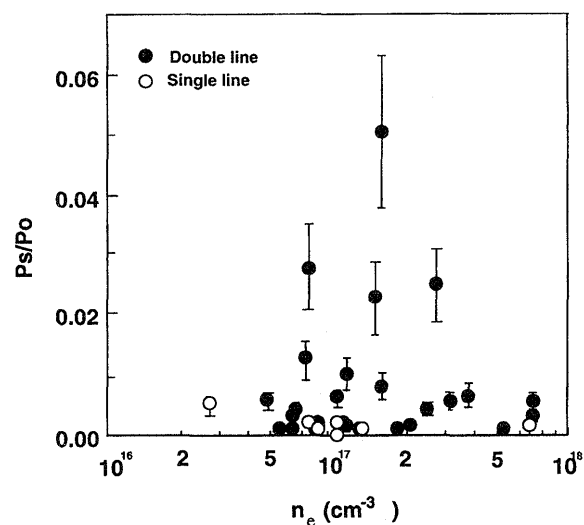


Fig. 5 Forward Stokes light P_s normalized by incident right P_0 as a function of electron density, for double line (●) and for single line (○).

波長レーザー発光時 (○) は散乱光が見えないが、2 波長時 (●) は、共鳴密度の 10^{17} cm^{-3} の付近で強く散乱される。散乱割合のピーク値 5 % を (56) 式に代入すると、 $n_1/n_0 \sim 5 \%$ 、電場に直して、1.5 GV/m と与えられる。

散乱光を像転送して、分光器・ストリークカメラにみると、プラズマ波の ω - k ダイアグラムを、直接テレビモニタ上に観測することも可能である [34]。

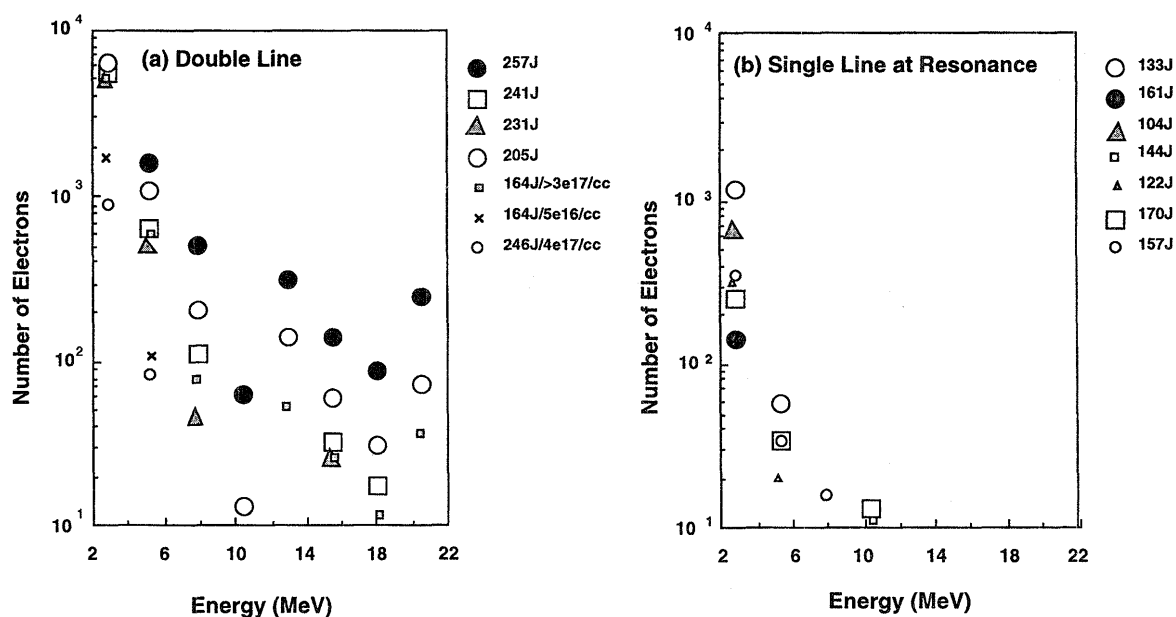


Fig. 6 (a) CO₂ laser beat-wave accelerated electron spectra. Large points are for resonant density and small ones for off-resonant point.

4.1.5 加速電子のエネルギー計測

CO₂レーザーの下流にダイポール磁場分析型電子スペクトロメータをFig. 3のように置き、加速電子のエネルギーを分析する[35]. 希土類コバルトの永久磁石(住友特殊金属, CORMAX-2300, 4.8 kG)を用い, 3 MeV から22.6 MeV までを8チャンネルに分け, 各チャンネル検出器には高速プラスチックシンチレータ Pilot-U と光電子増倍管(浜ホト, R647-09)の組み合わせを用いた[36]. Fig. 6 (a)に2波長発振時の電子エネルギースペクトルをプロットする. 大記号は共鳴電子密度のとき, スペクトルは22 MeV まで広がっている. 小さい記号はそこから外れたもので, 10 MeV 以上には広がらない. Fig. 6 (b)は, 1波長の時で6 MeV 以下である. これはプラズマの背景の高速電子と考えられる. この生成は, 4.1.5節に述べた誘導ラマン散乱による可能性がある. Fig. 6 (a)は, ビート波によりこれが22 MeV まで加速されることがいえる. さらに10 MeV 以上の電子の数を電子密度の関数としてプロットすると, Fig. 7に示すように, 10^{17} cm^{-3} 付近で共鳴的に加速, 放出されることがわかる. Fig. 5と共鳴の形がよくあい, ビート波加速が始めて証明されたのである.

4.2 外国の実験研究

1993年 Joshi のグループ (UCLA) では, $10.6 \mu\text{m}$ と $10.3 \mu\text{m}$ の2波長 CO₂レーザーで2 MeV ライナックか

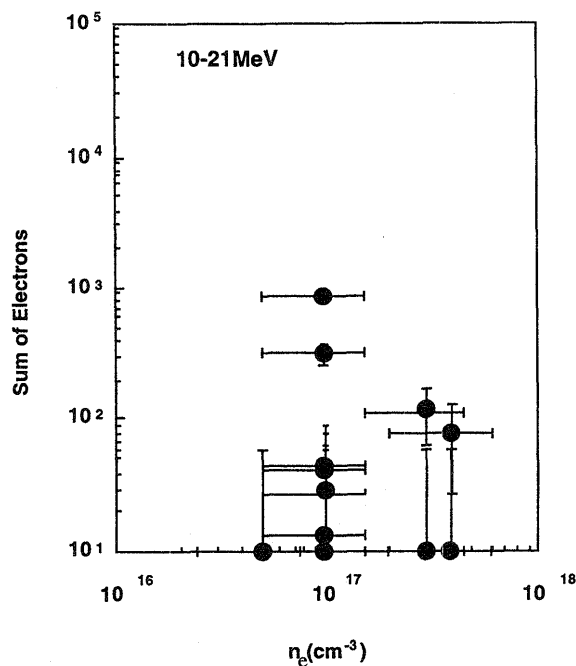


Fig. 7 10-22 MeV plasma electrons versus electron density.

らの電子ビームを9 MeV 以上に加速した[2]. その後のデータでは, 28 MeV で, これは 2.8 GeV/m にあたると報告している[13]. Fig. 8は, 実験装置と加速電子スペクトル図である.

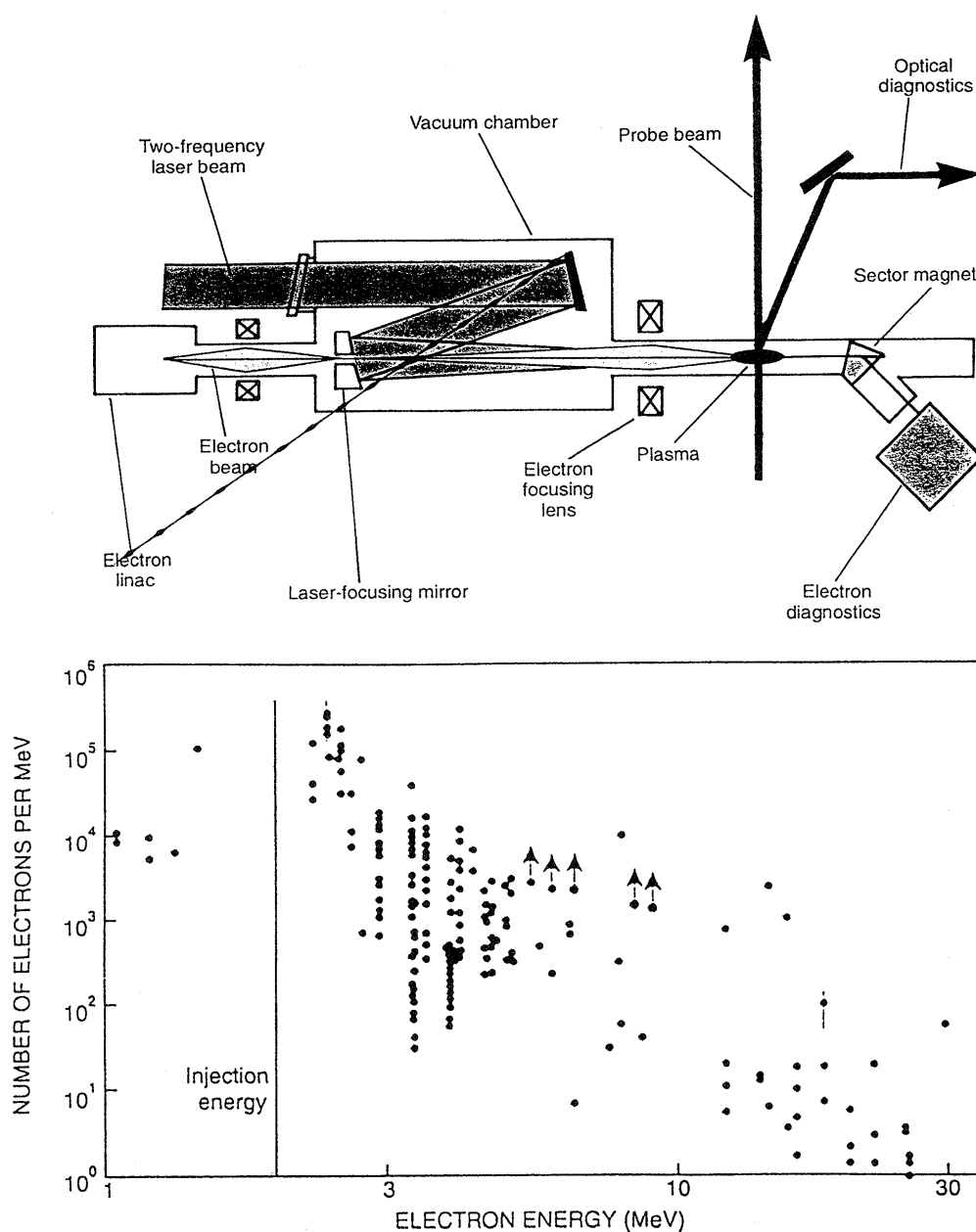


Fig. 8 Beat-wave experiment at UCLA and the accelerated spectrum of the injected 2 MeV electrons.

エコールポリテクニク（フランス）では、 $1.053\ \mu\text{m}$ のYLFレーザーと $1.064\ \mu\text{m}$ のYAGレーザーで実験を行った。 $\gamma_\phi \sim 95$ である。同軸上にYAGレーザーの2倍高調波をプローブ光として入射し、プラズマ波の振幅計測を行ったところ、変調不安定性により、振幅は1～2%にしかならなかったとのことである[12]。高エネルギー電子ビームの加速実験を行っている。カナダのEbrahim（チョークリバー原子力研）は、12.5 MeVのライ

ナック電子をアルゴンプラズマ中の CO_2 レーザービート波の1.7 GV/mの場合で29 MeVまで加速したと報告している[37]。

5. 実際の加速器への課題

レーザー加速器を原理実証の段階から、実用加速器までもっていくための課題の一つが、レーザーの集光距離である。レーザーが超高加速電場を作り出せるのは、非

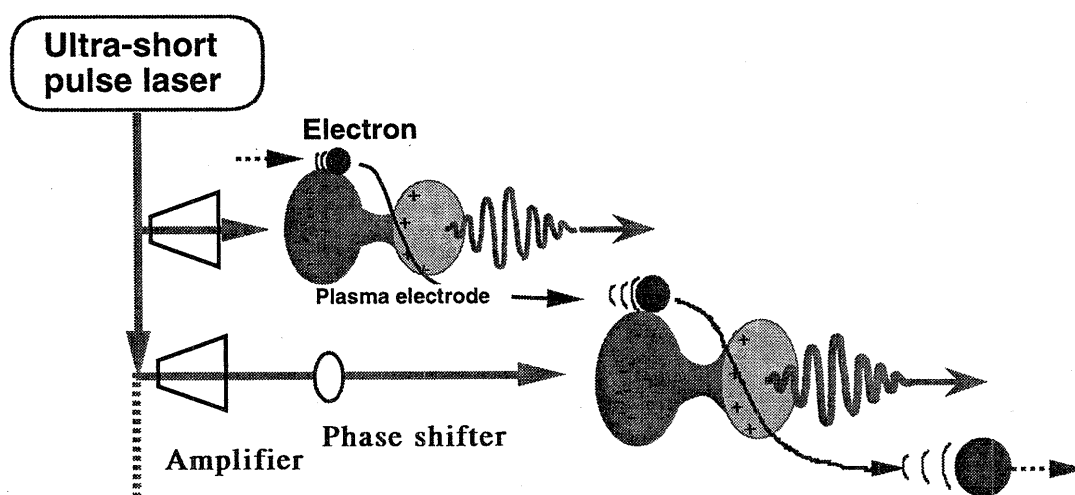


Fig. 9 Concept of multi-stage laser accelerator.

常に小さなスポット径まで絞れるのが大きな理由でもあるのだが、その分発散するので、現在のところ、集光距離は数 cm がせいぜいである。ほぼ、dephasing の距離程度でもある。したがって、所定の加速エネルギーを得るには多段加速が必要となる。最近のビート波加速のデータをそのまま使うと、1000 段加速して 1 TeV 電子が得られる。実質加速距離は 100 m である。そのアイデアを Fig. 9 に示す。ある段を出た電子を必ず次の段の加速相に載せるための位相器 (Phase Shifter) とその制御が開発の要となろう。集光したレーザー光のほとんどすべては減衰しないで残るため、その減衰、除去も必要である。実用加速器としては、ビームの質とともに集光加速器に使用したレーザー光の再利用が問題となる。これはそのまま加速器の効率にきく。Joshi 他は GeV ビート波加速器の提案をしている [38]。

6. 結 び

レーザーの潜在能力を生かして、次世代の加速器を実用化しようと、精力的な試みがなされている。田島, Dawson の提案以来 20 年近く経過して、レーザー加速器開発は第二世代に入ったといわれる。プラズマビート波加速は、原理実証がなされ、レーザー加速の推進役として今後の発展が注目される。第二世代に入ったといわれるいま、UCLA では、第二世代のビート波加速の計画 (短パルスビート波加速計画) をもっている。ビート波加速が第一世代の先頭を切ったのは、レーザーが比較的低出力でよかったことと比較的な制御の容易さの 2 点があったからである。超短パルス超高強度レーザーが主役とな

る第二世代にはいろいろとも、将来の実用加速器としてもこれらの利点が失われる物ではない。強制振動としてのビート波の性質を少し詳しく検討したのも、そのためである。理論、実験を含め、わが国の研究グループの寄与は著しく、さらなる発展が期待される。

参考文献

- [1] Y. Kitagawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 20 (1992); 北川米喜: 応用物理 **60**, 907 (1991).
- [2] C.E. Clayton *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70**, 37 (1993).
- [3] 竹田誠之: 月刊フィジックス **5**, 786 (1984).
- [4] 北川米喜: 核融合研究 **58**, 369 (1987); 北川米喜, 炭酸ガスレーザービート波を用いるプラズマ加速器, 科研費成果報告書 05452383 (1994).
- [5] F. Chen, *Introduction to Plasma Physics* 2nd ed. (Plenum Press, NY, 1984) Vol.1, Ch.8.
- [6] K. Estabrook and W.L. Kruer, Phys. Fluids **26**, 1892 (1983).
- [7] C. Joshi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **47**, 1285 (1981).
- [8] H. Hamster *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71**, 2725 (1993).
- [9] T. Tajima and J.M. Dawson, Phys. Rev. Lett. **56**, 267 (1979).
- [10] T. Tajima, *High Energy Laser Plasma Accelerators*, Laser and Particle Beams **3**, 351 (1985).
- [11] M.N. Rosenbluth and C.S. Liu, Phys. Rev. Lett. **29**, 701 (1972).
- [12] F. Amiranoff *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 3710 (1992).
- [13] C.E. Clayton *et al.*, Phys. Plasmas **1**, 1753 (1994).
- [14] ランダウ・リフシッツ: 場の古典論, 増訂新版, 第 1, 6 章 (東京図書, 1964).
- [15] A. Siegman, *Lasers*, University Science Books, CA

- (1986).
- [16] 北川米喜：レーザーの基礎と安全な取扱い（阪大レーザー研，1991）.
 - [17] G. Schmidt *et al.*, Comments Plasma Phys. Controlled Fusion **9**, 85 (1985).
 - [18] C.E. Clayton *et al.*, Phys. Rev. Lett. **54**, 2343 (1985).
 - [19] N.A. Ebrahim and F. Martin, J. Appl. Phys. **67**, 6742 (1990).
 - [20] K. Matsuo, Y. Kitagawa, K. Sawai and S. Nakai, Rev. Laser Engineering **21**, 514 (1993).
 - [21] P.K. Cheo, *Lasers: A series of Advances. Ch.2. CO₂ Lasers*, ed. by A.K. Levine and A.J. DeMarie (Marcel Dekker, New York, 1971).
 - [22] 北川米喜：レーザー研究 **21**, 496 (1993).
 - [23] C. Joshi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **47**, 1285 (1981).
 - [24] W.P. Leeman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 321 (1992).
 - [25] L.V. Keldysh, Soviet Physics JETP **20**, 1307 (1965).
 - [26] H.R. Griem, *Plasma Spectroscopy* (McGraw-Hill, New York, 1964).
 - [27] G. Bekefi, *Principle of Laser Plasmas*, Chap.13 (John Wiley & Sons, New York, 1976).
 - [28] L.C. Johnson *et al.*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **13**, 333 (1973)；高柳和夫，鈴木洋編：原子過程断面積データ集 第1集, IPPJ-DT-44 (1974).
 - [29] J.R. Hiskes and C.B. Tarter, Report UCRL-7088, Rev. I, Livermore, Cal. (1964)；高柳和夫，鈴木洋編：原子過程断面積データ集 第1集, IPPJ-DT-44 (1974).
 - [30] ランダウ・リフシッツ：電磁気学，第15章（東京図書，1965）.
 - [31] J. Sheffield, *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation* (Academic Press, NY, 1975).
 - [32] C.S. Liu *et al.*, Phys. Fluids **17**, 1211 (1974).
 - [33] R.E. Slusher and C.M. Surko, Phys. Fluids **23**, 472 (1980).
 - [34] M.J. Everret *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 1355 (1995).
 - [35] K. Sawai *et al.*, *20 MeV ESM Calibration for Laser Beat-Wave Acceleration*, ILE Quarterly Progress Report, ILE-QPR-91-40 (ILE, Osaka University, December 1992).
 - [36] G.F. Knoll：放射線計測ハンドブック，第2版，第8～10章（日刊工業社，1982）.
 - [37] N.A. Ebrahim, J. Appl. Phys. **76**, 7645 (1994).
 - [38] C. Joshi *et al.*, Comments Plasma Phys. Controlled Fusion **16**, 65 (1994).