

レーザー加速器に関する調査研究 － プラズマ・ビート波加速器について－

1998年4月

動力炉・核燃料開発事業団
東 海 事 業 所

複製又はこの資料の入手については、下記にお問い合わせ下さい。

〒319-11 茨城県那珂郡東海村大字村松 4-33

動力炉・核燃料開発事業団

東海事業所 (Tokai Works)

技術開発推進部 技術管理室

(Technology Management Section)

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to:

Technology Management Section, Tokai Works, Power Reactor and Nuclear Fuel
Development Corporation 4-33, Muramatu Ooaza, Tokai, Naka-gun, Ibaraki,
319-11, Japan)

動力炉・核燃料開発事業団 (Power Reactor and Nuclear Fuel Development
Corporation) 1998

レーザー加速器に関する調査研究 —プラズマ・ビート波加速器について—

三浦 昭彦, 宮本 泰明*, 萩原 正義
鈴木 美寿, 須藤 收

要 旨

レーザー加速器技術は、従来加速器に比べ①超高エネルギー、②コンパクト、③高輝度・低エミッタンス、④短パルスといった特長から、高エネルギー物理学、核物理学のみならず広い分野での応用が検討されている。従来のマイクロ波を用いた粒子加速器の研究は、周囲径や構造の壁負荷を考慮すれば限界に近づいており、近年では大学を始め多くの研究機関でレーザー加速器の実証試験が行われている。

レーザー加速の研究は約20年前に提案され、当初素粒子研究用加速器の巨大化対策として開発された。典型的なレーザー加速器では、フェムト秒、ピコ秒のレーザーパルスをプラズマ中に入射することにより、 $100[\text{GV}/\text{m}]$ に達する加速電場を生成する。このように大きな加速電場勾配を生成できる媒質は、プラズマのみであると考えられており、プラズマを用いた加速器は今後大きな発展が期待できる。

今回、レーザー加速器の中でもプラズマ・ビート波加速器を探りあげ、その原理及び実証試験に注目して調査してきた。原理において未だ不明瞭な点が残されているが、実証に成功した研究ではおよそ $10\sim30[\text{MeV}]$ に加速された電子が確認された。ビート波による加速は、プラズマの密度条件に難しさがあるものの、実証研究も盛んに行われ、その実用化が期待されている。

核燃料技術開発部 新型濃縮技術開発室

*技術開発推進部 研究開発調整室

レーザー加速器に関する調査研究

-プラズマ・ビート波加速器について-

目 次

第1章 はじめに	1
第2章 レーザー加速器	
2-1 従来の加速器の問題点とレーザー加速器の利点	3
2-2 プラズマ・ビート波加速器	7
2-3 プラズマ・ウェーク場加速器	9
2-4 逆自由電子レーザー加速器	10
2-5 逆チェレンコフ放射加速器	13
第3章 ビート波加速の原理	
3-1 誘導ラマン散乱と電子加速	14
3-2 ビート波による相対論プラズマ波の励起	15
3-3 プラズマ波による粒子加速	20
3-4 加速距離	22
第4章 プラズマ・ビート波加速器の研究実施状況	
4-1 プラズマ・ビート波加速器の実証研究	23
4-2 大阪大学レーザー核融合研究センター	27
4-3 カリフォルニア大学 ロサンデルス校	31
4-4 チョークリバー原子力研究所	34

4-5 エコール・ポリテクニック	37
4-6 検証事項	39
4-7 実用加速器への課題	41
第5章 まとめ	43
参考文献	

第1章 はじめに

従来から広く物理学的な研究や、医学応用として、そして原子力分野における核物理研究や除染、核変換の技術用として加速器の研究が行われてきた。加速器の技術は年々高エネルギーを求める傾向にあり、1995年にはアメリカ、テキサスにおいてブルックヘブン国立研究所、フェルミ国立研究所、ローレンス・バークレー国立研究所、テキサス加速器センターをはじめとする研究機関からSSCと呼ばれる超伝導巨大加速器が計画された。このSSCでは40[TeV]の粒子を、周囲87[km]の加速リングを使って加速することができる。ところが、これ以上の高エネルギー粒子を取り出すためには、さらに大きな外周を持つ加速器を必要とするが、加速器の構造上の理由から難しいといわれている。

これに対し、約15年前に提案されたレーザーを用いた加速器では、超伝導巨大加速器を越えるエネルギーを1/100～1/1000の大きさで実現でき、大きなエネルギーの粒子を加速する上でも構造的に問題はない。レーザーを用いた加速技術はマイクロ波を用いた従来の加速器の技術とは異なるため、提案されてからすぐには大きな進展はなかったが、レーザー技術の進歩により近年実証研究が盛んに行われるようになってきた。^[1]

レーザー加速器にはいくつかの方法が提案されているが、その代表的なものは次に挙げるとおりである。^[2]

- 1) プラズマを用いた加速器
 - ・ プラズマ・ビート波加速器
 - ・ プラズマ・ウェーク場加速器
- 2) 各種放射過程の逆過程を利用した加速器
 - ・ 逆自由電子レーザー加速器
 - ・ 逆チェレンコフ放射加速器

このなかで、プラズマ・ビート波加速器は、早いうちから実証が進んでおり、我が国はこの分野では他の国より進んでいる。本報告書では、各種レーザー加

速法の原理に関する調査を行うとともに、プラズマ・ビート波加速器の研究実施状況について調査した結果について報告する。

第2章 レーザー加速器

2-1 従来の加速器の問題点とレーザー加速器の利点

高エネルギー物理学研究所のトリスタンや、テキサスの超伝導巨大加速器 SSC(Super-Conducting Super-Collider)に代表される巨大加速器の、巨大たるゆえんは粒子を加速する電場をマイクロ波で供給するところである。

1995年に計画されていた超伝導巨大加速器 SSCは、周囲 87[km]の加速リングで粒子を 40[TeV]まで加速しようとしていた。従来の加速器では導波管に多数の仕切り板を入れ、周期構造にすることで空間高調波を励起し、縦電場を持つモード (TM波) に対し粒子速度と位相速度を整合するようしている。マイクロ波を使う場合、ビームガイド用の磁場強度が磁性体の構造力を越え、磁石が自己破壊をしたり、加速電場によるポテンシャル・エネルギーが原子の電子束縛エネルギーを越えて加速器の構造体から電子を剥ぎ取り、管壁の損傷が大きくなる。結局これが障害となって、一段あたりの加速エネルギーが制限されてしまうため、巨大な加速装置が必要になる。したがってレーザーの超高強度電場を生かすためには、レーザーが直接壁に接触しないもの、すなわちプラズマを媒質に用いるのが適切と考えられる。レーザー光が壁に直接接触しないから、壁負荷制限はほとんど無視でき、実験室ではすでに数[GV/m]の加速電場も実現している。

レーザー加速器は壁負荷の制限を考えれば、媒質にプラズマを用いるしかないため、プラズマ加速器と言う言葉と同義に使われる。しかし、レーザー光も電磁波であるために、粒子を加速するにはマイクロ波の時と同様な難しさが残っている。

電磁波で粒子を加速するためには、直流電場で加速するのと違って、

- 1) 波の電場が進行方向を向くこと、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

の条件が必要である。1) の条件については、レーザーでは波長が短すぎるため、マイクロ波で使われていたような遅波回路という導波管を用いて、電場が縦方向に向いたところだけを使うといった方法が使えない。それを簡単に実現するには、プラズマ中にプラズマ波を励起し、レーザー光との周波数差によるうなりによってポンデロモーティブ力(Ponderomotive force)を引き起こし、粒子を加速することで、この方法による加速器をプラズマ・ビート波加速器と呼んでいる。現在、プラズマ波を用いた加速器として加速が多く実証されているのが、このプラズマ・ビート波加速器である。

また、プラズマ中に高出力の短パルスレーザーを照射すると、その後に高電場の航跡場（ウェーク場）が残る。パルスの塊（バンチ）がポンデロモーティブ力となって電子をはじき飛ばし、プラズマ中に粗密波を励起する。レーザーパルスの航跡がビート波の一山に対応するので、ビート波と同じ原理で粒子が加速できる。この方法を用いた加速器をプラズマ・ウェーク場加速器といい、Tキューブレーザー(Table Top Terawatt laser system)の開発や、CPA法(Chirped-Pulse Amplification)による高強度・短パルスレーザーの開発が向上するとともに、最近注目され始めている。

レーザーを用いた次世代の粒子加速器として逆自由電子レーザー加速器というものが提案されている。これは、空間的に周期的に変化する静磁場と、相対論的電子との相互作用を利用した自由電子レーザーの逆過程を利用した加速器であり、入射レーザー光のエネルギーを電子に吸収させることによって加速させるといった概念を利用している。このほかにも、誘電体媒質中に縦電場を作り、この電場により誘電体表面を伝播する電子を加速する逆チェレンコフ加速器というのも提案されている。

プラズマを用いた加速器は、以上に述べてきたとおり、

- 1) 高エネルギーであること、
- 2) 従来の加速器より小型で高エネルギーの粒子が取り出せること、
- 3) 粒子が高輝度で広がりの少ない（低エミッタンスである）こと、

4) 短パルスであること

などの特長から、広範囲での応用が考えられている。^[3]

次項図2-1にレーザー加速器の主な応用分野を示した。まず科学的な応用として、高エネルギー物理学、中間子などの短寿命粒子に関する基礎研究、一般相対論の実験室的検証、原子・分子反応の超高速解析をはじめとする基礎化学分野における、基礎的な科学の解明に期待されている。また、医療分野において腫瘍診断、ガン治療、細胞加工などのバイオ研究に対する技術として、そして一般の産業用として超高分子材料の合成、電子顕微鏡の超高性能化、半導体製造工程の高度化、排煙・排ガス処理、オゾンホールの修復等が考えられている。

特に、原子力分野の応用としては、消滅処理研究、生体への放射線の影響に関する基礎研究、新しい同位元素や核構造の研究をすることが可能であり、プラズマを用いた加速器をはじめとしてレーザー加速器は、次世代にわたる有望な技術であるといえる。^[4]

このレーザー加速技術は、最近特に世界的に研究が活発化しており、我が国では大学をはじめとして世界の先導的な研究がなされている。大学や理化学研究所（理研）をはじめとする研究機関では、ビート波やレーザー航跡場加速法などの各種にかかわる基礎研究が進められるとともに、高強度光パルス技術、レーザープラズマ相互作用に関する物理、レーザー加速に関する各種の計測法など幅広い研究が行われるようになった。日本原子力研究所においても、大学や理研のほか諸外国の研究機関と密接な連携をとり、レーザー加速に最適なTキューブレーザー(T^3 -Laser)の開発がなされるようになった。こういった点から、レーザー加速技術に係わる周辺技術においても、きわめて重要な技術の開発が行われている。これまでの各研究機関で行われてきた電子線加速技術やプラズマ生成・制御・計測技術などを統合化し、プラズマ加速器の高度化と実用化を目指した研究開発を今後も推進することが重要であると考えられる。

従来の方式で、SSCを越える加速器を建設するのは不可能といわれており、次

世代の加速器は、レーザーを使う以外に考えることはできなくなってきた。なかでも、プラズマ・ビート波加速器はすでに原理実証がなされ始め、今後の発展が注目されている。

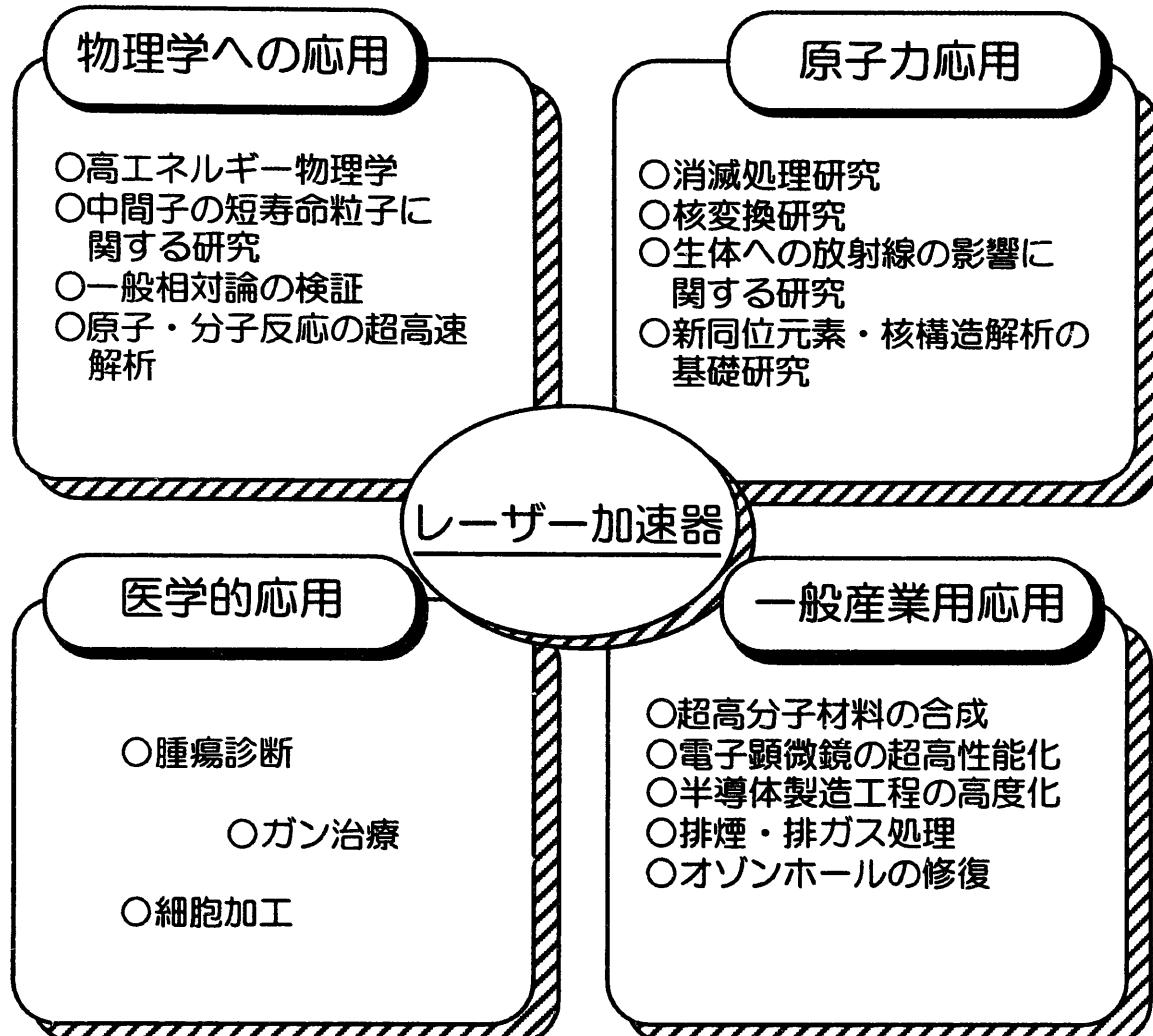


図 2-1 レーザー加速器の応用分野

2 - 2 プラズマ・ビート波加速器

図2-2にプラズマ・ビート波加速器の原理を示す。この図のように、非線形媒質であるプラズマに波長の少し異なる2本のレーザー光（波長 λ_1 、周波数 ω_1 、波長 λ_2 、周波数 ω_2 ）を投入すると、差の周波数（ $\Delta\omega = |\omega_1 - \omega_2|$ ）に相当するうなりが生じる。このうなりによってプラズマの粗密波すなわち、プラズマ波を励起してその波の電場で粒子を加速する。プラズマはプラズマ波という固有共鳴モードを持ち、レーザーパルスのパルス幅が振動の変調同期（うなり）と共に鳴ると、簡単にプラズマ波という電子密度の粗密波を生じる。この波は2つの特徴を持っており、1つは位相速度がレーザーパルスの群速度にほぼ等しくできること、すなわちすぐに相対論速度を持つことである。もう1つは、波の電場を金属壁では絶対に耐えられないような[GV/m]以上の高電場で保持することができることである。最大加速電場は、プラズマ中に励起する縦波振幅の最大値で決定される。縦波とは密度の揺らぎであり、原理的には密度変調で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ゆけるが、それ以上にはゆかない。それが、最大加速電場 Wave breaking limit を決定する。また、波の位相速度が粒子の速度に一致しなければならないのは、相対論領域にはいれば直流電場よりはるかに加速に有利になり、加速電場が粒子と一緒に走れば、そのために相対論効果がうまく粒子に作用するからである。

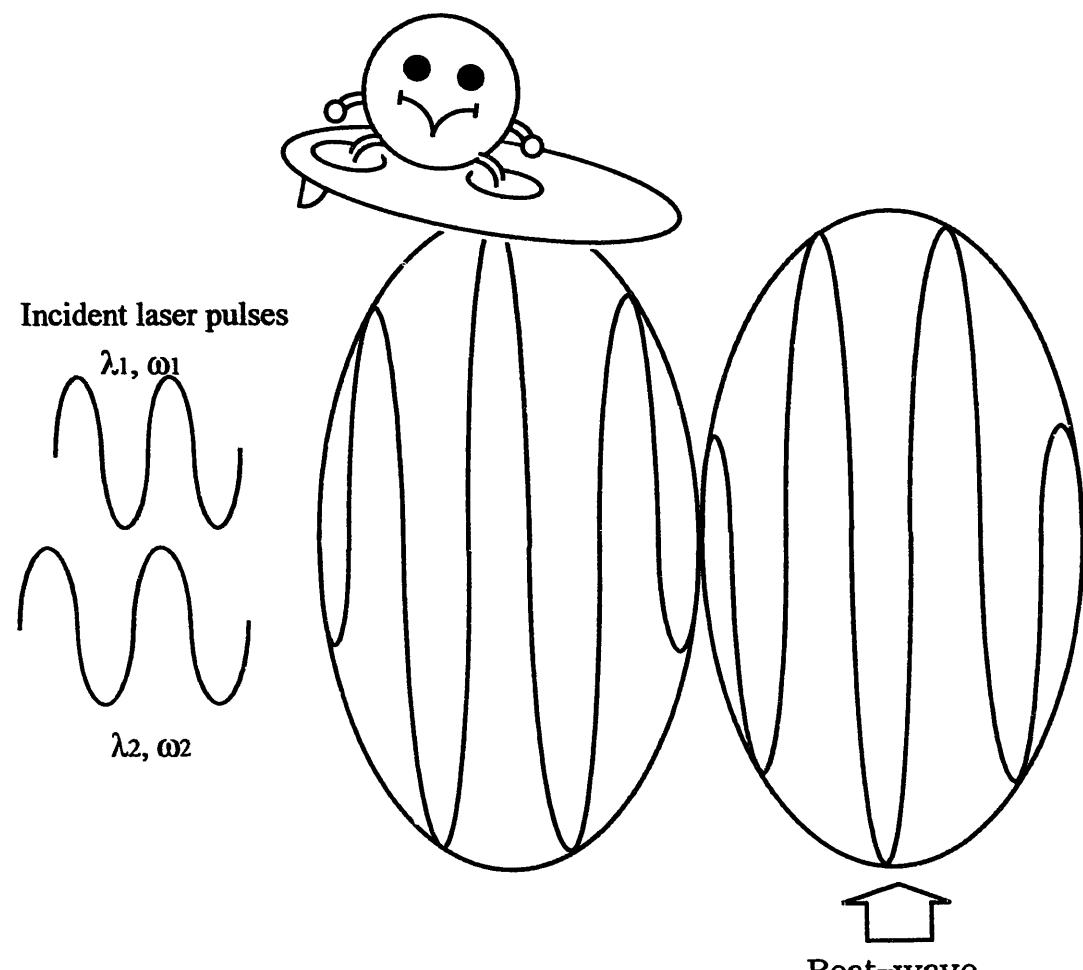


図 2-2 ビート波加速器の原理

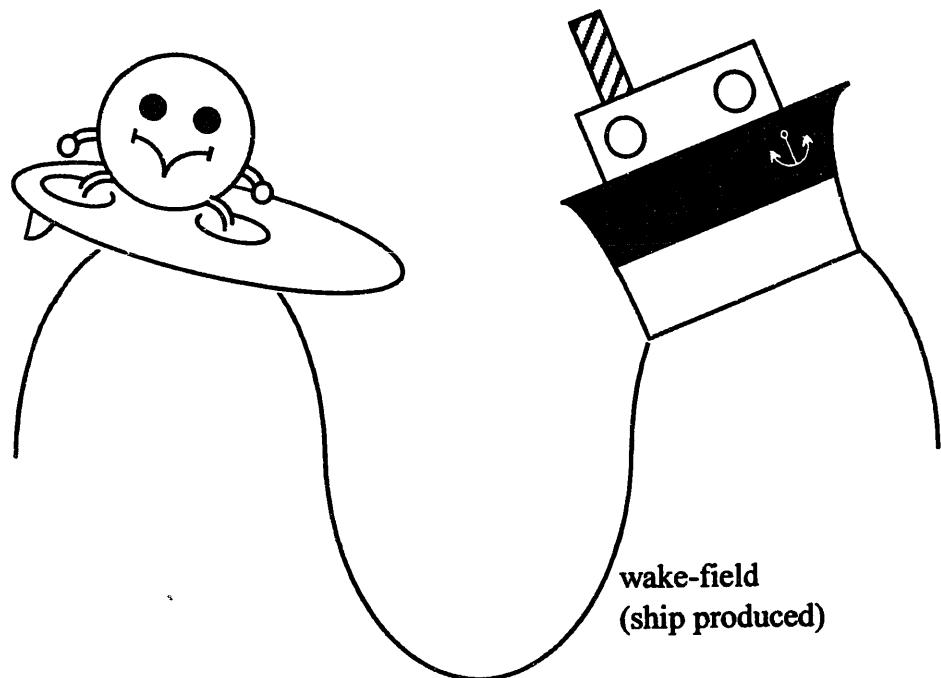


図 2-3 航跡場加速器の原理

2 - 3 プラズマ・ウェーク場加速器

短パルスレーザーを用いたウェーク場加速器法は、プラズマを媒体とするレーザー電子加速器として比較的長いパルスレーザーを用いるビート波加速器とともに提案された。その後、レーザー技術における CPA 法の向上や、T キューブレーザーの技術向上に伴い、ウェーク場加速法が実現可能となるとビート波加速法の弱点を克服できる加速法として注目されるようになった。このウェーク場加速法というのは主に次のような方法で粒子を加速する。

図 2 - 3 に示すように、プラズマ中に短パルスのレーザーを飛ばすと、その後に高電場の航跡（ウェーク場）が残る。パルスの塊がポンデロモーティブ力となって電子をはじき飛ばし、プラズマの粗密波の基をなす。したがって、パルス幅がプラズマ波の半値幅の時、もっとも効率よくエネルギーがプラズマに移り、プラズマ波が励起できる。このとき、プラズマ中に残ったレーザー光の航跡の 1 山が、ビート波の 1 山の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だから、先と同様の原理で加速ができる。

大阪大学レーザー核融合研究センターでは、30[TW]のガラスレーザー激光Ⅶ号を用いて、世界で初めて航跡場加速の予備実験がおこなわれた。

ウェーク場加速法は、ビート波による加速法と本質的には同じ原理で加速する。しかし、ウェーク場加速法は単波長でよいし、密度の共鳴も厳しくないので実験条件は緩い。一方ビート波加速法の場合、かなり厳密に密度共鳴が要求され、1 山だけで駆動するわけではないので、エネルギー効率が良く、レーザー強度の条件が緩い。今まで、主にビート波加速法のみの実証がなされてきたのも主に、ウェーク場加速法ではレーザー強度の条件が厳しかったためである。

2 - 4 逆自由電子レーザー加速器(Inverse Free Electron Laser)^{[5], [6]}

電子はその進行方向を曲げられると、制動輻射(bremsstrahlung)という現象によって光を放出する。図2-1に示すように、斜めの方向から電子ビームをキャビティ内に打ち込み、ウィグラーと呼ばれる磁石の間で図のような運動をさせると制動輻射が起こる。この光を共振器を使って発振させたものが自由電子レーザーである。

この逆過程考える。図2-4に示すように、キャビティに向かってレーザー光を照射すれば、入射した電子は場からの力を受けて慣性質量が増して飛び出してくる。これは、制動輻射によって生じた光子をレーザーの形で投入し、これを電子に吸収されることによって電子のエネルギーをシフトさせる。こういった原理を利用したのが逆自由電子レーザー加速器である。

実際には、ウィグラー磁場のかかっているアンジェレーター内では電子は蛇行運動するため、レーザーの横電場の1部によってによって加速される。ここで共鳴の条件は、

$$(c - v_z) \frac{\lambda_w}{v_z} = \lambda_L \quad [2-1]$$

であれば、粒子は直流的な加速を受け続ける。ここで、 v_z は電子の軸方向の速度、 λ_w はウィグラー長、 λ_L はレーザー波長を示している。逆テーパリング（を順次長くしてゆく）を行うことにより、共鳴条件を満たし続けることが可能である。

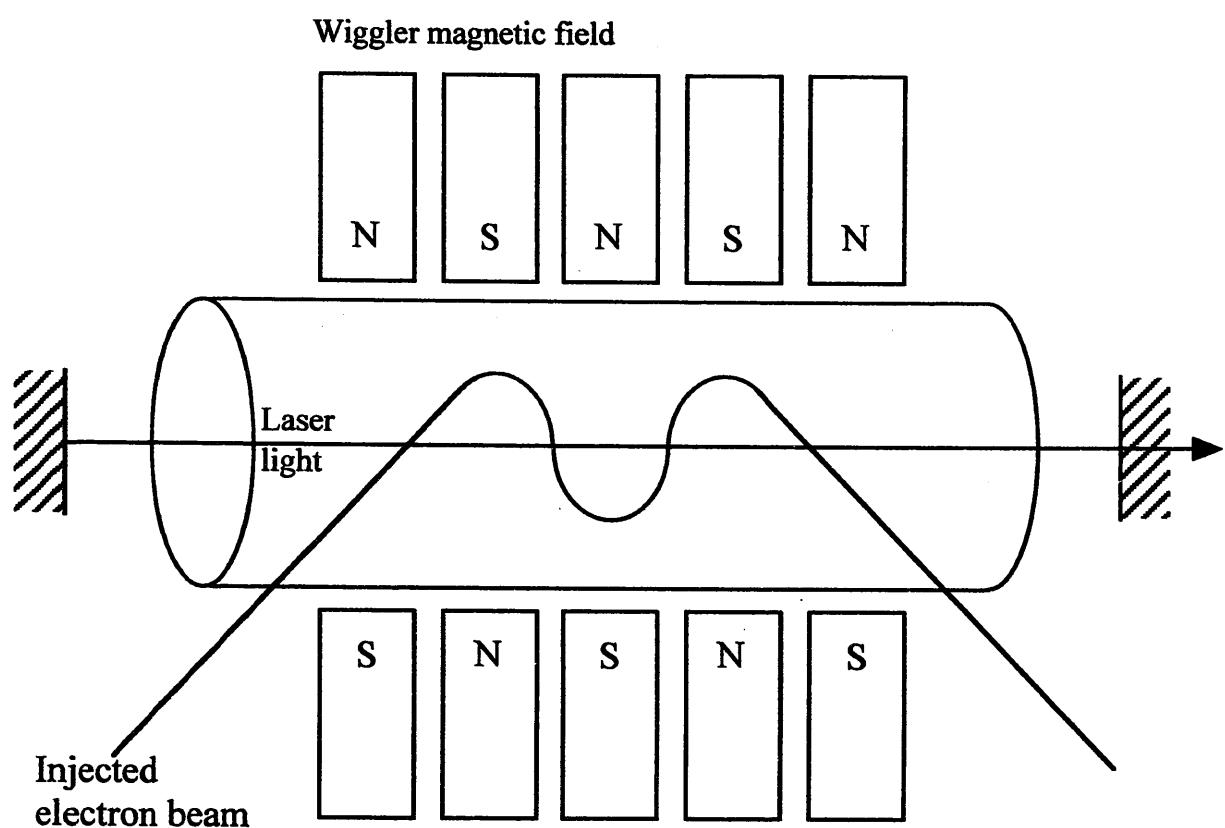


図 2-4 自由電子レーザーの原理

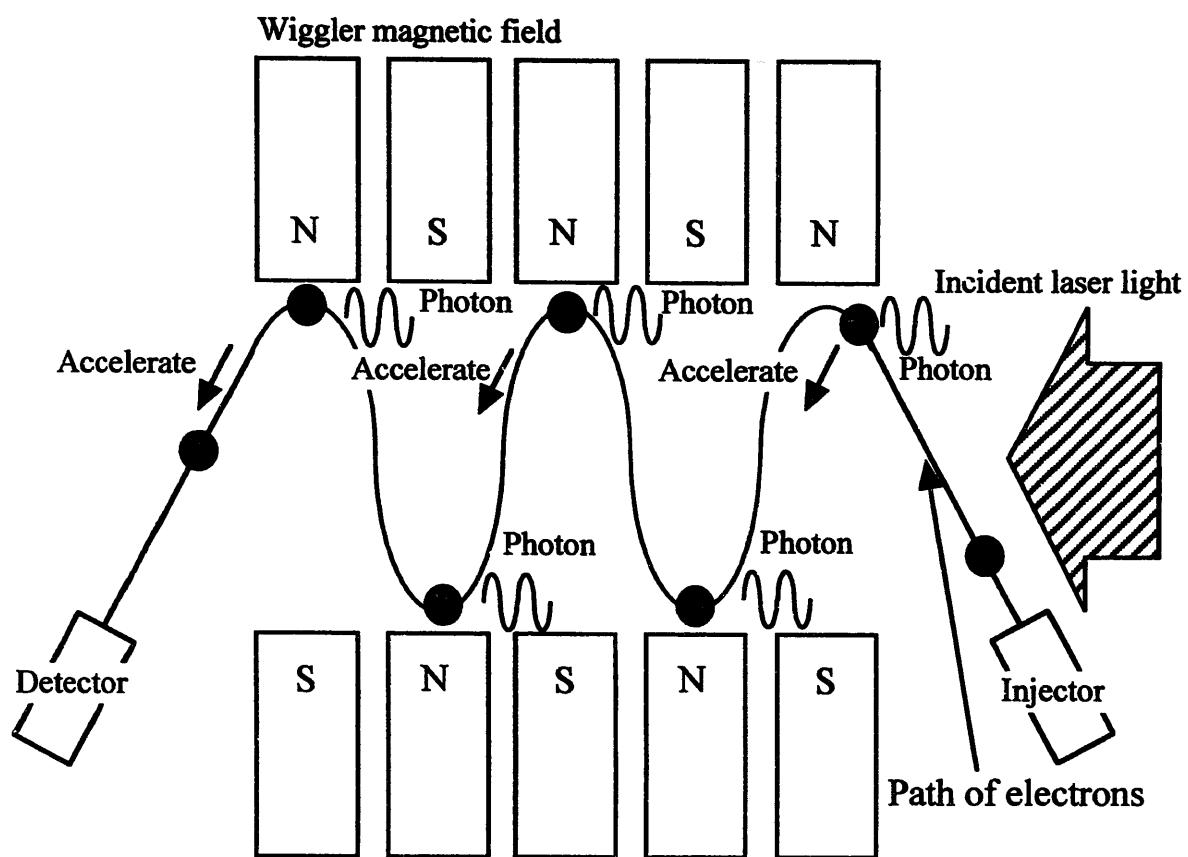


図 2－5 逆自由電子レーザー加速器の原理

2-5 逆チエレンコフ放射加速器(Inverse Cherenkov Radiation)^[7]

誘電体媒質中を伝播するレーザー光はエバネッセント波として、真空中に縦電場を作る。エバネッセント波とは、図2-6に示すようにある誘電体媒質中を電磁波が伝播するとき、第2の媒質中へ（図の場合下側の真空側へ）波のしみ込み、あるいは擾乱が存在する。このときに生じる媒質の表面の一定方向の揺らぎをエバネッセント波という。たとえば透過波が全く存在しない場合、その界面での電磁気的な境界条件を満たすことができなくなる。また、媒質中に境界を通って流れこむ正味のエネルギーが平均してゼロになっており、このようなエネルギーの出たり入ったりといった性質によって、光が全反射するときにはわずかながらずれが生じる。この現象をゴース・ヘンシェンシフト(Goos-Hanchen Shift)という。このずれから生じる電場により、誘電体表面を伝播する粒子ビームを加速することが可能である。この加速機構は荷電粒子ビームの誘電体中のチエレンコフ放射の逆過程である。従って、逆チエレンコフ放射加速といわれる。

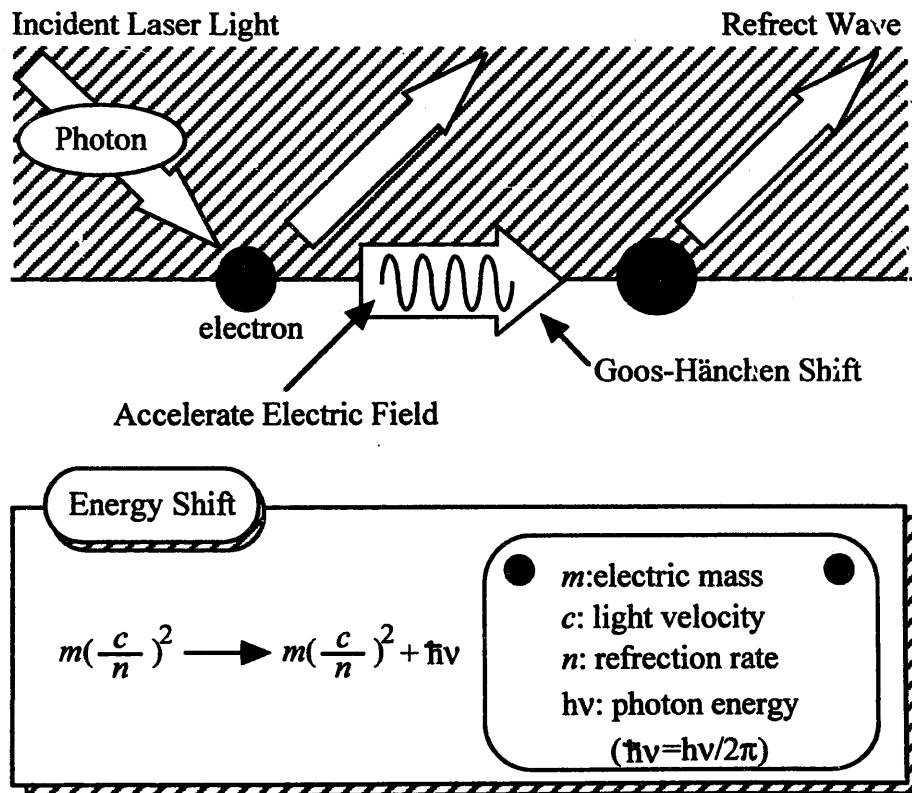


図2-6 逆チエレンコフ放射加速器の原理

第3章 ビート波加速の原理

—プラズマビート波によるプラズマ波の励起と加速電場の生成—

3-1 誘導ラマン散乱と電子加速^{[8], [9]}

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。この条件にあう波、すなわち相対論的プラズマ波をたてるには、誘導ラマン散乱を使う。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、差周波数 $\omega_2 = \omega_1 - \omega_p$ 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。

ラマン散乱による電子加速の実験は、 $\omega_p < 0.5\omega_0$ 、すなわち遮断密度以下の薄くて均一な、スケール長の長いプラズマを作る必要があり、そこに大強度の単色レーザー光を照射するだけでよい。1981年 UCLA の C. Joshi らは、130[Å]というカーボンの超薄膜に 16[J], 2[ns] ($2.4 \times 10^{15} [\text{W/cm}^2]$) の CO₂ レーザーを照射し、前方ラマン散乱光(FRS: Forward Raman Scattering)と考えられる 1.4[MeV]に達する電子を検出した。同時に、後方に 0.6[MeV]くらいに加速された電子を検出した。阪大レーザー研（大阪大学レーザー核融合研究センター）では、450[Å]のパリレン薄膜に 60[J], 1[ns] の CO₂ レーザーを照射し、前方ラマン散乱を励起させ、1.1[MeV]の電子 1[mA]を検出した。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、簡単ではあるが、プラズマ波は不安定なノイズから立ち上がり、場所ごとに周波数が異なるため、振幅、位相を一定させにくく、加速器としてはあまり適しているとはいえない。

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、英国ラザフォード・アップルトン研究所では、ほぼ Wave breaking limit のプラズマ波が励起され、80[MeV]までの高エネルギー電子が観測されている。

3 - 2 ピート波による相対論プラズマ波の励起^[10]

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。この場合プラズマ波の成長は不安定な領域から成長するのではなく、強制振動によって成長させられてゆく。テキサス大学の田島と UCLA の Dawson のアイデアである。波長の異なる 2 つの波が同時に伝搬すると、振幅が差の周波数で時間変動し、うなりとなる。レーザーの電磁場は高周波振動のため、電子は時間平均すると動かないように見えるが、うなりの包絡線 1 山 1 山は電子が追随できる程度にゆっくり変動する準直流光圧となり、プラズマ中の電子は直流动的に外に動かされ排除されることになる。

このような電子を排除させるような力をポンデロモーティブ力といい、2 つの入射波の振幅、周波数をそれぞれ $E_1, E_2, \omega_1, \omega_2$ とすると、そのピート（うなり）のつくるポンデロモーティブ力は、

$$e\mathbf{E}_L = -e\nabla\phi_p = -\nabla\left(\frac{e^2\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2}{m\omega_1\omega_2}\right) \quad [3-1]$$

と表される。

この式から、荷電粒子は電荷の正負にかかわらず、ポンデロモーティブポテンシャル ϕ_p の山から谷へ加速されることが分かる。しかし、電子の方がイオンに比べ動きやすいために、ポテンシャルの谷には電子の方がたまりやすい。うなりの周期がプラズマ密度の固有モードに共鳴すると、すなわち図 3-1 のように粒子がポテンシャルの谷に落ちて行くと、山の上との間に粒子の粗密が生じてプラズマ中に電子の粗密波を生じる。この波が励起されたプラズマ波であり、うなりの振幅とプラズマ波のポテンシャルの振幅は一致する。前方ラマン散乱だから ω_1 と ω_2 が近づけば近づくほど、プラズマ波の位相速度は光速に近く

相対論的になる。

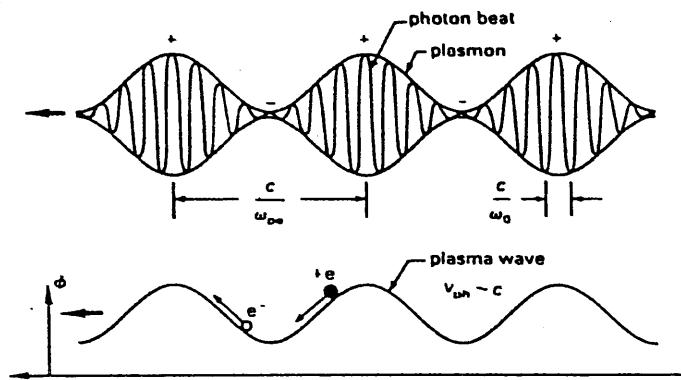


図 3-1 ビート波とうなりの関係

励起されるプラズマ波の位相速度 $v_\phi = \omega_p/k_0$ は、レーザーの差周波数がプラズマ波の周波数に共鳴することから、

$$v_\phi = \frac{\omega_p}{k_0} = \frac{\omega_1 - \omega_2}{k_1 - k_2} = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad [3-2]$$

である。また、 ω_1 と ω_2 、 k_1 と k_2 が非常に近い値であれば、 $\partial \omega = \omega_1 - \omega_2$ 、 $\partial k = k_1 - k_2$ と書けることから、[3-1] 式のように、プラズマ波の位相速度がレーザーの群速度に等しくなる。プラズマ波の位相は、強制振動であるためビート波にくつついで進む。電磁波の分散関係は、

$$\omega_1^2 = \omega_p^2 + c^2 k_1^2 \quad [3-3]$$

だから、プラズマ波の位相速度は

$$v_\phi = \frac{\partial \omega_1}{\partial k_1} = \frac{c^2 k_1}{\omega_1} = c \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_1^2}} \quad [3-4]$$

と書ける。 $\omega_1 / \omega_p >> 1$ だから、位相速度はほぼ光速に近く相対論領域にある。周波数は ω_p で一定だから、もちろん群速度は0である。ここで、

$$\gamma_\phi \equiv \frac{\omega_1}{\omega_p} \quad [3-5]$$

と置けば、

$$\frac{v_\phi}{c} = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_\phi^2}} \quad [3-6]$$

と書ける。 γ_ϕ は波の相対論的パラメータ(Lorentz Factor)であり、 γ_ϕ は加速によって得られるエネルギーを決定する重要なパラメータである。共鳴の条件から考えて、レーザーの2つの周波数が近ければ近いほど γ_ϕ は大きくなり、位相速度は光速に近づいて高エネルギーの加速が可能となる。

たとえば、CO₂レーザーの2波長 $\lambda_1=10.6[\mu\text{m}]$, $\lambda_2=9.6[\mu\text{m}]$ のビートでプラズマ波を生成する場合、 γ_ϕ は10である。またこの波長で決まるCO₂レーザーの共鳴電子密度 $n_e[\text{cm}^{-3}]$ は、

$$n_e = 1.116 \times 10^{21} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)^2 \quad [3-7]$$

より、 $1.1 \times 10^{17}[\text{cm}^{-3}]$ である。ただし、 λ_1 , λ_2 は $[\mu\text{m}]$ である。また、CO₂レーザーの基本波長 λ_f に対する遮断密度(Critical density)は

$$n_{cr} = \frac{1.1 \times 10^{21}}{\lambda_f^2} \quad [3-8]$$

より、 $1.0 \times 10^{19} [\text{cm}^{-3}]$ である。

ポンデロモーティブ力によって排除された電子はガウスの式、

$$\nabla E = 4\pi n_e e \quad [3-9]$$

に従って、

$$E_L = \frac{mc}{e} \omega_p \left(\frac{n_1}{n_0} \right) \quad [3-10]$$

という、縦電場をつくる。あるいは、

$$E_L = 30 \sqrt{\frac{n_0}{10^{17}}} \left(\frac{n_1}{n_0} \right) \quad [3-11]$$

とかける。ここで、Wave breaking limit すなわち、 $n_1/n_0=100\%$ であれば、 $n_0=10^{17} [\text{cm}^{-3}]$ のとき $30 [\text{GV/m}]$ に達する。

また、YAG レーザー($\lambda=1.06 [\mu\text{m}]$)と YLF レーザー($\lambda=1.05 [\mu\text{m}]$)を使えば、 γ_ϕ は 100 近くにまでなる。このときの共鳴電子密度 $n_e [\text{cm}^{-3}]$ は、[3-7]式より $9.0 \times 10^{16} [\text{cm}^{-3}]$ である。YAG, YLF レーザーに対する遮断密度は $1.0 \times 10^{20} [\text{cm}^{-3}]$ である。表 2-1 にこの結果をまとめた。

表2-1 使用レーザーによるビート波加速のパラメーター

使用レーザー	波長[μm]	γ_{ϕ}	共鳴密度[cm ⁻³]	遮断密度[cm ⁻³]
CO ₂ レーザー	10.6 9.6	10	1.1×10^{17}	1.0×10^{19}
YAG & YLF	1.06 1.05	100	9.0×10^{16}	1.0×10^{20}

3 – 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、励起されたプラズマ波に捕捉される。振幅が大きくなれば、波よりも遅い粒子も捕まり、いったん捕まつ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から飛び出し(Dephasing)，加速は終了する。この間に、粒子はポテンシャルの山から谷へと走っているが、波も光速であるため粒子の系で考えた場合、粒子にとってはゆっくりと加速される。加速時間が相対論効果で $2\gamma_\phi^2$ 倍に延びるので、粒子の得るエネルギーも、 $W_{\max}=2mc^2 \gamma_\phi^2 \epsilon$ となる。粒子として電子を考える場合、 mc^2 は静止エネルギーで0.511[MeV]、 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。 W_{\max} が波のポテンシャルの $2\gamma_\phi^2$ 倍になるのが、ビート波加速の特長である。エネルギーの保存から考えれば、実験室系における波の運動エネルギーが加わったことを示している。実験室系において、波に捕捉できる電子の最低エネルギー W_- と加速最高エネルギー W_+ を ϵ を用いて表すと、

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

[3-12]

である。ここで、 $\epsilon \sim 0$ ならば、 $W_\pm(0) \sim mc^2 \gamma_\phi$ で、波のポテンシャルと等しいものだけが補足されることを示している。

$\epsilon \gg 0$ 、 $\gamma_\phi \gg 1$ ならば、[3-12]式より次のようになる。

$$\begin{aligned} W_+(\epsilon) &= mc^2 \gamma_\phi \cdot \gamma_\phi \epsilon \left(2 - \frac{1}{\gamma_\phi^2} \right) \\ &\approx 2mc^2 \gamma_\phi^2 \epsilon \end{aligned} \quad [3-13]$$

$$W_+(\epsilon) = mc^2 \gamma_\phi \cdot \gamma_\phi \epsilon \left(2 - \frac{1}{\gamma_\phi^2} \right)$$

$$\approx 2mc^2 \gamma_\phi^2 \epsilon$$
[3-13]

$$W_-(1) \sim mc^2$$
[3-14]

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 $2\gamma_\phi$ 倍まで加速されることを示している。

3 - 4 加速距離

加速され電子の最高エネルギーが W_+ になった電子は、波の位相速度より速くなり、ポテンシャルの谷から飛び出す(Dephasing or Slipping)。加速が始まってからポテンシャルを飛び出すまでの時間を τ_D 、電子が光速で加速域を $1/k_0$ とする。つまりポテンシャルの谷を通り抜ける時間を τ_D とする。電子の速度が c 、波の速度が v_ϕ であるから、この間に電子の進む距離（加速距離）は、

$$d = c\tau_D = 2\gamma_\phi^2 / k_0 = \lambda_p \gamma_\phi^2 / \pi \quad [3-15]$$

$eE_L = mc\omega_p \epsilon = mc^2 k_0 \epsilon$ だから、電子の最大獲得エネルギー W_+ は、

$$W_+ = eE_L d = 2mc^2 \gamma_\phi^2 \epsilon \quad [3-16]$$

これは、[3-13]式に一致している。[3-15]式から電子の加速距離を大きくとるためにには、プラズマ波の波長を大きくする必要があり、このため入射する2本のレーザー光の周波数は、小さい方が好ましいことが分かる。

第4章 プラズマ・ビート波加速器の研究実施状況

4-1 プラズマ・ビート波加速器の実証研究

ビート波加速器の研究は、 CO_2 レーザーを用いたカナダのチョークリバー原子力研究所(CRL: Chalk River Laboratories)のものが最初で、それ以降カリフォルニア大学(UCLA: Univ. of California, Los Angeles), 大阪大学レーザー核融合研究センター（阪大レーザー研）などで行われ、 $1[\mu\text{m}]$ の Nd レーザーを利用したフランスのエコールポリテクニック(Ecole Polytechnique), イギリスのラザフォードアッブルトン研究所などで精力的な研究が行われている。

CO_2 レーザーを用いたシステムでは、CRL, UCLA, 阪大レーザー研で進んだ成果が出されている。また、波長 $1[\mu\text{m}]$ の Nd レーザーを用いたシステムでは、相対論的なパラメーター（ローレンツファクター）が $10[\mu\text{m}] \text{CO}_2$ レーザーシステムを用いた場合よりもおよそ 1 桁大きくなり、加速電子が得るエネルギーの大きさにすれば 2 桁も大きくとれるが、プラズマと注入電子との相互作用路長が 1 桁近く小さく、加速電場勾配もおよそ 1 桁小さいため、現在のところ Nd レーザーを用いた例ではあまり良い成果が見られない。

ビート波加速器の代表的な実験装置の構成は、主に次に挙げる通りである。

- 1) 加速用レーザーシステム
- 2) 真空チャンバー及び真空生成装置
- 3) 加速電子注入装置
- 4) プラズマ波計測装置
- 5) エネルギー計測装置

この構成を図 4-1 に示す。

加速用のレーザーシステムは、真空チャンバー内に封入した気体をプラズマ化するために高強度のレーザーが必要であり、2 波長を要するため波長可変性のある TEA 型や TEMA 型のレーザーが有効であると考えられる。真空のチャ

ンバーにはプラズマ媒質となる気体を数百[mTorr]オーダーで封入するために、十分な真空が引ける装置が必要である。

通常、電子はパルスパワーや電子銃などでチャンバー内に注入される。ビート波の位相速度は光速に近いため、注入電子も光速に近くなければならない。このため、電子銃を出た電子をチャンバー内に注入する前に、あらかじめ直線加速器などで 10[MeV]程度に加速しておく例も見られる。

試験結果を評価するために、プラズマ波を診断する装置と加速された電子のエネルギーを計測するディテクターが設けられる。ビート波を用いての加速は、プラズマ波が励起されているのが条件であり、この波の振幅が加速勾配、相互作用路長を決定する。このプラズマ波は、入射レーザー光と垂直な方向にプローブレーザー（YAG, YLF レーザーなど）を投入した際の、散乱光（ストークス光）の強度により診断することができる。また、加速された電子のエネルギーは、実際にスペクトロメーターに入射することによって求められる。

以下にビート波を用いた加速実験の経緯をまとめ、それぞれの報告に対する詳細を次節以降で述べることにする。

表 4-1 ピート波加速器実験の研究実施の経緯

国名	研究機関名	実験年	使用レーザー レーザー強度 [W/cm ²]	レーザー波長 [μm]	共鳴密度 n _{res} 遮断密度 n _{cr} [cm ⁻³]	加速 エネルギー [MeV]	変調係数 ε Lorentz Factor: γ _φ	加速電場
日本	阪大レーザー研 ^{*1}	1992年 ^[11]	CO ₂ レーザー 4.0×10^{14}	10.59 9.57	1.0×10^{17} 1.0×10^{19}	1.0→22	$\epsilon=5\%$ $\gamma_{\phi} \doteq 10$	1.5 [GV/m]
フランス	エコール・ポリテ クニック ^{*2}	1992年 ^{[15],[16]}	YAG 6.0×10^{14} YLF 3.2×10^{14}	1.064 1.053	9.0×10^{16} 1.0×10^{20}	0→<4	$\gamma_{\phi} \doteq 100$	
アメリカ	UCLA ^{*3}	1993年 ^{[12],[13]}	CO ₂ レーザー	10.59 10.29	1.0×10^{15} 1.0×10^{19}	2.1→28	$\epsilon=23\%$ $\gamma_{\phi} \doteq 10$	2.2 [MeV/m]
カナダ	CRL ^{*4}	1994年 ^[14]	CO ₂ レーザー 1.0×10^{14}	10.59 10.25	1.0×10^{16} 1.0×10^{19}	12.5→29	$\gamma_{\phi} \doteq 10$	1.7 [GeV/m]

*1 大阪大学レーザー核融合研究センター (Institute of Laser Engineering,Osaka Univ.)

*2 Laboratoire d'Utilisation des Laser Intenses, Ecole Polytechnique

*3 Dept. of Electrical Engineering, Univ. of California, Los Angels

*4 Division of Physics, Chalk River Laboratories, AECL Research

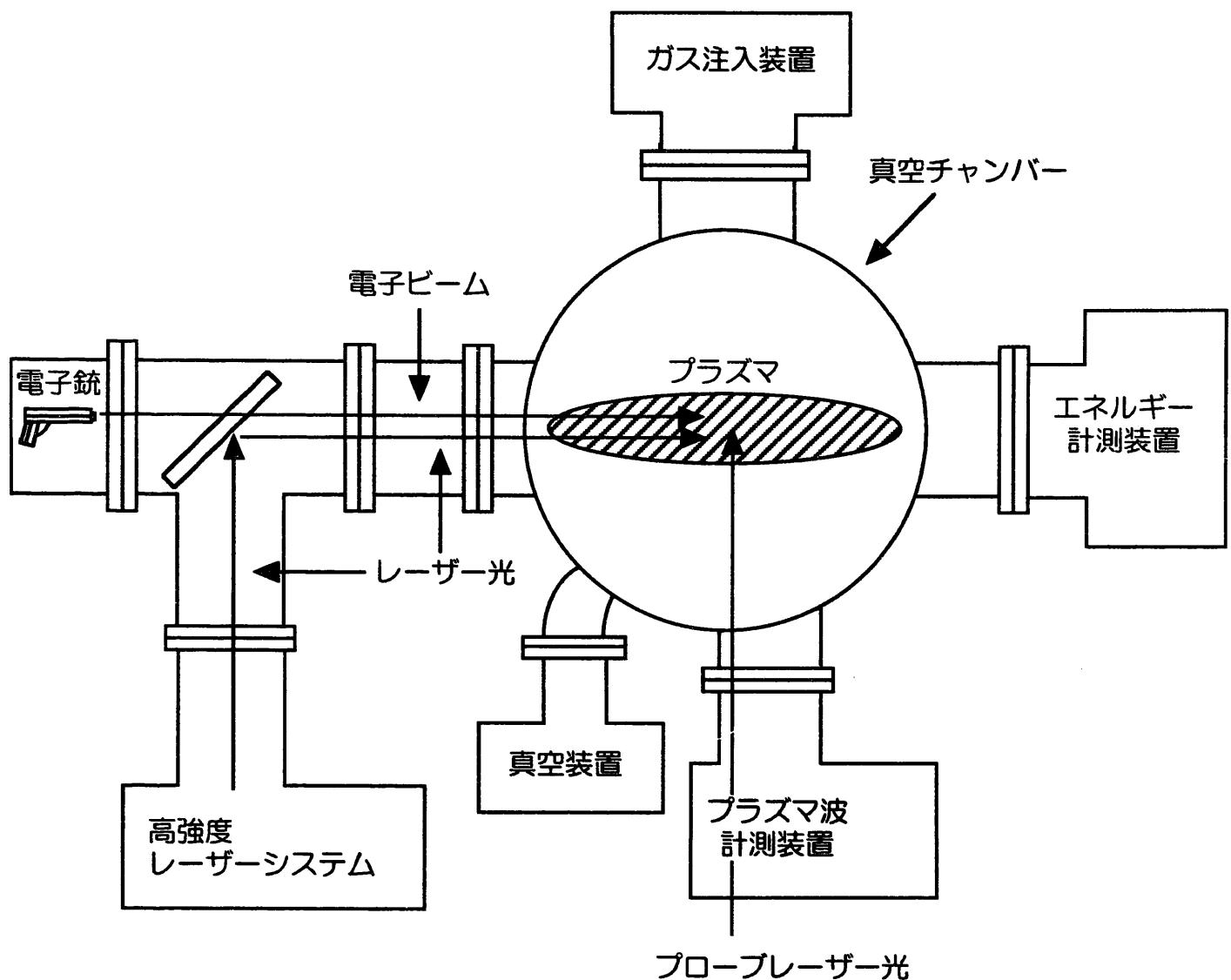


図 4-1 プラズマ加速器の主な実験装置構成図

4 - 2 大阪大学レーザー核融合研究センター^[11]

大阪大学レーザー核融合研究センターでは 1992 年, CO₂ レーザーの 10.59[μm], 9.57[μm] の 2 波長でプラズマ中の光速電子を初めて 20[MeV] 以上に加速し, プラズマ・ビート波加速を実証した。

図 4-2 に阪大レーザー研で使用された実験装置の構成を示す。大阪大学では入射レーザーシステムに TEA(Transversely Exited Atmospheric Pressure) 型 CO₂ レーザーシステム烈光 8 号を使用している。このシステムを用い, 1 システム 1 発振器 2 波長発振の方法を探っている。このレーザーと同方向にパルスパワーからの電子ビーム(0.6~1.0[MeV]) を電子銃で撃ち込んで加速する。レーザーは回折限界近くまで絞れるように, f/10 焦点距離 3[m] の NaCl 薄肉レンズで集光する。また, 真空容器内には水素ガスが封入してある。入射レーザー光は, 電子の加速, すなわちプラズマ波の励起に用いられるほか, この水素ガスを解離し, プラズマを生成する 2 役を担っている。このため, 入射レーザーの強度は 10¹⁴[W/cm²] 程度が必要であり, ここでは 4 × 10¹⁴[W/cm²] の強度で発振している。10.59[μm], 9.57[μm] の 2 波長を用いた場合, プラズマの共鳴密度は [3-7] 式より 1.1 × 10¹⁷[cm⁻³] であり, 励起されるプラズマ波は約 100[μm] である。プラズマ波の計測は, プラズマで散乱されたストークス光を用いている。CO₂ レーザーの基本波長 10.59[μm] が散乱されて, ストークス光として 11.8[μm] の光が観測される。この光は, ブラッグの散乱の式,

$$\frac{P_s}{P_0} = \left[\frac{\pi}{2} \epsilon \frac{n_o}{n_c} \frac{L}{\lambda_0} \right]^2 \quad [4-1]$$

に従うので, 電子密度の変調量 $\epsilon = \delta n/n_0$ が決定できる。ここで, P_s は散乱光強度, P_0 は入射光強度, n_0 はプラズマ密度, n_c はプラズマの遮断密度, L はレーザーのレーリー長, λ_0 はレーザーの基本波長である。

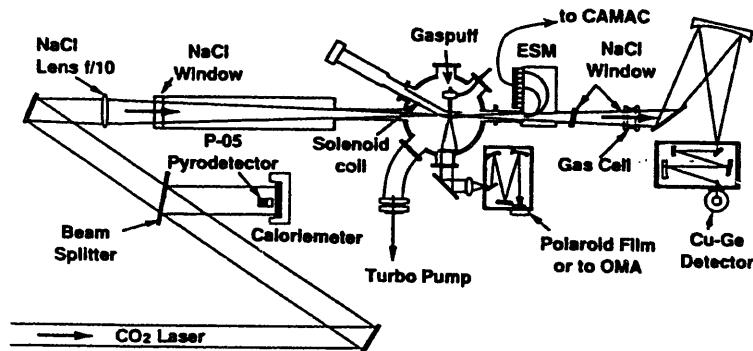
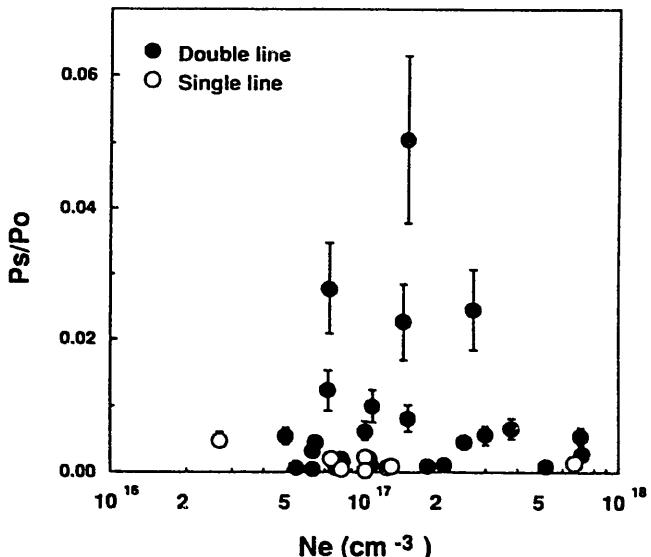


図 4-2 実験装置図

図 4-3 に散乱光の強度について得られたグラフを示す。この値は、散乱光の強度 P_s を入射光の強度 P_0 で規格化し、電子密度の関数として表したものである。共鳴密度付近 ($1.1 \times 10^{17} [\text{cm}^{-3}]$) で強い散乱光が得られていることがこの図から判断できる。

また、入射光、散乱光強度比のピークは、0.05 であり $\varepsilon = \delta n / n_0$ は 5% と決定される。これを電場に直すと 1.5 [GV/m] と与えられる。ここで、図中○は 1 波長時の散乱光強度を示している。この値がほぼ 0 に近いということは、電子銃によって注入された電子がプラズマ波を励起せず、加速されないまま通り抜けていることを示している。



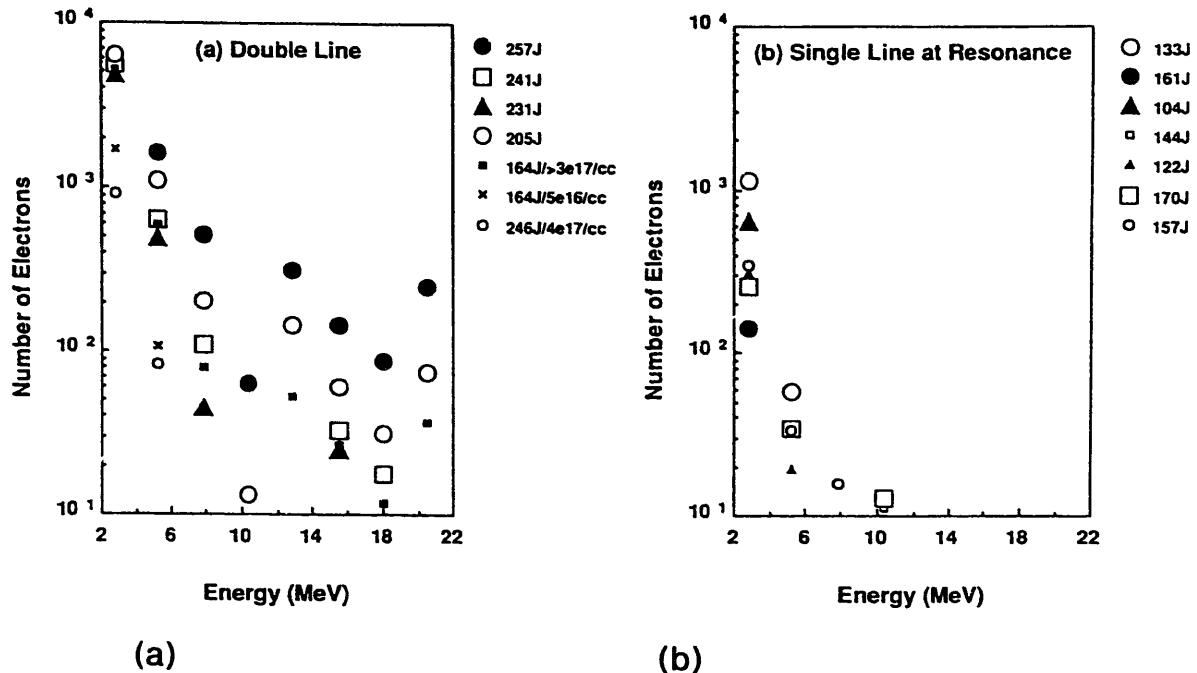


図 4-4 加速電子のエネルギースペクトル

次に CO_2 レーザーの下流部に設置したダイポール磁場分析型電子スペクトロメータで測定した、加速電子のスペクトルを図 4-4 に示す。グラフ(a)は、レーザー 2 波長発振時の加速電子のスペクトルを示し、大きな●, □, △, ○は、プラズマ密度が共鳴密度になっているときの値であり、小さな■, ×, ○はプラズマ密度が共鳴からはずれたものを示している。この図から、プラズマ密度が共鳴密度からはずれると、密度共鳴しているときに比べて、1 桁も小さくなってしまうことが明らかである。また、グラフ(b)は 1 波長 ($10.59[\mu\text{m}]$) を入射したときの電子のエネルギースペクトルを示している。共鳴密度付近のデータではあるが、ほとんどすべてが $6[\text{MeV}]$ を越えない。これはプラズマのバックグラウンドが持っているエネルギーであり、注入電子は加速されていないことを示している。

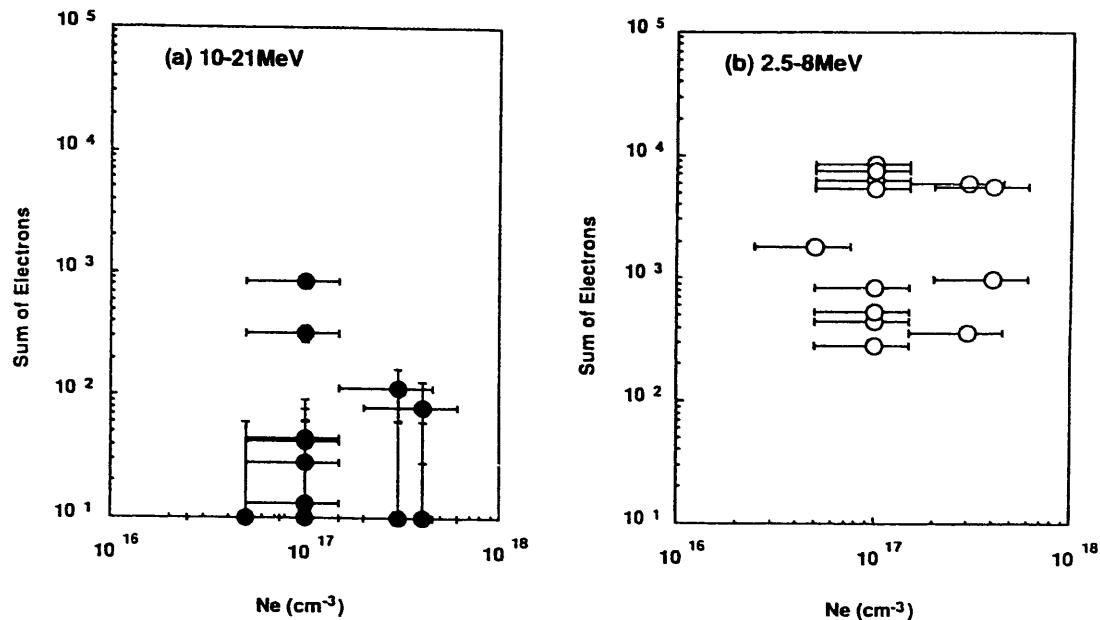


図 4-5

電子のエネルギー分析器に入射した 10~22[MeV]のプラズマ電子の個数

10[MeV]以上の電子の個数を電子の密度の関数としてプロットすると、図 4-5 のようになる。これに示されるように、 $10^{17}[\text{cm}^{-3}]$ 付近で共鳴的に加速、放出されることが判る。これは図 4-3 の共鳴の形とよくつりあっており、ビート波による加速が初めて実証された。

4 – 3 カリフォルニア大学 ロサンデルス校 (UCLA) [12], [13]

UCLA では 1993 年, 200[GW]級 CO₂ レーザーの 2 波長 10.59[μm], 10.29[μm]を用いた装置で, プラズマ波を励起し, 2.1[MeV]で注入した電子を加速勾配 2.2[GeV/m]で加速し, 1.3[cm]ほどの相互作用路長で 28[MeV]にまで電子を加速することに成功した。10.59[μm], 10.29[μm]の 2 波長を用いた場合の共鳴密度は $8.6 \times 10^{15}[\text{cm}^{-3}]$ 程度であり, プラズマ中での密度変調係数 ϵ が 23% であることが示された。

図 4 – 6 に UCLA で使用された装置の概念図を示す。真空にしたチャンバー内に水素ガスを封入し, そこに 200[GW]級 CO₂ レーザーを 2 波長入射し, プラズマを生成し, 加速する。注入する電子は電子リニアック (直線加速器) であらかじめ 2.1[MeV] に加速してある。生成したプラズマの診断は, ビームの通過する方向と垂直な方向にプローブレーザーを入射して散乱する電子の強度からプラズマ振動の時間的, 空間的構造が求められる。

また, 加速された電子のエネルギースペクトルの測定には, 扇形磁石と霧箱, 表面障壁型シリコン検出素子, ストリークカメラに直結した水晶チエレンコフ発光管 (エネルギーしきい値測定用) などの組み合わせが使用された。加速電場の大きさの測定は, 入射する 2.1[MeV] の電子ビームが, プラズマ中を通過するときのエネルギー損失の値から求められる。

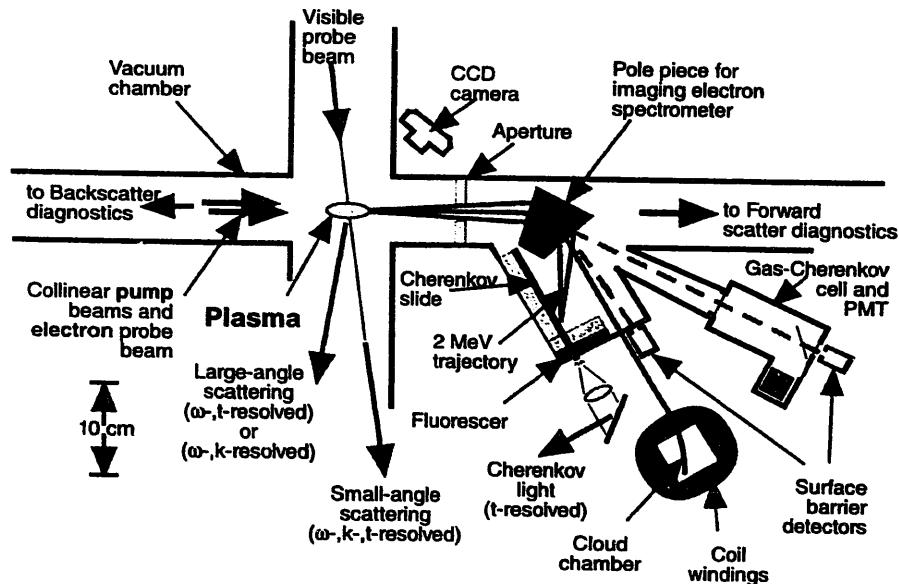


図 4-6 実験装置概念図

図 4-7 に得られた加速電子のデータを示す。この値は注入した電子のおよそ 1 % 程度の電子 (10⁵ 個程度) が 2[MeV] から約 30[MeV] まで加速されたことを示している。ここで、図 4-8 に示すトムソン散乱光、ラマン後方散乱光のデータから加速勾配の大きさ、2.2[MeV] 及び密度変調の大きさ 23% が求められた。ここでも、電子の注入がない場合、1 波長レーザー光による測定、プラズマ媒質がない場合での試験と比較して、上で求められたデータが、プラズマ・ビート波加速であることが確かめられた。

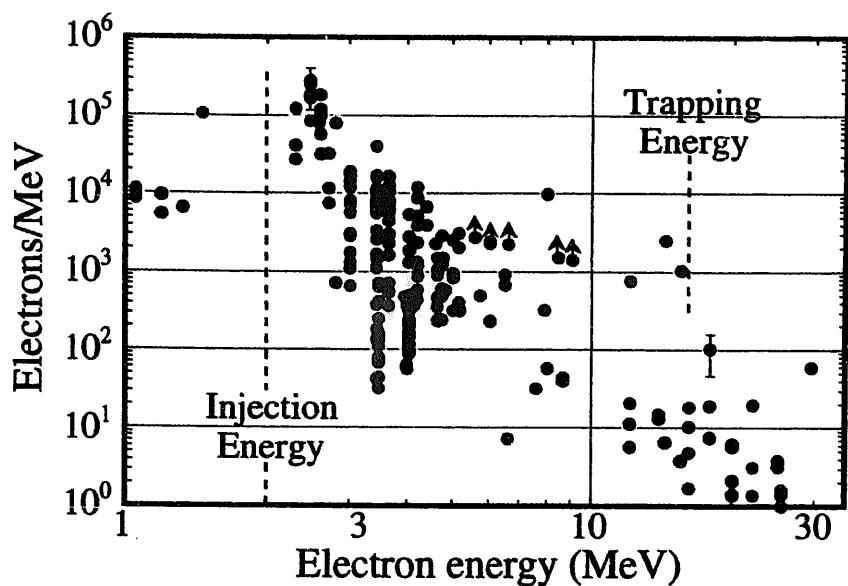


図 4-7 加速電子のエネルギー・スペクトル

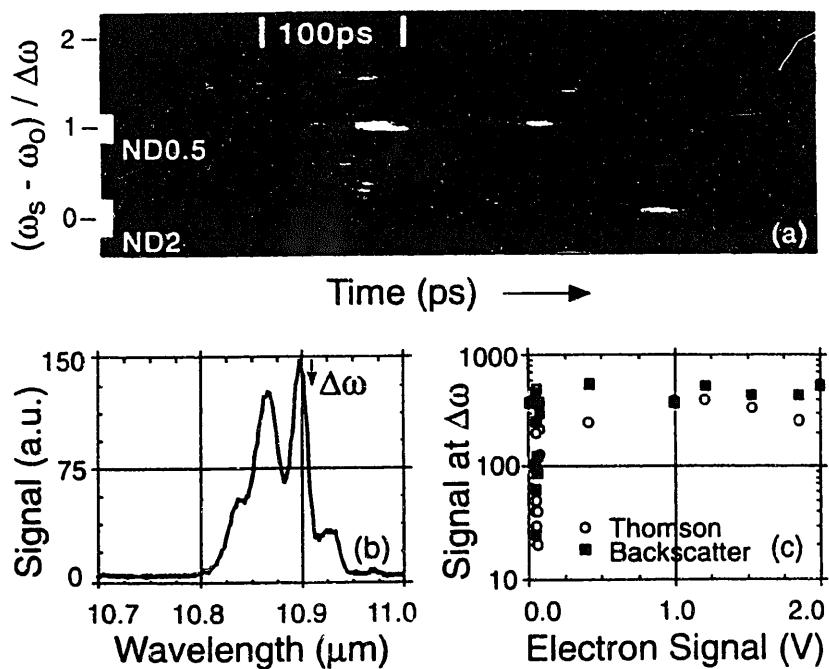


図 4-8 電子の散乱光スペクトル

4 - 4 チョークリバー原子力研究所^[14]

チョークリバー原子力研究所では 1994 年, CO₂レーザーの 2 波長 10.59[μm], 10.25[μm]を用いた実験で, 1[cm]のプラズマ中に 1.7[GeV/m]の加速勾配を得ることに成功し, ピート波加速により 12.5[MeV]で注入した電子を 29[MeV]にまで加速することに成功した。

図 4-9 にチョークリバー原子力研究所で用いられた装置の構成図を示す。ここで使用されたレーザー光は CO₂ レーザーの 2 波長 50[J], 10.59[μm] と 10[J], 10.25[μm]である。レーザー強度は $1 \times 10^{14}[\text{W}/\text{cm}^2]$ であり, これはプラズマ媒質として使用したアルゴンガスを 1 倍に電離するのに十分な強度 ($6 \times 10^{13}[\text{W}/\text{cm}^2]$) を越えている。真空チャンバー内に 0.2~0.4[Torr]で封入したアルゴンを $1 \times 10^{14}[\text{W}/\text{cm}^2]$ でプラズマ化する場合, 2 倍に電離するしきい値よりも小さいため, せいぜいプラズマの密度は $1 \times 10^{16}[\text{cm}^{-3}]$ にしかならない。したがって, この研究所で CO₂ レーザーの 2 波長のうち 1 波長が, 10.25[μm]に選定されたのは, 生成したプラズマの密度と, 共鳴電子密度が合うように設定するためであろうと思われる。ここで, 10.59[μm], 10.25[μm]の 2 波長を用いた場合の共鳴電子密度は $1 \times 10^{16}[\text{cm}^{-3}]$ である。

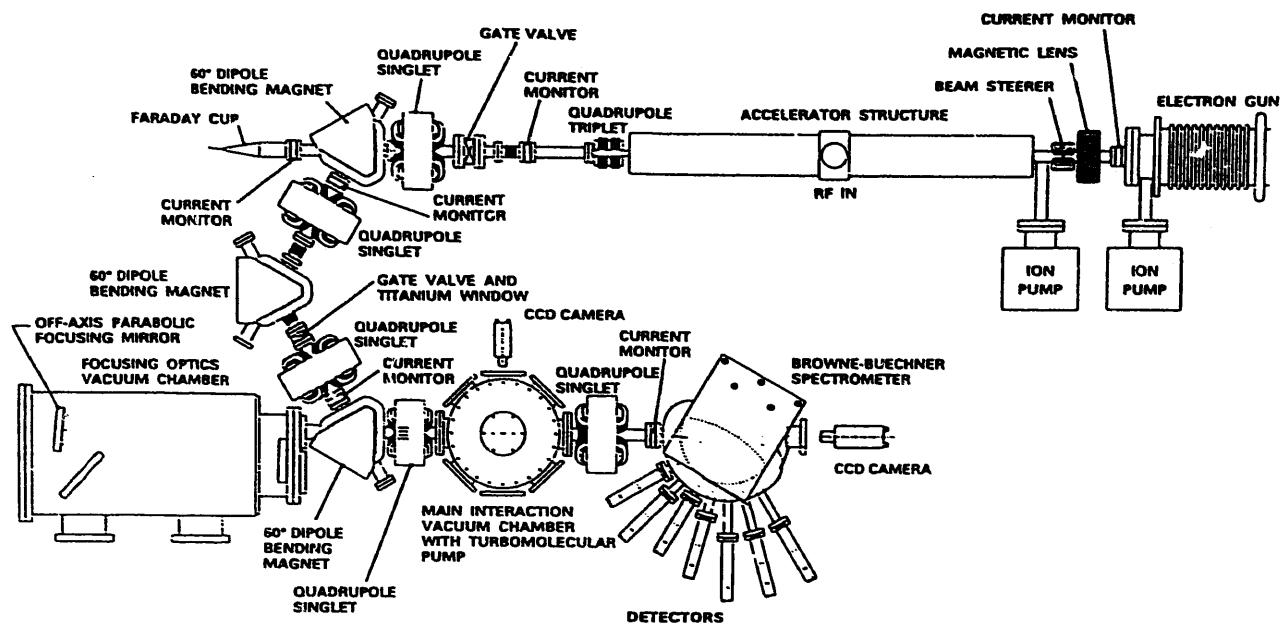


図 4-8 実験装置構成図

入射レーザーは半値幅(FWHM: Full Width at Half Maximum)200[ps]で投入され, $f/13.5$ ミラーを用いて集光している。電子の注入は電子銃で行い, 電子銃を出た電子は RF リニアック (直線加速器) で 12.5[MeV]にまで加速されプラズマ内に送られる。

図 4-10 に加速された電子のエネルギースペクトル図を示す。ここで、チャンバー内のアルゴンガスの圧力は 280[mTorr] である。Browne-Buecher スペクトロメーターで測定した結果、加速された電子は 12.5[MeV]から 29[MeV] まで連続的に分布している。また、160[mTorr] にまでアルゴンガスを減圧させた場合、12.5[MeV] を越える電子はほとんど確認されなかった。このことは、封入ガス圧が低すぎて、生成したプラズマの密度が、2 波長レーザーの共鳴域に達していなかったためである。また、 $10.59[\mu\text{m}]$ あるいは、 $10.25[\mu\text{m}]$ の 1 波長のみで試験した場合も加速は確認されず、アルゴンガスを 280[mTorr] に封入し、2 波長のレーザー光を投入した場合にのみ加速が確認されたため、ビート波による加速により 29[MeV] のエネルギーを得たと判断できる。

また、17[MeV]に加速される電子に注目し、封入ガス圧との関連を調べた結果、図4-11が得られた。プロットの点は入射強度に対して規格化してある。ガスの圧力は200[mTorr]から350[mTorr]までとしている。グラフから280[mTorr]のとき共鳴的に電子が加速していることが分かる。この圧力は生成したプラズマの密度に換算すれば、 $9 \times 10^{15}[\text{cm}^{-3}]$ であり、レーザーの2波長(10.59[μm], 10.25[μm])から算出した共鳴密度 $1 \times 10^{16}[\text{cm}^{-3}]$ と約10%の差が生じている。これは部分的にアルゴンガスが2価に電離し、結果として $1 \times 10^{16}[\text{cm}^{-3}]$ の密度で共鳴しているものと考えられる。

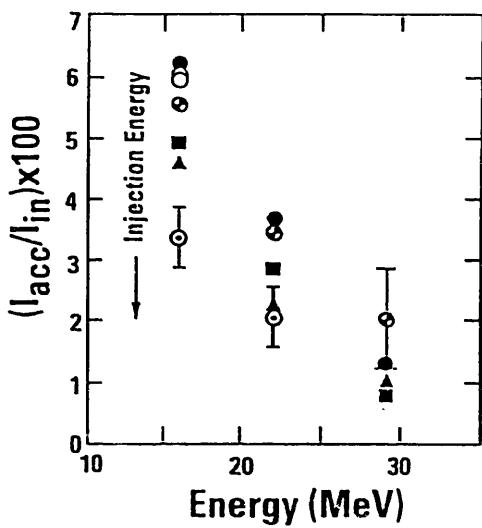


図4-10

加速電子のエネルギースペクトル

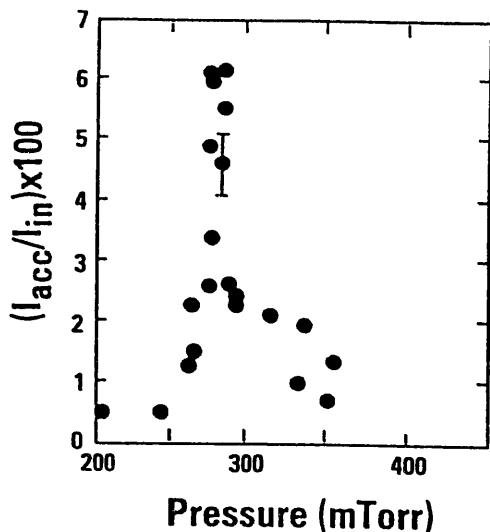


図4-11

17.0[MeV]に加速された電子の
封入ガス圧の依存性について

4-5 エコール・ポリテクニック^[15]

エコール・ポリテクニックでは 1992 年に、波長 $1.053[\mu\text{m}]$ の YAG レーザーと波長 $1.064[\mu\text{m}]$ の YAG レーザーを用いてプラズマ中に起こる変調不安定性を観測した。ビート波によって加速された電子の持つエネルギーは、2 波長レーザーによって励起される密度変調波、すなわちプラズマ波の振幅に大きく依存する。ここで、YAG レーザー、YLF レーザーを用いた理由は、ビート波の相対論的パラメーター γ_e が $1[\text{mm}]$ レーザーシステムでは、100 に近い値にとれるからである。エコール・ポリテクニックで使用された 2 波長では、 $\gamma_e=95$ であった。

使用された装置の構成を図 4-12 に示す。チャンバー内には D_2 (Deuterium)が封入してある。プローブとして 2 つのレーザーシステム、 $1.053[\mu\text{m}]$, $3.2 \times 10^{14}[\text{W/cm}^2]$ の YAG レーザーと $1.064[\mu\text{m}]$, $6.0 \times 10^{14}[\text{W/cm}^2]$ の YAG レーザーを使用し、前方に散乱される光子の強度を計測した。

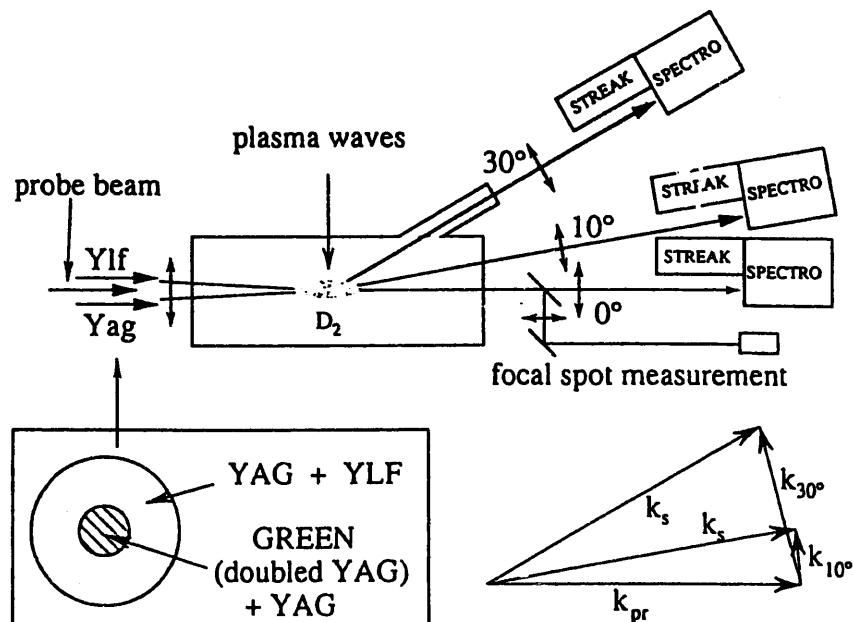


図 4-12 実験装置構成図

図4-13に 10° で散乱される光子のスペクトルを示す。このとき D_2 は1.95[Torr]であり、レーザーの強度はYAG, YLFとともに $10^{14}[\text{W}/\text{cm}^2]$ であった。また、図4-13に 10° で散乱したストークス光の散乱強度を密度スペクトルで示している。図中 ω_{pr} は共鳴電子密度での値を示している。図4-14では横軸に封入ガス圧をとり、ガス圧に対する散乱高強度をプロットしている。 p_{res} は電子密度が共鳴する際のガス圧であり、1はガス圧がちょうどこの値に設定されていることを示す。左図は ω_{pr} 時、中央図は $\omega_{\text{pr}}+\delta\omega$ 時、右図は $\omega_{\text{pr}}+2\delta\omega$ 時の散乱光強度を示した図である。このことから、共鳴密度時に大きな散乱光が得られ大きな加速エネルギーを持った粒子が得られる可能性を示した。

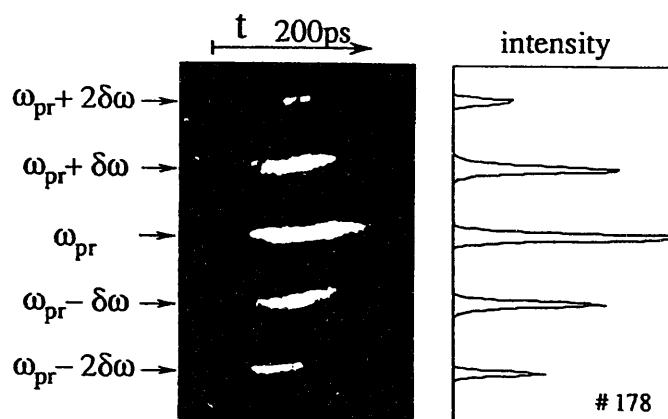


図4-13 10° で散乱されたストークス光のスペクトル

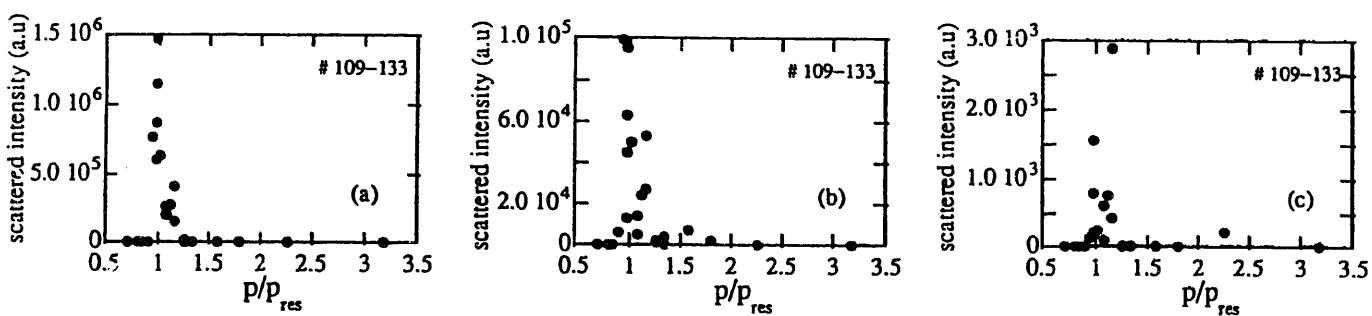


図4-14 10° での散乱されたストークス光の
封入ガス圧に対する応答
(共鳴ガス圧で規格化してある)

4 - 6 検証事項

実験例で挙げた例は、主に気体をプラズマ化して加速媒質としている。プラズマ・ビート波加速が提案され、実証が始まった頃は主に固体にレーザーを照射してプラズマを生成していた。固体からのプラズマ化は元の密度が高すぎて、ビート波の共鳴密度まで密度が下がりにくいことや、1波長のレーザーを照射した際の共鳴によりプラズマ温度が上昇してしまうといったデメリットがある。このため、水素やアルゴンといった気体がプラズマ媒質として選ばれた。第1イオン化ポテンシャルが比較的小さいため、レーザー光の作る電場によって比較的簡単にトンネルイオン化によってプラズマを生成することができる。また、封入するガス圧を共鳴密度近くに設定しておくことにより、容易に共鳴密度のプラズマを作ることができる。また、加速用主レーザーとは別の補助レーザーによるプラズマの生成も考えられるが、ナノ秒オーダーでの速い現象では、別のレーザーを使うメリットが無く、主レーザーを使うのが好ましい。また、衝突時間 τ_{e-n} も、プラズマ密度が $n_0 \sim 10^{17} [\text{cm}^{-3}]$ 、プラズマ温度 $T_e \sim 50 [\text{eV}]$ とすると $\tau_{e-n} \geq 0.4 [\text{ns}]$ であるから、パルス幅が [ns] ないしそれ以下の時間内に $10^{17} [\text{cm}^{-3}]$ のプラズマを生成するのは、従来の衝突電離法では好ましくはない。そのため、プラズマ中に強電場を生成できる高強度レーザーが使用され、プラズマ媒質に気体を用いれば、入射光の散乱や共鳴加熱が小さく抑えられる。

また、実証例の文献からは、プラズマの温度がどの程度であるかが不明瞭である。ビート波加速の原理から考察する際、プラズマ温度は主に次の要因で加熱する。

- 1) プラズマ生成時（衝突電離、トンネルイオン化など）
- 2) レーザーのプラズマへの入射過程（共鳴加熱、逆制動放射など）

生成したプラズマの温度は、粒子を加速するためにラマン前方散乱を起こさなければならないが、ラマン散乱は $10^1 \sim 10^2 [\text{eV}]$ 程度の温度で共鳴的に生じる。

- 1) で示したプラズマの生成は高強度レーザーの使用により、衝突電離よりト

ンネルイオン化での電離過程が支配的であり、わずか数[eV]のプラズマが生成可能である。また、逆制動放射という加熱プロセスも $10^{16} \sim 10^{17} [\text{cm}^{-3}]$ というオーダーの密度ではあまり大きな加熱にはならない。電子衝突によるイオン化が支配的でないのもこの理由である。プラズマの共鳴加熱を考慮すれば、チャンバー内に封入するガス圧をコントロールすれば、生成するプラズマ密度がこれによって決まり、プラズマ生成用レーザーとの間の大きな共鳴は避けることができる。また、十分に低い密度に保っておけば、大きく加熱したところからの熱伝導による温度拡散も避けることができる。また、逆に2波長レーザーを投入した際にはプラズマを共鳴させる必要があるが、ここでいう共鳴はプラズマの温度を大きく増大させる要因とはいえない。

現在のところ、どの程度の温度がビート波加速に適しているかは不明であるが、以上の例からあまり高い温度でないことが考えられる。また、温度を上げる必要があるときには、プラズマの密度を上げて逆制動放射の効果を上げるか、投入レーザーを円偏光することで、生成したプラズマ粒子に運動量を持たせるといった方法が考えられる。

4 - 7 実用加速器への課題

レーザ加速器原理実証の段階から、実用加速器までもってゆくには多くの課題が残っている。この課題には次のようなものが挙げられる。

- 1) 波の位相速度が光速より小さいため、加速距離が制限される
- 2) 高強度のレーザー光を入射するためには、レーザー光を集光しなければならないが、その分発散し収束領域はレーリー長で制限される。
- 3) プラズマ波の群速度は熱速度で決まり、ビート波の群速度よりはるかに小さいため、レーザー光はウェイクとして残るプラズマ波にどんどんエネルギーをとられて減衰する。
- 4) ビート波がプラズマ中を通過すると、どうしても非線形効果を受けて位相が不規則になり、結果的にプラズマが加速できなくなる。

まず、レーザー光の集光距離が大きくとれることである。レーザー光が超高加速電場を作り出せるのは、非常に小さなスポット径まで絞れるのが大きな理由であるが、その分レーザー光は発散するので、現在のところ集光距離はせいぜい数[cm]である。これはほぼ dephasing の距離もある。従って、所定のエネルギーを得るために、多段加速が必要になる。最近のデータを使うと、1000 段加速して 1[TeV]の電子が得られる。加速距離は 1 段あたり約 1[cm]、実質加速距離は 100[m]である。多段加速のアイデアは、現在実証されている加速器のチャンバーを、電子ビームの航路上に並べるだけであるから、単純なシステムで加速路長を稼ぐことが可能である。

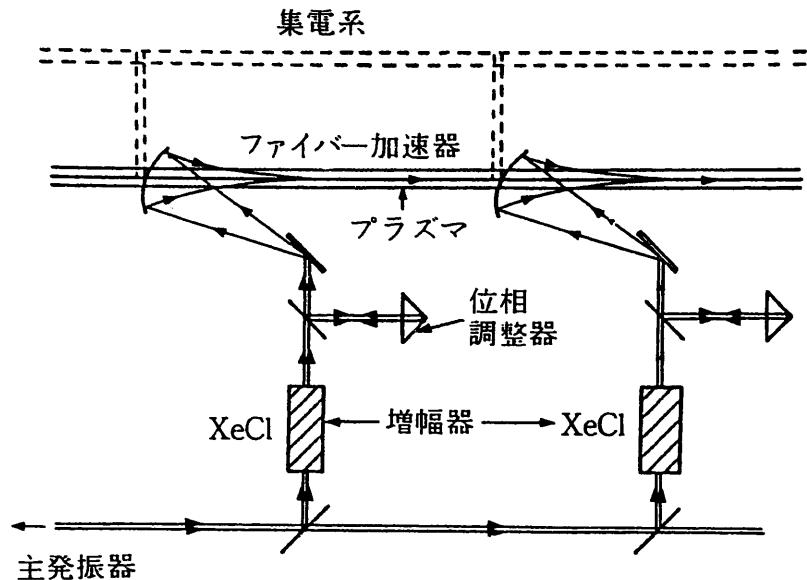


図 4-15 プラズマファイバーを用いた多段加速の概念図

また、プラズマファイバーを用いた多段加速のアイデアもある。^{[17], [18]} 図 4-15 にそのアイデアを示す。ここでは、dephasing を抑えるには距離を長くとるほどよいため、プラズマファイバーを用いて dephasing を抑えることを考えている。ファイバー中で電子密度は、周辺部ほど密度が高く中心で低いため、波と電子の速度差が補正され、レーザー光の発散も抑えられると考えられている。

第5章 まとめ

これまで調査した結果から、ビート波を用いたレーザー加速器は、コンパクトであるばかりではなく、超高エネルギー、高輝度、低エミッタンス、短パルス性などの性質から、その応用範囲も広く、現存の CO₂ レーザーや YAG, YLF レーザーなどを使用するため十分に実際の施設に適用が可能であると考えられる。しかし、使用するレーザーシステムは大きなパワーが必要であるため、ハイパワーレーザーをもつ研究所でしか実証研究はされていない。

実証に成功した研究の中には CO₂ レーザーを用いたものが多く、これによって 10~30[MeV] 程度のエネルギーをもった粒子が確認された。しかし、ビート波の位相速度が光速よりやや小さいために加速距離が制限されるといった問題や、超高加速電場を生成するためにレーザー光を非常に小さなスポットに絞る必要があるが、その分発散してしまい集光距離が短くなり dephasing し易くなるという問題がある。現在はこういった問題を解決するため、多段加速を用いるなどの研究が実施されている。

ビート波による加速の原理は、約 20 年前に提案され、その後早いうちから実証研究がされてきた。レーザーとプラズマの相互作用に関する物理学の研究は未だ発展段階であるため、原理の部分に不明瞭な点が残されているが、大型の CO₂ レーザーや YAG, YLF レーザーなどを保有する研究所での実証及び実用に向けての研究が行われるようになってきた。

参考文献

第1章

- [1] J. D. ジャクソン, M. ティグナー, S. ポイジッキー
サイエンス, 5月号, 50(1986)
- [2] Eric Esarey, Phillip Sprangle, Jonathan Krall, Antonio Ting
IEEE Trans. on plasma science, Vol. 24, No. 2, 252(1996)

第2章

- [3] 光量子の高度利用に関する懇談会報告書
光量子の高度利用に関する懇談会, 平成8年1月
- [4] レーザー加速器応用に関する小委員会報告書
光量子の高度利用に関する懇談会, レーザー加速器応用に関する小委員会
平成8年1月
- [5] C. Joshi
IEEE Trans. Nuclear Science, Vol. NS-32, No. 5, 1576(1985)
- [6] R. H. Pantell, T. I. Smith
XIIth International Quantum Electronics Conference 1982, 154(1982)
- [7] 諸 元鎧, 堀 裕和
パリティ, Vol. 11, No. 12, 14(1996)

第3章

- [8] William L. Kruer
The Physics of Laser Plasma Interactions, Addison-Wesley Publishing Company
- [9] 三間 圭興, 高部 英明, 田島 俊樹
レーザー研究, 第15巻, 第7号, 3(S62)

- [10] Kent Estabrook, WilliamL. Kruer
Phys. Fluids, Vol. 26, No.7, 1892(1983)

第4章

- [11] Y. Kitagawa, T. Matsumoto, T. Minamihata, K. Sawai, K. Matsuo, K. Mima,
K. Nishihara, H. Azechi, K. A. Tanaka, H. Takabe, S. Nakai
Phys. Rev. Lett., Vol. 68, No. 1, 48(1992)
- [12] C. E. Clayton, K. A. Marsh, A. Dyson, M. Everett, A. Lal, W. P. Leemans,
R. Williams, C. Joshi
Phys. Rev. Lett., Vol. 70, No. 1, 37(1993)
- [13] W. B. Mori, T. Katsouleas
AIP Conference Proceedings 335, Advanced Accelerator Concepts 1994,
112(1994)
- [14] N. A. Ebrahim
Journal of Applied Physics, Vol. 76, No. 11, 7645(1994)
- [15] F. Amiranoff, M. Laberge, J. R. Marques, F. Moulin, E. Fabre, B. Cros,
G. Matthieussent, P. Benkheiri, F. Jacquet, J. Mayer, Ph. Mine, C. Stenz, P. Mora
Phys. Rev. Lett., Vol. 68, No. 25, 3710(1992)
- [16] F. Amiranoff, J. Ardonceau, M. Bercher, D. Bernard, B. Cros, A. Debraine,
J. M. Dieulot, J. Fusellier, F. Jacquet, J. M. Joly, M. Juillard, G. Matthieussent,
K. P. Matricon, P. Mine, B. Montes, P. Mora, R. Morano, J. Morillo, F. Moulin,
L. P. Polleux, A. Secka, C. Stenz
AIP Conference Proceedings 335, Advanced Accelerator Concepts 1994,
612(1994)
- [17] 北川 米善
応用物理, 第60卷, 第9号, 907(1991)
- [18] T. Tajima
Laser and Particle Beams, 3, 351(1985)