

高強度レーザーによるプラズマ利用陽子加速法の研究

伊藤弘昭¹、M.Bakhtiari、桑原正道、湯上 登、西田 靖

宇都宮大学大学院工学研究科

〒321-8585 栃木県宇都宮市陽東 7-1-2

概要

陽子・イオン加速器の有用性が知られ、他分野にわたって普及されるにつれて、加速器の小型化が望まれている。レーザーとプラズマを用いた陽子加速法の基礎研究は超小型陽子加速器を製作する上で必要不可欠である。

本研究では超短パルス高強度レーザーによって励起された電子航跡場（電子プラズマ波）の横方向電場を利用する陽子加速法について 2 次元で計算を行った。その結果、加速勾配は従来の RF 加速法より大きいことが示された。

1. はじめに

荷電粒子を高エネルギーまで加速する粒子加速器は高エネルギー粒子を対象とした分野において必要不可欠なものとなっており、さらに高エネルギー化への要望が強まっている。プラズマと超短パルス高強度レーザーを用いた電子加速器の研究開発は著しく進展しており、レーザーとプラズマによる電子加速はすでに 100 GeV/m 台の加速勾配が観測されている^[1,2]。

一方、他の粒子、例えば陽子あるいはイオンの加速器に目を向けると、多種多様な分野で応用されている。陽子ビームを例にとると、医療、物性研究、原子核研究等の幅広い応用分野に使用されている。特に、ガンの治療法として陽子ビームがたいへん有効であることがわかってきており、その効用が益々期待される。しかし、従来の陽子・イオン加速器は電子加速器に比べて非常に大型かつコストも高価なため、各病院に設置できないのが現状である。このため、従来の RF 加速器を凌駕する新方式の陽子加速器の出現が待望されている。新しいイオン加速法として後方ラマン散乱に伴うプラズマ波を利用する方法やアルベン衝撃波をイオン加速に用いる方法等が提案されている^[3,4]。また、イオン音波の利用も可能性がある。さらに、波の電場によらない方法として、リング状の電子群が作るポテンシャルに陽子・イオンを置き、電子リングを加速して電子と同じ速度を陽子・イオンに与えようという「電子リング加速器」が研究されていた^[5]。現在、ロシアを中心にこの種の加速法（集団加速）を再認識しようとする動きがある^[6]。また、レーザー核融合の研究では高エネルギーイオンが発生することが報告されており、その加速

機構の議論が急に盛んになってきた^[7]。この高エネルギーイオンの発生機構として、レーザーの動重力によって誘導された空間電荷分離で生じる静電力によってイオンが加速されたと考えられている。そのためレーザーとプラズマの相互作用による MeV のエネルギーを持ったイオンの観測が精力的に行われている。

本研究では、コンパクトな陽子加速器の開発を行うため航跡場加速方式を用いた陽子加速法を提案してきた^[8]。本発表ではこの加速方法について航跡場内の陽子の運動を調べるために 2 次元に拡張した計算を行った。その計算結果をもとにその可能性について検討した結果を報告する。

次に、本研究で計画している陽子加速器の構想図を図 1 に示す。目標として入射エネルギー 1 MeV の陽子を提案する加速方式に入射して加速実験を行う予定である。陽子源から引き出された 30 keV の陽子ビームを前段加速器である IH(Interdigital H-mode) 型線形加速器で 1 MeV 程度まで加速する。IH 加速器に使用する高周波発生器の性能は、周波数 200 MHz、出力 60 kW_p、パルス幅 20 μs である。陽子加速法として電子プラズマ波の横電場を利用した加速法と高エネルギー粒子の加速に適した $V_p \times B$ 加速機構を利用した加速法を用いた陽子加速器を計画している。

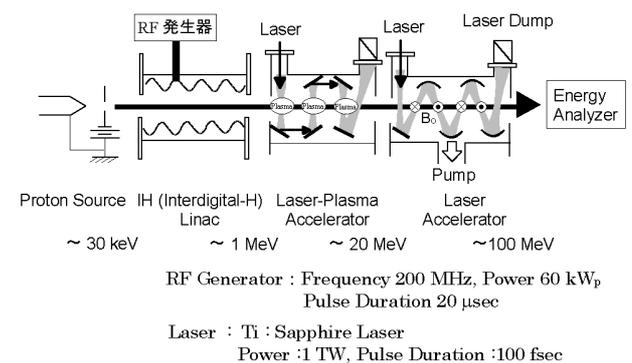


図 1 : 陽子加速器の概観図

2. 陽子加速法の原理

電子プラズマ波（航跡場）は電磁波（レーザー光、マイクロ波等）のポンデロモーティブ力によって励起され、縦方向（電磁波の進行方向）および横方向

¹ E-mail: hiroakii@cc.utsunomiya-u.ac.jp

(進行方向に垂直な方向) の電場成分を持つ。プラズマ中の電子の運動は電磁波パルスのポンデロモータイブ力を考慮した冷たい流体方程式によって表され、密度摂動成分が平衡状態のプラズマ密度に比べて十分に小さいという線形近似を用いると、その流体方程式を解くことができプラズマ中の電子の運動が理解できる。従って、空間的、時間的にガウス分布したレーザーパルスによって励起される電子プラズマ波の電場成分はポアソン方程式から次式で与えられる^[9,10]。

$$E_z = Ak_p \cos(\omega_p t - k_p z) \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) \quad (1)$$

$$E_r = Ak_p \cos(\omega_p t - k_p z) \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) \quad (2)$$

A は

$$A = \sqrt{\pi} \omega_p \tau \exp\left(-\frac{\omega_p^2 \tau^2}{4}\right) \frac{I_{\max} e}{2\varepsilon_0 mc \omega^2}$$

である。ここで、 ω , τ , I_{\max} はそれぞれレーザーの角周波数、パルス幅、最大強度を表す。また、 w_0 はレーザーパルスの焦点におけるスポット半径、 ε_0 は真空の誘電率である。

レーザー軸上での電子密度摂動の比 $\delta n_r / \delta n_z$ は $\delta n_r / \delta n_z = (\lambda_p / \pi w_0)^2$ となるから、電子密度の摂動成分は $\pi w_0 \gg \lambda_p$ のときは縦方向成分、 $\pi w_0 \ll \lambda_p$ のときは横方向成分が大きな影響を及ぼす。ここで $\lambda_p = 2\pi c / \omega_p$ はレーザーパルスによって励起されたプラズマ波の波長である。従来のレーザー励起航跡場加速において $\pi w_0 \ll \lambda_p$ の条件を満たしているため、電子プラズマ波は径方向の電場成分の方が軸方向成分よりはるかに大きい。電子加速ではレーザーとともに進行方向に伝搬する E_z 成分を加速に利用しているが、本研究で提案する陽子加速法では半径方向の航跡場を利用することを考える。その加速機構の概念図を図2に示す。航跡場は相対位相 $\phi = \omega_p t - k_p z$ で振動しているため、径方向から入射した陽子は E_r によって加減速され、 E_z によってビームの収束、発散が起こる。上述の(2)式からわかるように、電子プラズマ波の径方

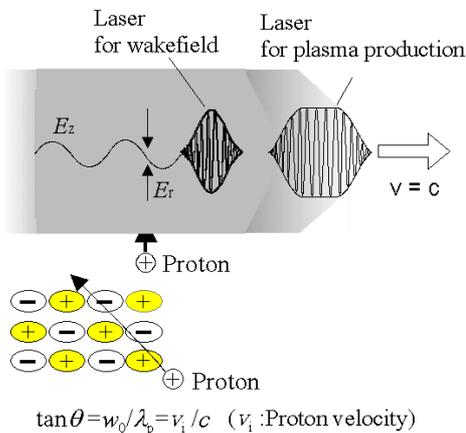


図2：陽子加速法の原理図

向成分 E_r は距離に対して指数関数的に減少するので、有効な粒子加速領域はレーザーのスポットサイズに制限されてしまう。

従って、効率のよい加速が起こるためには陽子と半径方向の航跡場との位相同期をとる必要がある。その条件は $v_i T_p = 2w_0$ である。ここで v_i , $T_p = 2\pi / \omega_p$ はそれぞれ陽子の速度、プラズマ波の周期である。プラズマ角周波数 $\omega_p = (n_e |e|^2 / \varepsilon_0 m)^{1/2}$ はプラズマ密度に依存するので、効率のよい加速が起こるためのプラズマ密度は

$$n_e [\text{cm}^{-3}] \approx 6 \times 10^{17} \frac{\varepsilon_i [\text{MeV}]}{w_0 [\mu\text{m}]} \quad (3)$$

で与えられる。

ここで ε_i は陽子の初期エネルギーである。このとき陽子が得られる最大エネルギー利得 $\Delta \varepsilon$ は

$$\Delta \varepsilon = 2e \int_0^{w_0} E_r dr = 2A(1 - \exp(-2)) [\text{eV}] \quad (4)$$

となる。

3. 計算結果

レーザー励起航跡場の半径方向電場を利用した陽子加速のエネルギー利得について議論するため、航跡場内の陽子の運動を詳細に調べる必要がある。そのため運動方程式を基にした2次元シミュレーションを行った。航跡場励起用レーザーのパラメータは大学に既存のTi-サファイアレーザーシステムに合わせた。すなわち、波長 $\lambda = 800 \text{ nm}$ 、パルス幅 $\tau = 250 \text{ fs}$ 、最大出力 $P = 1 \text{ TW}$ である。このときのレーザーのスポットサイズは $2w_0 = 10 \mu\text{m}$ である。陽子の入射方向を $+r$ 方向と仮定すると、電場 E_r は相対位相 ϕ に依存しているため、最も効率がよい加速が起こる相対位相を考慮する必要があり、その値は $\phi = \pi$ である。図3に初期エネルギー 1 MeV である陽子に対する典型的なシミュレーション結果を示す。その時のプラズマ密度は条件式(3)式より $n_e = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ と算出できる。実線と点線はそれぞれ航跡場内で得られるエネルギー増加と陽子に働く航跡場の電場を示す。陽子は航跡場内で常に加速電場を受けており、加速距離 $15 \mu\text{m}$ でエネルギー増加が約 175 keV となることが図3から明らかである。これを加速勾配に換算すると 12 GeV/m となる。この値は従来のRF加速器の

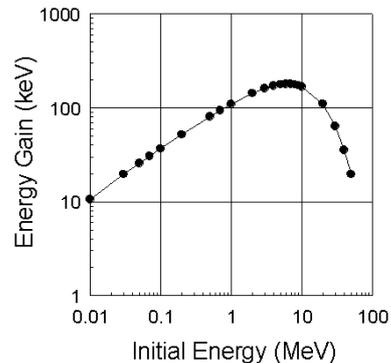


図4：エネルギー利得の入射エネルギー依存性

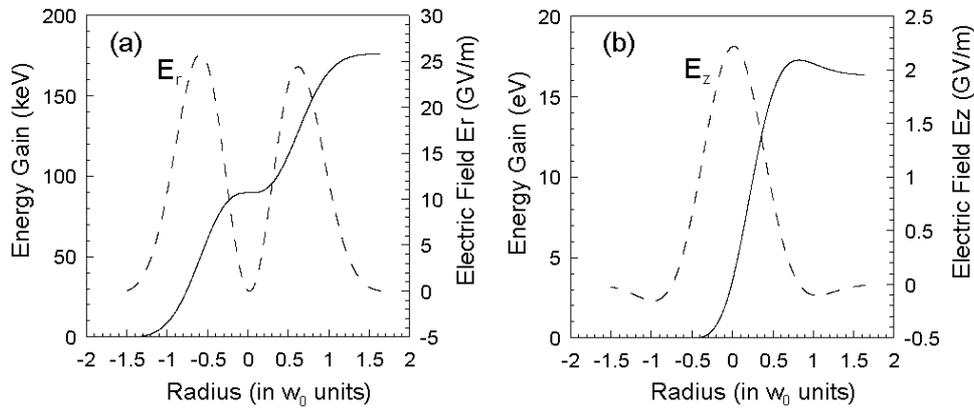


図3：シミュレーション結果

加速勾配よりはるかに大きいことがわかる。また、陽子に作用する電場は半径方向成分が非常に大きく、レーザー軸の方向にはほとんど加速されないのが図3から明らかである。

非線形効果を無視すると、電場 E_r は (2) 式よりレーザー出力に比例しているため、航跡場で加速されて得ることのできるエネルギー利得はレーザー出力に比例していることが推測できる。従って、航跡場励起用レーザーの出力を 10 TW に増加した場合、陽子が得られるエネルギー利得は約 1.7 MeV になることが予想できる。

上述したように陽子と航跡場の位相同期条件(3)式を満たすためにプラズマ密度を調整する必要があるため、航跡場の振幅は陽子の入射エネルギーにも依存することがわかる。つまり、陽子のエネルギー利得は入射エネルギーにも依存性がある。入射エネルギー依存性の結果を図4に示す。図4からこの加速機構は高エネルギー陽子の加速には不向きであることがわかる。

エネルギー利得のプラズマ密度依存性を図5に示す。この結果から、プラズマ密度が増加するとともに電子プラズマ波の周期 T_p は短くなるので、陽子は減速位相を横切っていることがわかる。従って、最も効率よく陽子が加速されるのは同期条件 (3)式を満たす密度であることが示された。また、初期エネルギーが異なる陽子でも同期条件を満たすようにプラズマ密度を調整すれば、効率よく加速させることができる。

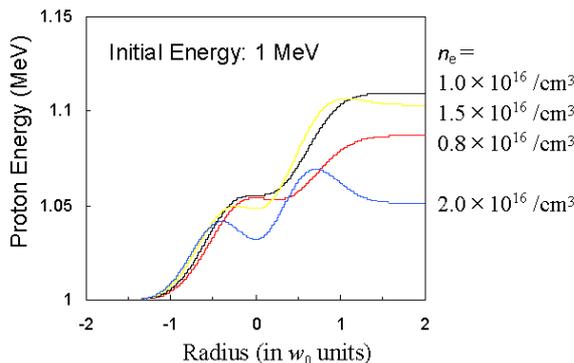


図5：プラズマ密度依存性

4. まとめ

新しい陽子加速法、つまりレーザー励起航跡場加速方式を応用した陽子加速法を用いた小型陽子加速器を提案した。これらの加速方式による陽子加速の可能性はシミュレーション結果から確認でき、現在の機器を使用して実現可能と考えられる。しかし、1段あたりのエネルギー利得は大きくないが、加速勾配は従来のRF加速器より大きいことが証明された。エネルギーが 10 MeV 以上の陽子の加速には不向きであるため、この点を改善するとともに新しい加速方式を検討する必要がある。

参考文献

- [1] A. Ogata, and K. Nakajima, *Laser and Particles Beams* **16**, 381 (1998).
- [2] H. Dewa, *et al.*, *Nucl. Inst. and Meth.* A410, 357 (1998), D. Bernard, *et al.*, *Nucl. Inst. and Meth.* A432, 227 (1999).
- [3] A. Ogata, and T. Katsouleas, *Proc.1998 Workshop on Advanced Accelerator Concepts*, AIP Conf. **472**, 551 (1999).
- [4] B. Rau and T.Tajima, *Phys Plasmas* **5**, 3575 (1998).
- [5] M.Reiser: in *Seminar on New trends in Particle Acceleration Techniques*, Capri, (1982).
- [6] A. I. Dzugach, *et al.*, *Proc. EPAC98*, 821 (1998).
- [7] K. Krushelnick, *et al.*, *Phys Rev. Lett.* **83**, 737 (1999), A. Maksimchuk, *et al.*, *Phys Rev. Lett.* **84**, 4108 (2000).
- [8] H. Ito, *et al.*, *Proc. SPIE* **3886**, 533 (1999), M. Bakhtiari, H. Ito, M. Imai, N. Yugami and Y.Nishida, *Jpn. J. Appl. Phys.* **39**, pL1097 (2000).
- [9] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, and A. Ting, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24**, 252 (1996).
- [10] F. Amiranoff, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 995 (1998).