

[O8-A04]

Proton Accelerator by an Intense Electromagnetic Wave Based on $V_p \times B$ Acceleration Mechanism

Hiroaki Ito, Masashi Imai, Mohammad Bakhtiari, Noboru Yugami, and Yasushi Nishida

Energy and Environmental Science, Graduate School of Engineering, Utsunomiya University
7-1-2 Yoto Utsunomiya, Tochigi, 321-8585

Abstract

When a static magnetic field is applied across the propagation direction of the wave, the charged particles are trapped in the wave through and accelerated effectively along the wave front in the direction of $qV_p \times B$, where q is a unit charge of particles. As compared with the conventional acceleration mechanism, the present mechanism can accelerate the particles more effectively. The cross-field acceleration mechanism can be used for advanced accelerators by employing intense electromagnetic wave. A new proton accelerator employing the cross-field mechanism is introduced and the simulation results with the Runge Kutta method are described. When the initial energy of 10 MeV proton beam is obliquely incident with an angle 70 deg. on the propagation axis of the laser traveling with the speed of light, the simulation results show that the protons are accelerated by the laser field. The energy gain per one stage is not large enough but the acceleration gradient is several ten times larger than the conventional mechanism. It will be possible to make the compact proton accelerator with this principle.

$V_p \times B$ 加速機構を用いた高強度電磁波による陽子加速器の研究

1 はじめに

荷電粒子を高エネルギーまで加速する高エネルギー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。しかし、現在の加速器では加速勾配に上限 (≤ 50 MeV/m) があるために加速距離を延ばすほかなく、これが加速器の大規模化につながっている。このような状況の中でプラズマ波を用いた高エネルギー電子加速の現象が注目されるとともにここ数年の CPA 法 (chirped pulse amplification) を用いたレーザー光源の発達により、プラズマと超短パルス高強度電磁波を用いた粒子加速器の研究開発は著しく進展してきた。

プラズマを用いた新方式の荷電粒子加速器は多数提案されているが、その一つであるレーザー航跡場加速の実験では加速距離が数百 μm で数百 MeV までに電子が加速されたことが報告されている [1,2]。加速勾配に換算すると数十 GeV/m となり、従来の加速器の加速勾配の数千倍の大きさである。現在の段階では、加速器として使用するには多段化や粒子ビームの性能等の問題点がある。

一方、他の粒子、例えば陽子あるいはイオンの加速器は多種多様な分野で応用されており、電子加速

器に比べて多大な投資設備を必要としているにも関わらず、従来の rf 加速器を性能的に凌駕する新方式の陽子加速器の研究は進んでいないのが実状である。特に、1 GeV 以下のエネルギーである陽子やイオンはこれまで実証されてきたプラズマ利用加速器の原理では加速できない。

本研究では電子加速のみではなく、陽子やイオン等の加速にも適用できる $V_p \times B$ 型加速方式に着目し、コンパクトな陽子加速器の開発を行う。この加速機構は理論的 [3]、実験的 [4] に証明されており、プラズマを用いなくとも従来の線形加速器より加速効率が良いことが確かめられている [5]。また、横波を利用した真空場電子加速器に応用され、原理実証されている [6]。講演では、この加速方式を応用した陽子加速方法を提案するとともにその可能性について検討した結果を報告する。

2 原理

電磁波 (レーザー光またはマイクロ波) は横波であるから、一般には直接加速には使えない。図 1 に示すように高強度電磁波を斜め入射すると、陽子の進行方向に電場成分があるため粒子加速に使えることになる。 $V_p \times B$ 加速法を利用した高強度電磁波を用

いた陽子加速を考える。z 方向に進む陽子ビームに高強度電磁波 (レーザー光またはマイクロ波) を斜め入射すると陽子は電磁場によって粒子軌道を曲げられてしまう。その効果を打ち消すために B_0 を y 方向に印加する必要がある。

相対論効果を考慮したイオンの運動方程式は次式で表される。

$$M \frac{d}{dt}(\gamma v) = q[\mathbf{E} + \mathbf{v} \times (\mathbf{B} + \mathbf{B}_0)] \quad (1)$$

ここで M, q はそれぞれイオンの静止質量と電荷である。

今、電磁波は平面波として $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp i(k_x x + k_z z - \omega t)$ で変化すると仮定する。(1) 式から、粒子の速度成分は

$$\begin{aligned} v_x \left[1 - \frac{(\omega_c + \Omega_c)^2}{\omega^2 \gamma^6} \right] &= i \frac{q}{M \omega \gamma^3} E_x + \frac{q(\omega_c + \Omega_c)}{M \omega^2 \gamma^6} E_z \\ v_z \left[1 - \frac{(\omega_c + \Omega_c)^2}{\omega^2 \gamma^6} \right] &= i \frac{q}{M \omega \gamma^3} E_z - \frac{q(\omega_c + \Omega_c)}{M \omega^2 \gamma^6} E_x \end{aligned}$$

ただし、 $\omega_c = qB_y/M, \Omega_c = qB_0/M$ である。

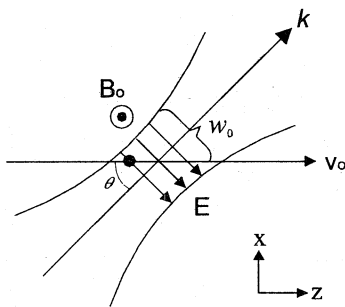


図 1 加速部のモデル

加速器としては粒子は x 方向には曲がって欲しくない。すなわち、 $v_x \rightarrow 0$ が望ましい。そのための条件は次式となる。

$$E_x = i \frac{\omega_c + \Omega_c}{\omega \gamma^3} E_z \quad (2)$$

Maxwell 方程式より、電場の x, z 成分 E_x, E_z は

$$\begin{cases} E_x = \frac{-\omega k_z}{k_x^2 + k_z^2} = -cB_y \cos \theta \\ E_z = \frac{-\omega k_x}{k_x^2 + k_z^2} = -cB_y \sin \theta \end{cases}$$

となり、(2) 式に代入すると

$$\left| \frac{E_x}{E_z} \right| = \frac{\omega_c + \Omega_c}{\omega \gamma^3} = \tan \theta \quad (3)$$

となる。この条件では $\omega_c, \Omega_c < \omega, \gamma > 1$ であるが、外部印加磁場 B_0 を調整すれば、 $v_x \approx 0$ は実現でき

ると考えられる。粒子ビームに対する電磁波の入射角が直角に近づくにつれて、 $\Omega_c \rightarrow -|\omega_c|$ 、すなわち電磁波の磁場成分と逆向きに定常磁場を印加すれば良いことがわかる。

エネルギー利得は (1) 式に v を掛けると

$$Mc^2 \frac{d\gamma}{dt} = q \mathbf{v} \cdot \mathbf{E} \approx q v_z E_z \quad (4)$$

が得られる。粒子のエネルギーが電場方向に運動したことで決まることは他の加速機構と同様である。従って、一段当たりのエネルギー増加率 $\Delta\gamma = \gamma - \gamma_0$ は

$$Mc^2 \Delta\gamma = q \int_0^t \mathbf{v} \cdot \mathbf{E} dt \approx q w_0 E_z = q w_0 E \sin \theta \quad (5)$$

となる。ここで w_0 は電磁波ビームのウエスト長である。

3 計算結果

陽子の加速量を詳細に検討するために運動方程式を基礎方程式として Runge Kutta 法を用いてレーザー光と 1 度の相互作用で起きる加速量の計算を行った。計算に使用したパラメーターを表 1 に示す。

表 1 計算パラメーター

レーザーの波長	800 nm
レーザー強度	6.4×10^{21} W/cm ²
レーザーの位相速度	3×10^{10} cm/sec
初期エネルギー	10 MeV ($\beta = 0.145$)
反応時間	100 fsec
粒子数	100 particles

最初に、エネルギー増加量 $\Delta\varepsilon$ の入射角度依存性を計算した結果を図 2 に示す。このとき定常磁場は $B_0 = 0$ である。この結果から、入射角度が 70° のとき約 75 keV のエネルギー増加が見られる。このときの加速勾配は 2.5 GeV/m となり、従来の rf 加速方式より大きい。一方、入射角が 0° のときエネルギー

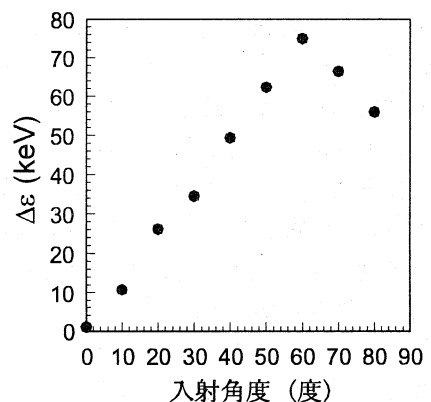


図 2 エネルギー利得の入射角度依存性

増加量はほとんどない。これはレーザー光の位相速度と陽子の速度がかなり異なるため陽子が波に捕捉されていないからである。これは妥当な結果である。以後、入射角度を 60° と固定して計算を行なった。

次に、 $V_p \times B$ の効果を考察するため定常磁場 B_0 を印加したときのエネルギー増加量を計算した。その結果を図 3 に示す。 $B_0 = 10^3$ T 付近から定常磁場の影響が現れ、約 7×10^3 T で定常磁場の効果が顕著になる。この値は入射レーザー光の磁場強度とほぼ等しい値である。しかし、定常磁場の効果が確認できたが、このような強度の磁場を発生させることは現在の技術では不可能である。よって定常磁場を印加しなくても陽子が加速されるので、 $B_0 = 0$ で議論を行う。

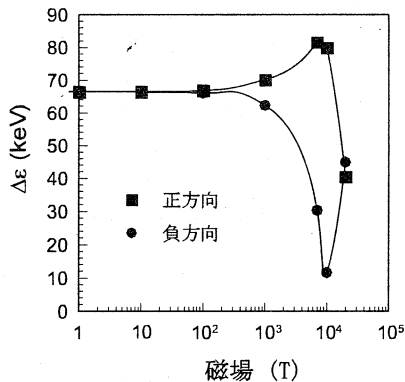


図 3 エネルギー利得の定常磁場依存性

今までの計算結果から、エネルギー 10 MeV の陽子を入射すると、エネルギー増加量は 1% にも満たない。その理由として陽子の速度がレーザー光との位相速度と大きく異なるため効率の良い加速が起きないと考えられる。実際、陽子は加速されて速度は増加するため加速量は入射エネルギーに依存する。エネルギー増加量の入射エネルギー依存性を図 4 に示す。この結果から、入射エネルギーが増加すると、陽子の速度がレーザー光の位相速度に近づくため陽子がレーザー光に捕捉されるようになり、エネルギー増加量も増える。

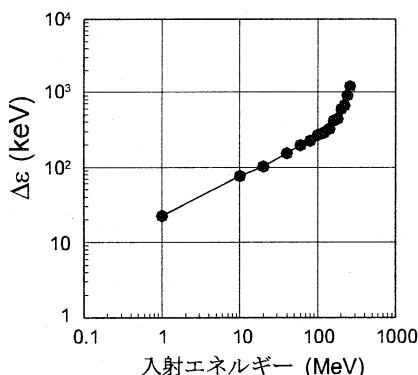


図 4 エネルギー利得の入射エネルギー依存性

一段当たりのエネルギー増加量は小さいので、多段化を行う必要がある。この原理図を図 5 に示す。ミラー間の距離や位置を調整することでタイミングを取ることができる。

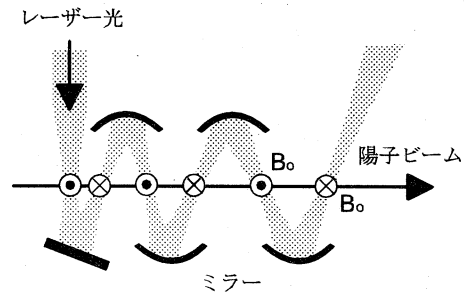


図 5 多段加速の原理

4 結論

横波を使用した真空場の $V_p \times B$ 加速方式を応用した陽子加速法を提案した。計算結果から、この方式は陽子を加速しており、加速勾配が従来の加速器より大きいことがわかった。1 GeV 以下の陽子に対して、陽子とレーザー光の伝搬速度の違いにより同期が取れていないので、効率良く加速が行われていない。この点を改善する必要がある。定常磁場の問題点を除けば、この方式は現在の機器を使用して実現可能である。今後、詳細な考察(粒子軌道など)を行う予定である。

参考文献

- [1] K. Nakajima, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4428 (1995).
- [2] A. Modena, Z. Njmudin, A. E. Danger, C. E. Clayton, K. A. Marsh *et al.*, Nature **377**, 606 (1995).
- [3] R. Sugihara, and Y. Midzuno, J. Phys. Soc. Jpn., **47** 1290 (1979).
- [4] Y. Nishida, M. Yoshizumi, and R. Sugihara, Phys. Lett. **105A**, 300 (1984), Y. Nishida and T. Shinozaki, Phys. Rev. Lett. **65**, 2386 (1990).
- [5] Y. Nishida, N.Yugami, H. Onihashi, T. Taura, and K. Otsuka, Phys. Rev. Lett. **66**, 1854 (1991).
- [6] N. Yugami, K. Kikuta, and Y. Nishida, Phys. Rev. Lett. **76**, 1635 (1996).