

激光等离子体波电子加速器*

常文蔚 张立夫 邵福球

国防科技大学应用物理系, 长沙, 410003

1990年3月1日收到

本文分别用理论分析和粒子模拟方法讨论了等离子体尾波加速器和拍波加速器的物理机制。结果表明,只要激光等离子体波足够强,加上适当强度的横向磁场,就可以把 MeV 数量级的电子在公尺距离内加速到 GeV 数量级的能量。另外,还用粒子模拟方法,研究了激光对热等离子体受激向后喇曼散射产生低相速度的等离子体静电波对低能电子加速的问题,探讨了多级或多波加速的可能性。结果表明,利用激光等离子体波加速器,在一般的实验室条件下,就可获得 GeV 数量级的高能电子。

PACC: 2975; 4260; 5235

一、引 言

把电子(或其它带电粒子)加速到高能,对于科学、经济、国防无疑具有重大意义。但要把电子加速到 GeV 数量级的能量,暂不论需要多么复杂的技术和巨额的投资,仅就加速器的线度用公里计就够惊人的。如果能将高能电子加速器的线度和耗资均缩小三个数量级,这将是加速器史上的革命。本文的主要目的就在于探讨这种可能性。也许以下各节的理论分析和粒子模拟计算结果^[1-3]给出了过于乐观的估计,但至少告诉人们沿着这个方向走下去是大有希望的。

二、等离子体波加速器的基本原理

1980年前后, Tajama 和 Dawson^[4-6]提出了一种新的集体加速机制,即利用等离子体波来加速电子(或其它带电粒子)。基本思想是利用激光与热等离子体的非线性相互作用,产生相速度接近光速 c , 具有强的纵向电场的等离子体静电波,当电子速度略小于波的相速度时,即 $v \leq v_{ph}$, 波就会俘获并加速电子。

1. 等离子体静电波的场强的量级

等离子体静电波是纵波,它由电荷的纵向扰动产生,即

$$\nabla \cdot E = -4\pi e \delta n_e.$$

* 国家自然科学基金资助的课题。

设扰动的电子数密度近似等于电子的数密度, 即 $\delta n_e = n_0$, 且等离子体波的相速度接近光速 c , 即 $v_{ph} = \omega_p/k_p \approx c(1 - \omega_p^2/\omega^2)^{1/2} \approx c$, 式中 ω_p 为电子等离子体频率 $\omega_p = \sqrt{4\pi n_0 e^2/m_e}$, k_p 为波数, 有

$$eE_{\max} \approx 4\pi n_0 e^2/(\omega_p/c) = m_e c \omega_p \approx \sqrt{n_0} (\text{eV/cm}).$$

取 $n_0 \approx 10^{18}/\text{cm}^3$, 则等离子体波场强的数量级为

$$eE_{\max} \approx 1 \text{ GeV/cm}.$$

这相当于现有最高水平加速器的加速梯度的 1000 倍.

2. 电子能量的加速极限

当电子的速度略小于波的相速度时, 波将俘获电子并将其加速. 由于波的相速度已接近光速 c , 只要使电子的速度向光速接近少许, 电子的能量就会显著增加. 但电子的加速过程不能无限延续下去, 实际上在很短的时间内结束, 因为只要电子能量稍微超过电子所感受到的势阱深度, 电子就会从波的俘获中逃逸出去. 因此电子加速能达到的能量有一个极限值. 在实验室坐标系中, 波的势阱深度为

$$e\Phi_{\max} \approx e \int_0^L E_{\max} dr \approx m_e c \omega_p \cdot c/\omega_p = m_e c^2,$$

电子所感受到的波的势阱深度为

$$e\Phi = \gamma_{ph} e\phi_{\max} = \gamma_{ph} m_e c^2,$$

式中 $\gamma_{ph} = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$, $\beta = v_{ph}/c$.

这就是电子所能达到的最大能量在波坐标系中的值, 经 Lorentz 变换

$$\begin{pmatrix} \gamma_{ph} & -i\beta\gamma_{ph} \\ i\beta\gamma_{ph} & \gamma_{ph} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \gamma_{ph}\beta m_e c \\ i\gamma_{ph} m_e c^2/c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\gamma_{ph}^2 \beta m_e c \\ im_e c^2 \gamma_{ph}^2 (1 + \beta^2)/c \end{pmatrix},$$

得到了在实验室系中, 被波俘获的电子能达到的最大能量为

$$W_{\max} = 2\gamma_{ph}^2 m_e c^2.$$

因为 $\beta = v_{ph}/c$, $v_{ph} = c(1 - \omega_p^2/\omega^2)^{1/2}$, 式中 ω 为激光波频率. 所以

$$\gamma_{ph} = 1/\sqrt{1 - \beta^2} = \omega/\omega_p,$$

因此

$$W_{\max} = 2(\omega/\omega_p)^2 m_e c^2 = (\omega/\omega_p)^2 \text{ MeV}$$

或 $\gamma_{\max} = 2(\omega/\omega_p)^2$ 为以电子静止能量为单位的电子能量的加速极限值.

例如, 将 CO_2 激光入射到密度 $n_0 = 10^{15}/\text{cm}^3$ 的等离子体中, 因 $\omega/\omega_p \approx 100$, 可得

$$W_{\max} = 10^4 \text{ MeV} = 10 \text{ GeV}.$$

又因加速梯度

$$\Delta W/\Delta L = \sqrt{n_0} (\text{eV/cm}) \approx 31.6 \text{ MeV/cm},$$

得

$$l_{\max} = 316 \text{ cm},$$

即约在 3 m 的距离内, 可将电子加速到 10 GeV 数量级的高能.

3. 克服加速极限的办法

1983 年 Katsouleas 和 Dawson^[7] 提出了一种突破加速极限 $W_{\max}$ 的锁相方案, 使得被俘获的电子永远锁在加速相位上不能逃逸, 从而在理论上可以对电子无限加速. 这就是在垂直于等离子体静电波的传播方向(设为 x 方向)上加一大小适当的稳恒磁场(设在 z 方向), 被俘获的电子就会在 y 方向上受一个力 $(-ev_{ph} \times B/c)$, 电子一旦在 y 方向获得速度 v_y , 又会受到一个力 $(-ev_y \times B/c)$, 这个力恰好与波的传播方向相反. 在波坐标系中, 只要电子受的波的电场力 $eE_x \sin k'x'$ (撇号表示波坐标系中的量)与磁场力 $ev_y B_z/c (= eB_z \gamma_{ph} B'_y/c \approx eB_z \gamma_{ph})$ 相平衡, 电子就可能被锁在加速相位上. 由于

$$\sin k'x' \leq 1,$$

因此锁相条件为

$$E_x > \gamma_{ph} B_z,$$

即等离子体波的场强比横向磁场的 γ_{ph} 倍还要大. 事实上, 电子的相对论运动方程为

$$d(\gamma v_x)/dt = -(eE_x/m_e) \sin(kx - \omega t) - \omega_c v_y,$$

$$d(\gamma v_y)/dt = \omega_c v_x, \text{ 式中 } \omega_c = eB_z/m_e c.$$

由于锁相, 取

$$v_x = v_{ph}, \text{ 有 } \gamma v_y = \omega_c v_{ph} t,$$

又

$$v_y = \sqrt{c^2 - v_{ph}^2} = c\sqrt{1 - v_{ph}^2/c^2} = c/\gamma_{ph},$$

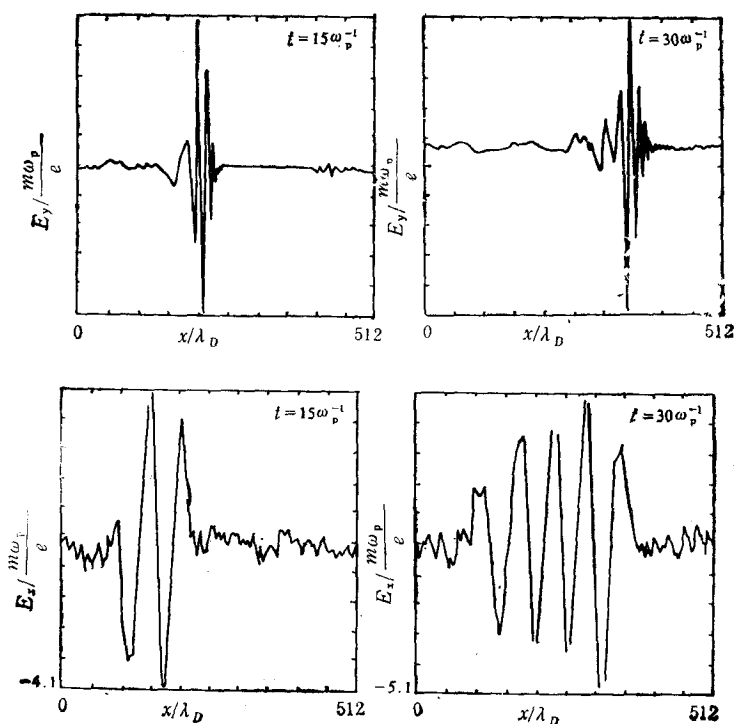


图1 电磁波和等离子体尾波

因此

$$\gamma = \omega_c v_{ph} t = \gamma_{ph} / c = \gamma_{ph} (\omega_c / c) x,$$

当加速时间 t 或加速距离 x 变大时, 就可以突破加速极限。

三、激光等离子体尾波加速器

我们成功地用 12/2 维相对论性电磁模粒子模拟程序^[8]对尾波加速器的机制进行了粒子模拟, 模拟结果^[2]如下:

当对均匀热等离子体入射一束很短的强激光脉冲时 (其宽度约等于二分之一等离子

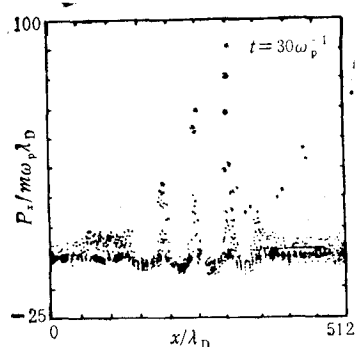


图 2 电子纵向动量空间分布

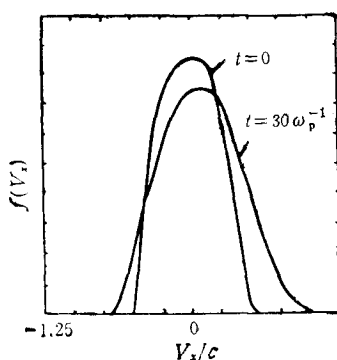


图 3 电子纵向速度空间分布

体波长, 幅值 $E_y = m\omega_p c / e$), 会产生一有质动力驱使等离子体作纵向振动, 从而形成一等离子体尾波紧跟在激光脉冲的后面。如图 1 所示, 尾波的相速度等于电磁波包的群速度。

$$v_{ph} = v_{\text{light}} = c(1 - \omega_p^2 / \omega^2)^{1/2} \approx c,$$

尾波的幅度可达到

$$E_x \approx 0.5 \sim 0.6(m\omega_p c / e).$$

因此便可俘获电子并对它加速。图 2 清楚地给出在等离子体波处, 电子的纵向动量显著变化的情况。由图 3 可以看出, 有的电子已加速到接近光速。还在粒子模拟中, 测得电子的最大能量值随 $(\omega / \omega_p)^2$ 的变化关系, 从图 4 中可以看出, 模拟结果与理论值 ($\gamma_{\max} = 2(\omega / \omega_p)^2$) 符合得比较好。

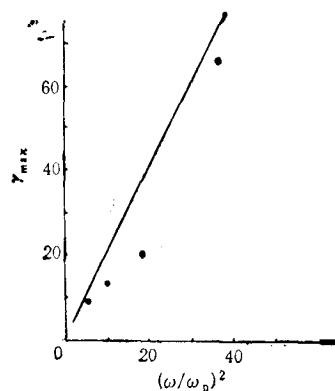


图 4 电子最大能量模拟与理论值比较

四、激光等离子体拍波加速器

同样地用 12/2 维相对论电磁模粒子模拟程序成功地对拍波加速器的机制进行了粒子模拟^[2,3]。

对均匀热等离子体入射两束连续工作的激光。如果两束激光的频率差等于等离子体

频率, 根据匹配条件

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

及

$$\omega_p \ll \omega_1, \omega_2,$$

得到了相速度接近光速的等离子体拍波,

$$v_{ph} = \omega_p/k_p = \Delta\omega/\Delta k \approx v_g^{\text{light}} = c(1 - \omega_p^2/\omega^2)^{1/2} \approx c,$$

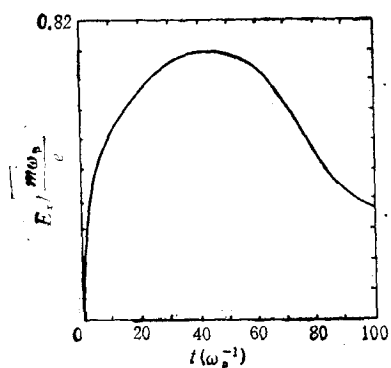


图 5 拍波振幅随时间变化

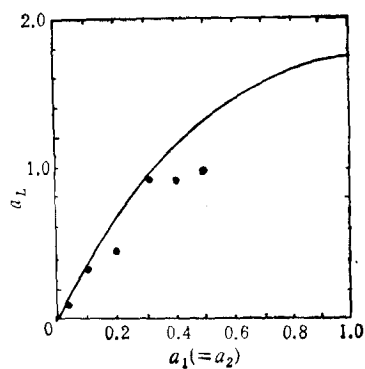
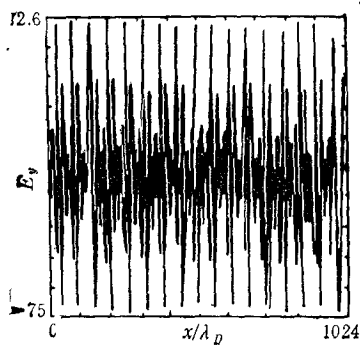
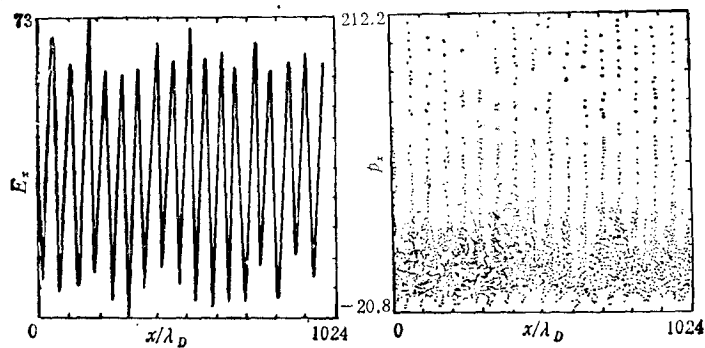


图 6 激光振幅对拍波饱和振幅的影响



(a) 激光拍频波 ($t = 40\omega_p^{-1}$)



(b) 等离子体拍波 ($t = 40\omega_p^{-1}$)

(c) 电子纵向动量分布 ($t = 40\omega_p^{-1}$)

图 7

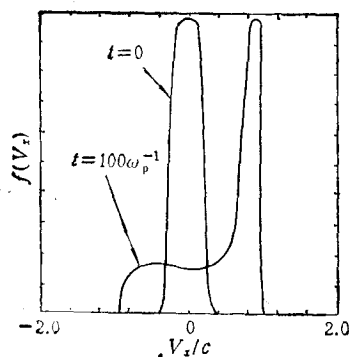
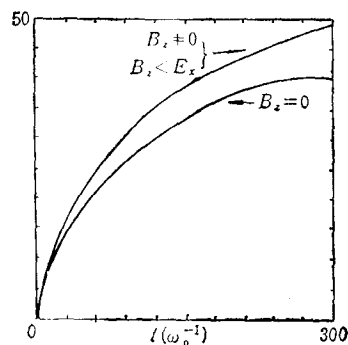


图 8 电子纵向速度分布

图 9 电子最大能量随时间变化 $\omega/\omega_p = 4.5$

拍波的饱和振幅^[9,10], 在不考虑电子俘获情况下, 近似为

$$a_L = eE_x/m\omega_p c \approx ((16/3)a_1 a_2)^{1/3},$$

时间增长率^[11]近似为

$$\alpha/\omega_p \approx (1/4)a_1 a_2,$$

式中 $a_{1,2} = eE_{1,2}/m\omega_{1,2}c$, 它表示激光波振幅的大小. 图 5 给出拍波振幅随时间增长, 很快俘获电子达到饱和, 并把能量交给电子而衰减的情况. 当激光振幅 $a_1 = a_2 = 1$ 时, 拍波最大场强可达 $0.82 m\omega_p c/e$. 图 6 给出拍波饱和振幅随激光波振幅变化的情况, 理论值偏高是自然的, 因为它未考虑波对电子的俘获. 两束激光拍频产生等离子体拍波并加速电子的情况由图 7 给出. 也可以从电子的纵向速度分布(如图 8 所示)中清楚看出许多电子已被加速到高能的情形. 值得注意的是, 当不加横向磁场时, 测得的电子最大能量有一饱和值 ($\sim 2(\omega/\omega_p)^2 \approx 40$), 当加上适当的 B_z 后, 电子能量可以突破这个值, 如图 9 所示.

五、多级(或多波)加速

以上讨论了高能电子的加速问题, 只要激光等离子体波足够强, 加上适当强度的横向磁场, 就可以把 MeV 数量级的电子在公尺距离内加速到 GeV 数量级的能量. 如果能够解决用等离子体波加速低能电子的问题, 就可能实现对电子的多级或多波加速, 从低能逐级加速到高能.

我们用粒子模拟的方法, 研究了激光对热等离子体受激向后喇曼散射产生低相速度的等离子体静电波对低能电子加速的问题^[4]. 不加横向磁场 B_z 时, 由于存在朗道阻尼, 使得静电波很难形成, 而且电子只能加速到波的相速度那样大小的速度. 因此, 在粒子模拟中加上了横向磁场 B_z , 这样, 不仅排除了朗道阻尼使得等离子体静电波容易产生, 而且电子的速度可以加速到比波的相速度大得多的速度.

$$v \approx (\omega/\omega_c)v_{ph}.$$

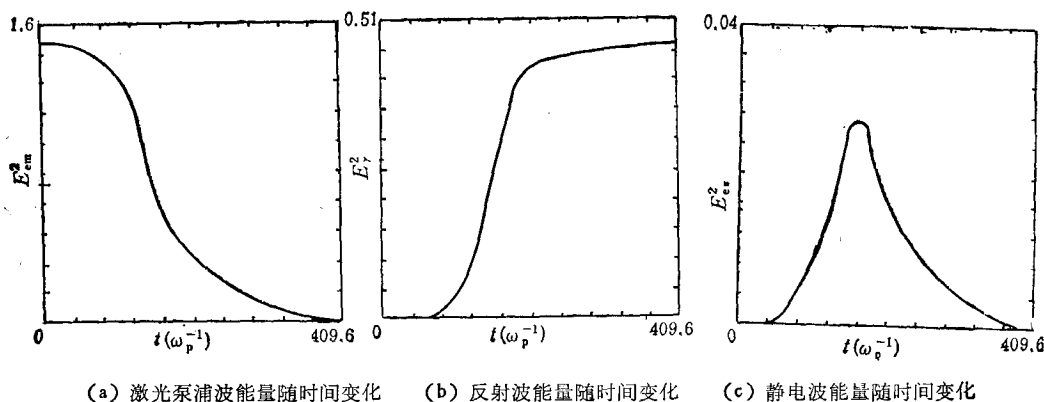


图 10

这不难从考察电子的非相对论运动方程得到

$$mv_x = -eE_x \sin(kx - \omega t) - ev_y(B_z/c), \quad mv_y = ev_x(B_z/c).$$

起初, 由于 v_y 很小, $E_x \gg v_y B_z/c$, 因此电子被波俘获, $v_x \approx v_{ph}$, $v_y \approx (eB_z/mc)v_{ph}t$, 随着 v_y 的增长, 抵消俘获力 $ev_y(B_z/c)$ 也增大, 直到 $E_x \approx v_y(B_z/c)$ 时, 电子将从俘获中逃逸. 若取 $E_x = m\omega^2/ek = m\omega v_{ph}/e$, $v_y = (E_x/B_z)c = (mc/eB_z)\omega v_{ph} = (\omega/\omega_c)v_{ph}$, 则电子可能达到的速度为

$$v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} \approx \sqrt{1 + (\omega/\omega_c)^2} v_{ph} \approx (\omega/\omega_c) v_{ph},$$

式中 ω 为静电波频率, $\omega_c = eB_z/mc$ 为横向磁场的拉莫尔频率. 模拟结果表明, 入射激光泵浦电磁波、反射电磁波, 以及等离子体静电波满足频率和波数的匹配关系

$$\omega_{em} = \omega_r + \omega_{es}, \quad k_{es} = k_{em} + k_r.$$

图 10 (a), (b), (c) 分别给出激光泵浦波、反射电磁波和等离子体静电波的振幅随时间的变化情形, 静电波的衰减是由于俘获并加速电子的结果. 图 11 给出的快速电子 ($v > v_{ph}$) 数目随时间的增长情况, 证实了静电波俘获电子导致电子加速.

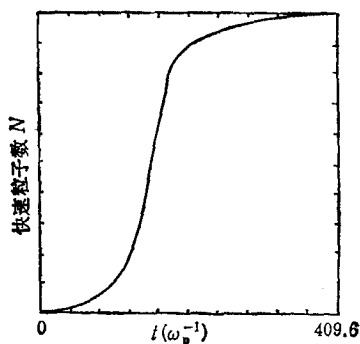


图 11 快速电子数目随时间变化

从以上的分析和粒子模拟结果来看, 似乎可以得到这样的结论: 利用激光等离子体波加速器, 在一般的实验室条件下, 就可以获得 GeV 数量级的高能电子. 当然, 要在实验室真正实现这一想法, 还要作大量的深入细致的研究工作.

作者衷心感谢中国等离子体物理研究会的大力支持.

[1] 丁宇征、常文蔚、张立夫, 第五届全国等离子体科学技术会议论文集, (1989), 1—6 页.

[2] 丁宇征、常文蔚、张立夫, 同上, (1989), 7—11 页.

[3] 刘元喜、常文蔚、张立夫, 同上, (1989), 43—47 页.

- [4] T. Tajama, J. M. Dawson, *IEEE Trans. Nucl. Science*, **NS-26**(1979), 4188.
- [5] T. Tajama, J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 267.
- [6] T. Tajama, J. M. Dawson, *IEEE Trans. Nucl. Science*, **NS-28**(1981), 3416.
- [7] T. Katsouleas, J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.*, **51**(1983), 382.
- [8] J. M. Dawson, *Rev. Mod. Phys.*, **55**(2)(1983), 403.
- [9] C. Joshi, W. B. Mori, T. Katsouleas, J. M. Dawson, J. M. Kindel, D. W. Forslund, *Nature*, **311**(1984), 525.
- [10] D. W. Forslund, J. M. Kindel, W. B. Mori, J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1981), 558.
- [11] M. N. Rosenbluth, C. S. Lin, *Phys. Rev. Lett.*, **29**(1972), 701.

LASER PLASMA WAVE ELECTRON ACCELERATORS

CHANG WEN-WEI ZHANG LI-FU SHAO FU-QIU

Department of Applied Physics, National University of Defense Technology, Changsha, 410003

(Received 1 March 1990)

ABSTRACT

In this paper, we discuss the physical mechanism of laser plasma wake wave and beat wave accelerators by means of theoretical analysis and particle simulation methods. The results show that: as long as laser plasma wave has $V_{ph} \approx c$ and is strong enough, and with a proper transverse magnetic field applied, we may accelerate relativistic electrons to the order of magnitude of GeV within a distance of meters. We have also studied the problem of ES wave with low phase velocity generated by laser plasma Raman scattering to accelerate non-relativistic electrons by using particle simulation methods, and possibility of multistage, or multiwave, acceleration is explored as well. The results show that: taking the advantage of laser plasma wave accelerator, we will be able to get high energy electrons of the order of magnitude of GeV under ordinary laboratory conditions.

PACC: 2975; 4260; 5235