第 46 卷 第 12 期 1997 年 12 月
1000-3290/97/46(12)/2384-05
物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA
Vol. 46, No. 12, December, 1997


# 一种新型加速器

曾贵华　徐至展
(中国科学院上海光学精密机械研究所,上海　201800)
(1997 年 4 月 29 日收到)

提出了一种新型加速器方案,并对此方案进行了理论分析和数值计算.这种方案加速带电粒子的原理是利用强激光产生的自生磁场与强激光场构成的混合场使粒子得到加速.结果表明,粒子在较短的长度范围内可获得较大的能量.

PACC: 5240M; 5240D; 5260

为了突破传统直线加速器的局限,一些新的加速器方案正在研究之中,随着强激光的出现,人们把目光对准了强激光加速带电粒子这一充满前景的课题.用强激光加速粒子的方案可归结为两类,其一是用强激光在真空中加速粒子,另一类是用强激光在等离子体中加速粒子.在真空中,可利用强激光的相对论有质动力在半个脉冲内加速带电粒子(纵向加速)[1];也可利用线偏振光的横向电场,在强激光的焦点处,电场可达 $10^{10}$ V/m 量级,该电场作用在带电粒子上,使之获得一个很大的 quiver 能,在适当的条件下引出粒子,从而得到加速(横向加速)[2];如果加上适当的小外场,使激光场纵向对称性得以破坏,则粒子在半个周期内得到加速[3,4].在等离子体中,目前的方案是利用强激光与等离子体相互作用产生的等离子体波形成的高梯度电场加速粒子[5],最为详细的方案有拍频波加速器[6]、等离子体尾场加速器[7]及激光尾场加速器[8].

强激光在等离子体中传播时,除了在等离子体中产生静电场外,同时将产生自生磁场.在均匀欠稠密冷等离子体中产生自生磁场的机制有逆法拉第效应(对圆偏振光)和有质动力机制[9—12].我们的研究发现,利用强激光场及强激光与等离子体相互作用产生的自生磁场能加速带电粒子,我们把这种加速器称作激光自生磁场加速器,本文叙述这种加速器的原理.

为讨论方便,设强激光为圆偏振光,在近轴近似下可表示为

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} E_0(\hat{\mathbf{e}}_r + \mathrm{i}\lambda\hat{\mathbf{e}}_\theta)\exp(\mathrm{i}\psi) + \mathrm{c.c.},$$

式中 $\psi = \omega t - kz$, $\omega$, $k$ 分别为激光的频率和波数, $E_0$ 为强激光电场的慢变振幅, $\lambda$ 取 1 或 $-1$, 分别对应右旋或左旋圆偏振光, $\hat{\mathbf{e}}_r$ 和 $\hat{\mathbf{e}}_\theta$ 是 $r$ 和 $\theta$ 方向的单位矢量.当强激光在等离子体中传播时,激光场的作用使等离子体中的电子做圆周运动,电子等离子体的这种圆周运动在等离子体中产生一准静态磁场,其方向与圆偏振光的旋动方向有关,左旋光产生的磁场沿激光的传播方向,右旋光产生的磁场与激光传播方向相反.若激光的脉冲长度 $L \gg \lambda_p$(这里 $\lambda_p$ 为等离子体波波长),则有质动力产生的自生磁场可以略去.

产生的自生磁场可用方程

$$\nabla \times \boldsymbol{B}_s = \frac{4\pi}{c}\boldsymbol{J}_s + 4\pi\nabla \times \boldsymbol{M} \tag{1}$$

来描述,式中 $\boldsymbol{B}_s$ 为自生磁场, $\boldsymbol{M}$ 为电子的总磁矩, $\boldsymbol{J}_s$ 为慢变电流密度.单个电子的磁偶极矩为

$$\boldsymbol{\mu} = -\frac{e}{2c} < \boldsymbol{r}_0 \times \boldsymbol{v}_\perp >, \tag{2}$$

式中 $r_0$ 为电子轨道半径, $\boldsymbol{v}_\perp$为电子速度.对所有电子的磁偶极矩求和得到

$$\mathbf{M} = -\frac{ecn_0}{\omega}\frac{a_L^2}{2\gamma^2}\hat{\boldsymbol{e}}_z, \tag{3}$$

式中 $\gamma=\sqrt{1+(P/mc)^2}$为相对论因子, $\boldsymbol{a}=e\mathbf{E}/mc\omega$, $a_L$ 为 $a$ 的幅值.

采用冷等离子体模型,由电子等离子体满足的流体动力学方程

$$\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + (\mathbf{V}\cdot\nabla)\mathbf{P} = -e\left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{V}}{c}\times\mathbf{B}\right) \tag{4}$$

及连续性方程

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\nabla\cdot(n\mathbf{V}), \tag{5}$$

不难求得电子等离子体的基频振荡动量

$$\mathbf{P}_\perp = -\frac{\mathrm{i}}{2}mca_L(\hat{\boldsymbol{e}}_r + \mathrm{i}\lambda\hat{\boldsymbol{e}}_\theta)\exp(\mathrm{i}\psi) + \mathrm{c.c.} \tag{6}$$

及电子等离子体密度

$$n = -\frac{\mathrm{i}ca_Ln_0}{2\omega}(\hat{\boldsymbol{e}}_r + \mathrm{i}\lambda\hat{\boldsymbol{e}}_\theta)\nabla(\exp(\mathrm{i}\psi)\gamma^{-1}) + \mathrm{c.c.} \tag{7}$$

将(3),(6),(7)式代入(1)式得出

$$b_s = -\frac{1}{2}\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\left(\frac{3a_L^2}{2\gamma^2} - \frac{1}{2}\ln\gamma^2\right). \tag{8}$$

这里 $\boldsymbol{b}_s = e\boldsymbol{B}_s/mc\omega$.对长脉冲激光,在激光脉冲中部,自生磁场在强激光传播轴方向的变化可略,因而可认为自生磁场不依赖于时间变量;另外,对宽激光束,自生磁场随坐标 $r$ 的变化是很缓慢的,若电子能聚焦在强激光的传播轴附近,则在被加速电子的运动尺寸标度内磁场基本不变.因此,自生磁场的横向梯度引起的漂移速度可略,在上述条件下,自生磁场可视为一恒量磁场.

在强激光等离子体相互作用区内,混合场可表示为

$$\mathbf{B} = (B_0\cos(\psi), B_0\sin(\psi), B_s), \tag{9a}$$

$$\mathbf{E} = (E_0\sin(\psi), -E_0\cos(\psi), E_s), \tag{9b}$$

式中 $B_0$ 为强激光磁场的慢变振幅, $\mathbf{E}_s$ 为强激光等离子体相互作用中产生的静电场,可由泊松方程得到

$$\nabla\cdot\mathbf{E}_s = 4\pi e(n_0 - n), \tag{10}$$

$n$, $n_0$ 分别为电子等离子体密度和背景等离子体密度.

设有一电子或稀薄电子束,让其注入强激光场中,则注入电子的运动满足相对论动量

方程

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{P}_e}{\mathrm{d}t} = -e\left(\boldsymbol{E} + \frac{1}{c}\boldsymbol{V}_e \times \boldsymbol{B}\right), \tag{11}$$

式中 $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_L + \boldsymbol{E}_s$, $\boldsymbol{B} = \boldsymbol{B}_L + \boldsymbol{B}_s$; $\boldsymbol{E}_L$, $\boldsymbol{B}_L$ 分别为激光场的电场和磁场; $\boldsymbol{V}_e$, $\boldsymbol{P}_e$ 分别为注入电子的速度和动量. 对于长脉冲, $\boldsymbol{E}_s \approx 0$, 因此在下面的讨论中我们略去 $\boldsymbol{E}_s$, 将方程(11)写为分量形式

$$\frac{\mathrm{d}P_r}{\mathrm{d}t} + \omega_c P_\theta = -mca(\omega - k\dot{z})\sin\psi, \tag{12a}$$

$$\frac{\mathrm{d}P_\theta}{\mathrm{d}t} - \omega_c P_r = mca(\omega - k\dot{z})\cos\psi, \tag{12b}$$

$$\frac{\mathrm{d}P_z}{\mathrm{d}t} = -\omega_c \frac{B_0}{B_s}[P_r \sin(\psi) - P_\theta \cos(\psi)]. \tag{12c}$$

这里 $\omega_c$ 定义为 $\omega_c = eB_s c/\epsilon$, $\epsilon$ 为注入电子在场中的能量, 满足

$$\frac{\mathrm{d}\epsilon}{\mathrm{d}t} = -e\boldsymbol{V}_e \cdot \boldsymbol{E}, \tag{13}$$

由麦克斯韦方程并采用常用的慢变包络近似, 给出

$$\boldsymbol{k} \times \boldsymbol{E} = \frac{\omega}{c}\boldsymbol{B}. \tag{14}$$

联立方程(11), (13), (14)得到

$$\frac{\mathrm{d}\epsilon}{\mathrm{d}t} = \frac{\omega}{k}\frac{\mathrm{d}P_z}{\mathrm{d}t} = -\frac{eB_s c}{\omega_c^2}\frac{\mathrm{d}\omega_c}{\mathrm{d}t}. \tag{15}$$

可见注入电子能量的增加与电子动量的纵向分量成正比. 当强激光场满足 $E_0 = B_0$, 且设 $t = 0$ 时, $\omega - k\dot{z}_0 - \omega_{c0} = 0$, 则可求得电子的运动恒满足回旋共振条件, $\omega - k\dot{z} - \omega_c = 0$. 将(12a), (12b)式化为积分方程并代入(12c)式, 利用(14), (15)式经过较复杂的计算得到

$$\left(\frac{\mathrm{d}\epsilon}{\mathrm{d}t}\right)^2 = -V(\epsilon), \tag{16}$$

$$V(\epsilon) = -\omega^2 \epsilon_0^2 \{2\alpha(\epsilon_0/\epsilon) + (\beta^2 - 2\alpha)(\epsilon_0/\epsilon)^2\}, \tag{17}$$

$$\alpha = -b_s a, \qquad \beta = \beta_0 a\cos\delta_0.$$

这里 $\beta_0 = \frac{v_{\perp 0}}{c}$ 为横向初始归一化速度, $\delta_0$ 为 $v_{\perp 0}$ 与电场 $\boldsymbol{E}$ 间的夹角, $\epsilon_0$ 为注入电子初始能量. 方程(16)可解析求出

$$6\alpha^2 \omega t = \sigma^3 - 3(\beta^2 - 2\alpha)\sigma + 2\beta(\beta^2 - 3\alpha), \tag{18}$$

$$\sigma = \sqrt{2\alpha(\epsilon/\epsilon_0) + \beta^2 - 2\alpha} = \sqrt{2\alpha(\epsilon - \epsilon_0)/\epsilon_0^{-1} + \beta^2}.$$

为明晰, 我们计算了注入电子能量的时间演化及其对几个参数的依赖性. 图 1 中示出若激光脉冲宽度为 11 ps, 则在一个脉冲宽度时间内电子能量可提高 3200 倍, 设有一初能量 $\epsilon_0 = 1$ keV 的电子, 则电子在一个激光脉冲宽度内可加速到 $\epsilon = 3.2$ MeV; 随着相互作用时间的增长, 电子能量呈进一步上升趋势. 另外, 电子能量依赖于激光强度、初始速度 $\beta_0$ 及初始角 $\delta_0$, 其依赖关系示于图 2 至图 4 中.

圆偏振强激光在等离子体中传播时,逆法拉第效应在强激光等离子体相互作用区内产生一个方向平行于激光传播方向的自生磁场,激光场与自生磁场的共同作用使得注入

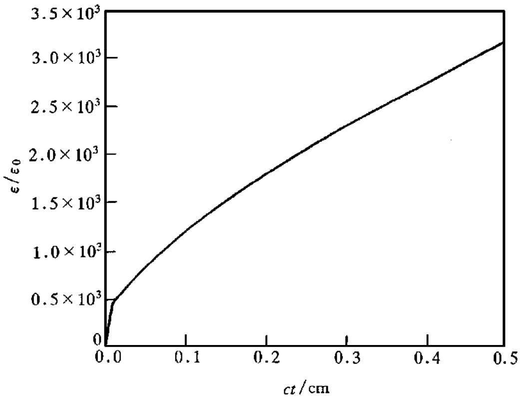


图 1 电子能量的时间演化 $a_L=5.0$, $\delta_0=\pi/8$, $\omega=6.0\times10^{15}$ rad/s, $\beta_0=0.9$

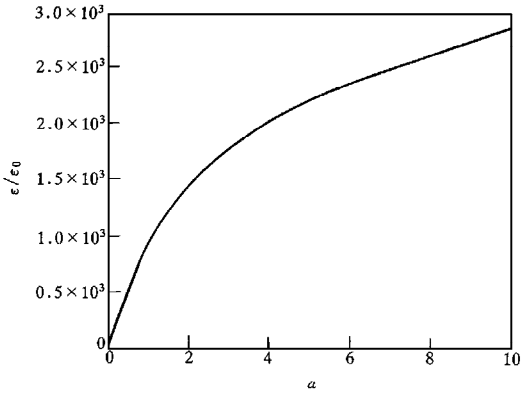


图 2 电子能量对激光幅值 $a_L$ 的依赖性 $ct=0.3$, $\delta_0=\pi/3$, $\omega=6.0\times10^{15}$ rad/s, $\beta_0=0.9$

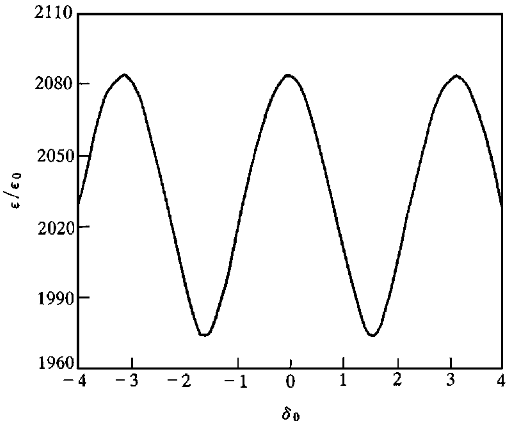


图 3 电子能量对初始角 $\delta_0$ 的依赖性 $ct=0.3$, $a_L=4.0$, $\omega=6.0\times10^{15}$ rad/s, $\beta_0=0.9$

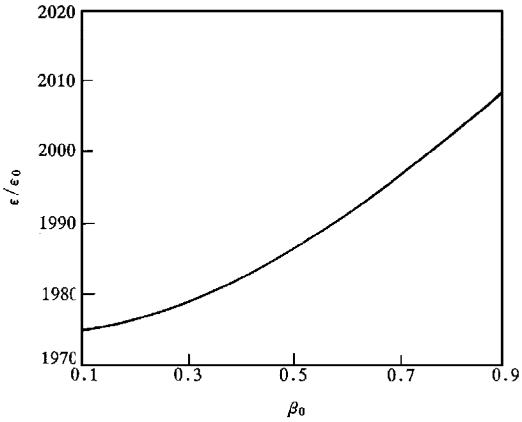


图 4 电子能量对电子初始速度 $\beta_0$ 的依赖性 $ct=0.3$, $a_L=4.0$, $\omega=6.0\times10^{15}$ rad/s, $\delta_0=\pi/3$

的电子或电子束得到加速,特别当入射激光满足 $E_0=B_0$ 时,注入电子做回旋共振. 本文研究表明,在回旋共振的条件下,注入电子与强激光的相互作用时间内,电子能量能得到持续增加;诱发的自生磁场对电子的运动有着较大的影响,由于自生磁场依赖于激光的强度,因此可通过控制激光强度来控制电子的运动. 此外,注入电子的初始参数及强激光的参数对电子加速亦有较大影响.


[1] M.D.Perry and G.Mourou, *Science*, **264**(1994), 917.

[2] C.J.Mckinstrie and E.A.Startsev, *Phys. Rev.*, **E54** (1996), R1070.

[3] S.Kawata, T.Maruyama, H.Watanabe and I.Takahashi, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 2072.

[4] M. S. Hussein and M. P. Pato, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992), 1136.
[5] E. Esarey, P. Sprangle and J. Kralland A. Ting, *IEEE, Trans. Plasmas Sci.*, **24**(1996), 252.
[6] T. Tajima and J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 267.
[7] C. E. Clayton *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 2343.
[8] A. C. L. Chian, *Plasma Phys.*, **21**(1979), 509.
[9] G G. A. Askar'yan, S. V. Bulanov, F. Pegoraro and A. M. Pukhov, *JETP Lett.*, **60**(1994), 251.
[10] A. D. Steiger and C. H. Woods, *Phys. Rev.*, **A45**(1992), 1467.
[11] S. C. Wilks *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **69**(1992), 1383.
[12] R. N. Sudan, *Phys. Rev. Lett.*, **70**(1993), 3075.

# A NEW TYPE ACCELERATOR

ZENG GUI-HUA XU ZHI-ZHAN
(*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai* 201800)
(Received 29 April 1997)

ABSTRACT

A new type of accelerator scheme is proposed, which employs the combination of an intense laser field and a self-generated magnetic field. Theoretical analyses and numerical evalutions are performed. Results show that an electron injected can be efficiently accelerated in the combined field under the cyclotron resonance condition.

**PACC**: 5240M; 5240D; 5260