

锥形光场对电子的加速效应^{*}

王加祥 霍裕昆 冯 量

(复旦大学物理二系, 上海 200433)

(中国科学院量子光学联合开放研究实验室, 上海 201800)

(1995年6月12日收到)

采用解析计算和数值模拟研究了一种径向极化轴对称激光场对电子的加速效应. 讨论了与电子加速有关的定标规律及电子束在光场中的传输特性和束流品质.

PACC: 2195; 2990; 7880

1 引 言

自从80年代以来, 激光加速作为一种新的高梯度加速机制越来越受到人们的重视. 至今为止, 在美、日等国的一些实验室中已观察到激光对电子的加速^[1,2], 但多数工作仍处于理论探索其物理可行性阶段. 这是因为把激光用于粒子加速有两个主要困难要克服, 一是激光场的周期性和它很高的传播速度, 这使得电子与光场之间出现相的滑移; 二是激光场垂直于电子束的分量造成电子的散射, 可使束流的发散度增大^[3,4]. 因此在实际应用中, 必须选取恰当的光场结构以解决这两个问题.

近年来, 人们提出一种径向极化、轴对称的锥形光场^[5,6], 产生这种光场的几何配置见图1. 首先, 在轴上这种光场的横向分量 E_r 为零, 并且有一个可用于加速的纵向分量; 其次, 此光场有一细长的聚焦区, 它与用传统方法(透镜或利用高斯光束)产生的聚焦区的差别在于其长度可以调节, 从而能控制电子与激光场的相互作用长度; 第三, 这是一个在空间被截断的光场, 因此虽然加速区不充任何介质, 电子与光场的位相无法严格匹配, 即必定存在相的滑移, 但

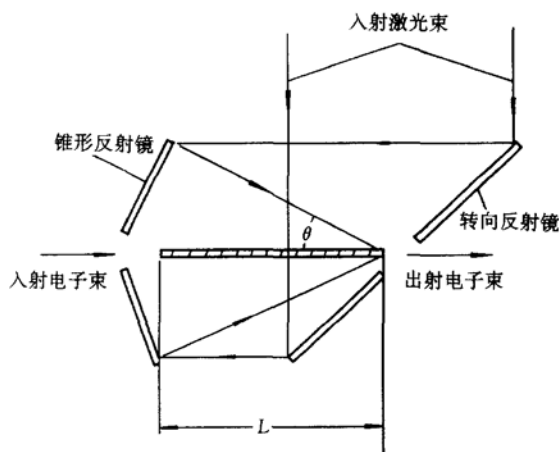


图1 入射激光是一径向极化光束, 它通过转向反射镜和锥形反射镜以 θ 的角度汇聚到电子束上 L 为相互作用长度

^{*} 中国科学院量子光学联合开放研究实验室与核工业科学基金资助的课题.

仍有可能得到净加速. 本文第三部分的数值结果也很好地说明了这一点.

这种径向极化、轴对称类型的光场最早由 Fontana and Pantell^[7] 和 Kimura 等^[8] 作为逆切伦科夫加速机制提出, 加速区充以数气压的气体(折射率大于 1), 在轴上粒子的速度与光场相速度相等. 他们已在美国 BNL 实验室的 AFT 装置上成功地观察到对粒子的加速效应^[2]. 但正如许多文献中一再提出的, 在光场中加入介质会限制激光功率的提高和造成束流的发散度增大以及增加实验装置的难度, 例如前级电子加速的传输管道(真空)与充气加速区的对接等. 对于以等离子体形式出现的介质, 它们的产生、与电子束作用的非线性效应以及可能激发的不稳定性等都使问题变得十分复杂. 因此我们很有必要研究当加速区不充以介质, 即在存在电子与波场的相滑移前提下, 用这种位形的光场实现电子加速的可能性, 探讨与粒子加速有关的定标规律, 这正是开展此项研究的初衷. 此外, 以往的研究工作都是限于讨论在对称轴上运动的电子, 没有或很少讨论束流的传输品质, 我们在这一工作中, 不仅分析了近轴近似成立的条件, 还特别详细地分析了电子束在这种光场中的传输特性, 以对这种位形的光场作为一个“加速段”进行全面评估.

以下我们首先通过解析计算, 由近轴近似给出与电子加速有关的一些基本定标关系, 并讨论近轴近似的适用范围; 其次通过数值分析, 考察电子束的传输特性, 即横向发射度、纵向能散度和群聚性质.

2 光场与粒子加速的定标规律

任何一种行波光场都可以表示成贝塞耳函数的叠加. 对于轴对称径向极化的锥形光场, 其基模形式可用下面的式子表示(Maxwell 方程的严格解):

$$\begin{cases} E_r = E_0 J_1(\alpha r) e^{i(\omega t - k' z)}, \\ E_z = E_0 \frac{\alpha}{k'} J_0(\alpha r) e^{i(\omega t - k' z - \pi/2)}, \\ B_\theta = E_0 \frac{\omega}{c^2 k'} J_1(\alpha r) e^{i(\omega t - k' z)}, \end{cases} \quad (1)$$

$$\alpha = \frac{\omega}{c} \sin \theta, \quad k' = \frac{\omega}{c} \cos \theta,$$

其中 E_0 表征光场强度, J_n 表示第 n 阶贝塞耳函数, ω 为激光圆频率, θ 的定义见图 1, c 为真空光速. 任何形式的径向极化、轴对称的光场都可表示成此光场对 α 的叠加.

从(1)式可知, 在去掉相因子 $\exp[i(\omega t - k' z)]$ 后, 光场的强度与 z 无关, 表明它是一种没有衍射的光场^[9], 其聚焦区可以延伸得很长, 这与高斯光束在离束腰较远处其场强要逐渐衰减有很大的不同. 因此, 尽管我们这里用的是光场基模, 却能很好地表示了实际锥形光场所具有的一些主要特性.

用图 1 的几何配置产生的光场在空间是局域的, 而(1)式表示的光场却在 z 方向无限延伸, 因此基模形式只是锥形光场的近似表达. 其近似性在于假设汇聚到电子束上的光场可看成是沿着与对称轴夹角为 θ 的方向传播的平面波对方位角的叠加, 且这些平面波的位相和振幅度都相同. 显然, 上述假设只有在远离边界处成立.

另外,在电子束入口和出口处,由于截断器件的影响,使得那里的光场形式变得很复杂,但是下面将会看到,由于光场的纵向截断距离(即聚焦长度)与端点区线度(在 $\theta \ll 1$ 时,后者约为 $R\theta/2$)相比很长,因此可以忽略端点对整个光场的影响.

2.1 最大加速

为了估计电子通过光场所获得的最大能量,假设电子沿对称轴运动,此时电子只受纵向电场力的作用,所获能量为

$$\begin{aligned}\Delta W &= \int_0^L (-e) E_z(r=0, z, t) dz \\ &= -\frac{\alpha e}{k} E_0 \int_{\psi_0}^{\psi_f} \sin \psi \frac{dz}{d\psi} d\psi,\end{aligned}\quad (2)$$

其中 $\psi = \omega t - k'z$ 为粒子所处瞬时波场位相, ψ_0 为入射位相, ψ_f 为出射位相.对沿 z 轴入射的高能电子束, $\beta_z^{-1} \approx \beta^{-1} \approx 1 + (2\gamma^2)^{-1}$, γ 为 Lorentz 因子,在(2)式的积分中,用波恩近似,即设 γ 为一常量.通常 $\theta \ll 1$,可取 $\cos \theta \approx 1 - \theta^2/2$, $\tan \theta \approx \theta$,则由等式 $d\psi/dz = \omega(1 - \beta_z \cos \theta)/c\beta_z$,其中 $\beta_z = V_z/c$,得到

$$\Delta W = \frac{2ecE_0}{\omega(\theta + 1/\gamma^2\theta)} (\cos \psi_f - \cos \psi_0), \quad (3)$$

因此,电子的加速位相区可取 $\psi_0 = \pi$, $\psi_f = 2\pi$,这时电子获得最大加速,

$$(\Delta W)_{\max} = \frac{4ecE_0}{\omega(\theta + 1/\gamma^2\theta)}. \quad (4)$$

作为例子,当 $E_0 = 10^{10}$ V/m, $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, $\theta = \pi/180$, $\gamma = 400$ 时, $(\Delta W)_{\max} = 3.9$ MeV.

以上在 $\gamma \gg 1$, $\theta \ll 1$ 的近似条件下,得出在对称轴上运动的电子所能获得的最大加速.下面,则从更一般的角度研究这一问题.

电子在对称轴上的运动方程为

$$\begin{aligned}\frac{dP_z}{dt} &= -eE_a \sin(\omega t - \frac{\omega}{V_0} z), \\ \frac{dz}{dt} &= V_z,\end{aligned}\quad (5)$$

其中 $P_z = m_e V_z / \sqrt{1 - (V_z/c)^2}$; V_0, E_a 分别为光场相速度和振幅,对锥形光场, $V_0 = c/\cos \theta$, $E_a = E_0 \tan \theta$. 不难验证,方程(5)有一个运动积分

$$h = \sqrt{1 + (P_z/m_e c)^2} - AP_z/(m_e c) + B \cos \psi, \quad (6)$$

其中 $A = V_0/c$, $B = eE_a V_0/(m_e c^2 \omega)$, h 由初始条件决定.

图2展示了电子在 P_z - ψ 平面上的相运动轨迹,不同曲线对应不同的电子初值

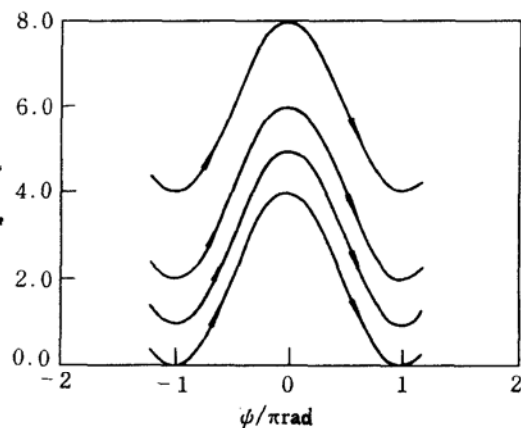


图2 电子在对称轴上运动时的相轨迹 P_z 为电子纵向动量, ψ 为相角($\psi = \omega t - k'z$), 箭头表示电子相运动的方向

(h). 从图2中可以看出, 电子的位相总是随着时间单向地滑移, 因此在锥形光场中不会出现电子的捕获现象, 这与在慢波(相速度 $V_0 < c$) 中运动的电子有很大的不同, 在那里会出现封闭的电子相运动轨迹, 表明电子被捕获. 由此可见, 若不把这种快波型的光场在适当的地方截断, 电子将不可能从中获取净能量.

由公式(6), 可求出电子能量 W 与 ψ 的关系.

$$W = \sqrt{(P_z c)^2 + (m_e c^2)^2}, \quad (7)$$

$$\frac{P_z}{m_e c} = \frac{-A(h - B \cos \psi) + \sqrt{A^2(h - B \cos \psi)^2 - 1}}{A^2 - 1}, \quad (8)$$

在 $\gamma \rightarrow \infty, \theta \ll 1$ 的情况下, $h \rightarrow -\infty, A \approx 1 + (1/2)\theta^2$, (8)式可简化为

$$\frac{P_z}{m_e c} = \frac{B \cos \psi - h}{A - 1}. \quad (9)$$

于是
$$\Delta W \approx c \Delta P_z \approx \frac{2ecE_0}{\omega\theta} (\cos \psi_f - \cos \psi_0). \quad (10)$$

当 $\gamma \gg 1$ 时, (10)式与(4)式一致.

2.2 最大加速距离(电子获得最大加速所对应的距离)

当 $\psi_0 = \pi, \psi_f = 2\pi$ 时, 电子获最大加速, 由(1)式可得最大加速距离为

$$L_\pi \approx \frac{\pi c \beta_z}{\omega(1 - \beta_z \cos \theta)} \approx \frac{\lambda}{\theta^2 + 1/\gamma^2}. \quad (11)$$

在推导(11)式中, 设加速过程中 $\beta_z \approx \beta$ 为一常量, 且用 $\gamma \gg 1, \theta \ll 1, \cos \theta \approx 1 - \theta^2/2$ 等近似表达式.

上式表明, 最大加速距离对光波长有显著的依赖关系. 且 γ 愈大或 θ 愈小, L_π 则愈大, 这在物理上是不难理解的. 因此对高 γ 小 θ , 电子得以加速的宏观距离较大, 从而有利于装置建造.

由(4)和(11)式可得加速梯度为

$$\left| \frac{dW}{dz} \right| \approx \frac{(\Delta W)_{\max}}{L_\pi} = \frac{2eE_0\theta}{\pi}. \quad (12)$$

当 θ 很小(趋于0)时, 光场分布于很长的区间, $dW/dz \rightarrow 0, (\Delta W)_{\max} \rightarrow 0$, 即没有加速.

对以一定能量 $m_e c^2 \gamma$ 入射的电子, 把光场在 $L = L_\pi$ 处截断(如图1采用转向反射镜), 这时锥形反射镜的半径 $R = L_\pi \theta$, 于是激光功率可以求出

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int \mathbf{E} \times \mathbf{H} \cdot d\mathbf{S} \\ &= \frac{\pi c E_0^2}{\mu_0 \omega^2 \theta^2} \int_0^{2\pi\theta^2/(\theta^2+1/\gamma^2)} x J_1(x) dx, \end{aligned} \quad (13)$$

其中 μ_0 为真空磁导率. 设 $\gamma > \theta^{-1}$, 则(13)式的积分上限简化为 2π , 相应的锥形反射镜半径为 $R = \lambda/\theta$, 正好处于 $J_1(ar)$ 的第一零点值($r_1 = 0.6\lambda/\theta$)与第二零点值($r_2 = 1.1\lambda/\theta$)之间.

由(13)式得到

$$E_0 = \omega\theta \sqrt{\frac{\mu_0}{2.14\pi c}} P, \quad (14)$$

$$\text{代入(4)式得} \quad (\Delta W)_{\max} = \sqrt{4.1e^2\mu_0 c P} \frac{(\gamma\theta)^2}{1 + (\gamma\theta)^2}. \quad (15)$$

(15)式给出最大加速能量与激光功率的关系.

图3给出 L_π , $(\Delta W)_{\max}$ 与 θ 的关系. 从图3中可以看出, 随着 $\gamma\theta$ 的增加, L_π 趋于减小, 而 $(\Delta W)_{\max}$ 单调增加, 因此在实际应用中, 我们应兼顾所获净加速能量和加工方便适当地选取 θ .

由于以上的讨论都是在 $\gamma \gg 1$, $\theta \ll 1$, 且 $\gamma^{-1} \sim \theta$ 的情况下进行的, 因此, 定标关系都直接或间接地与 γ 相关. 下面讨论 $\gamma \gg \theta^{-1} \gg 1$ 时的加速规律,

$$(\Delta W)_{\max} = \sqrt{1.87\pi c \mu_0 P}, \quad (16)$$

$$\left| \frac{dW}{dz} \right| = \frac{2e\omega\theta^2}{\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{2.14\pi c}} P, \quad (17)$$

$$L_\pi = \lambda/\theta^2. \quad (18)$$

在 $\theta \ll 1$ 时, 光场的菲涅耳数 $N_F = L\theta^2/\lambda$, 因此, 光场在 $L = L_\pi$ 处截断意味着 $N_F = 1$, 即光场的聚焦区很长, 且远大于端点区线度 $R\theta/2 (= \lambda/2)$, 这与前面的分析一致. 由(16)式还可以看出, 此时 $(\Delta W)_{\max}$ 与光场结构参数无关, 只与激光功率有关.

表1列举了一些具体的例子, 其中激光功率取自文献[5].

表1 与电子加速有关的两个定标例子

激光功率 P/W	电场强度 $E_0/V \cdot m^{-1}$	汇聚角 $\theta/mrad$	波长 $\lambda/\mu m$	相互作用长度 L/cm	加速梯度 $(MeV \cdot m^{-1})^{-1}$
5×10^{10}	8.6×10^7	8.7	10.6	14	4.6
10^{13}	1.2×10^{11}	8.7	10.6	14	665

在上述讨论中, 锥形反射镜处的光束宽度为 R , 相应的瑞利长度 $Z_R = \pi\lambda/\theta^2$, 它大于 L_π , 这说明当电子在光场中的运动距离为 L_π 时, 可以不考虑截断所引起的衍射效应对光场的影响. 但是当电子的运动距离 L 大于 Z_R 时, 衍射效应不可忽略, 这时光场的菲涅耳数 $N_F = \pi L_\pi/L$, 电子从光场中获取的最大能量约为 $\sqrt{L_\pi/L}(\Delta W)_{\max}$.

2.3 近轴近似的适用范围

以上的讨论都是针对在对称轴上运动的电子, 即所谓的近轴近似. 下面进一步讨论近轴近似成立的条件, 这对于光场的实际应用是很有意义的.

电子在光场中的能量变化方程为

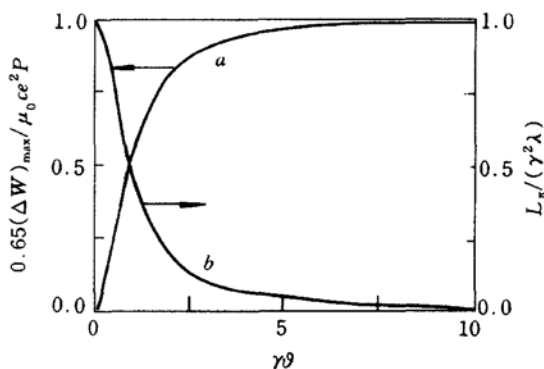


图3 在加速位相区 $[\pi, 2\pi]$, 电子从光场获得的最大能量 $(\Delta W)_{\max}$ (曲线a)、最大加速距离 L_π (曲线b) 与 θ 的定标关系

$$\frac{d\gamma}{d\psi} = - \frac{eE_0}{m_e \omega c (1 - \beta_z \cos\theta)} (\beta_r J_1(ar) \cos\psi + \beta_z \tan\theta J_0(ar) \sin\psi), \quad (19)$$

与(1)式比较可知,近轴近似忽略了上式等号右端括号中的第一项(即径向电场对加速的贡献),且取 $J_0(ar) \approx 1$ (忽略纵向电场的横向变化),因此这种近似成立的条件为

$$|\beta_r| J_1(ar) \ll |\beta_z| \tan\theta J_0(ar) \quad (20)$$

$$\text{和} \quad |J_0(ar) - 1| \ll 1. \quad (21)$$

首先讨论(20)式,设要求不等式两边相差 100 倍,则在 $r-\theta$ 平面上满足(20)式区域的边界由以下方程给出:

$$100 \tan\theta' J_1\left(\frac{\omega}{c} r \sin\theta\right) = \tan\theta J_0\left(\frac{\omega}{c} r \sin\theta\right), \quad (22)$$

其中 $\tan\theta' = |\beta_r/\beta_z|$, θ' 为电子运动方向与对称轴的夹角.

同样,对(21)式,设其边界方程用下式表示:

$$J_0(ar) = 0.99. \quad (23)$$

图 4 给出(22),(23)式围成的区域.取 $\tan\theta' = 1/400$, $\theta = 8.8 \text{ mrad}$, $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$,由图 4 可得到近轴近似成立的最大径向距离为 $r_{\max} = 13.3 \mu\text{m}$,与最近的实验^[3]所用电子束宽度 $2 \mu\text{m}$ 相比,可以看出,我们前面的近轴分析在实际中是可行的.由于近轴近似忽略了横向电场对加速的贡献,因此这种加速方案中,纵向电场对加速起主要作用.从图 4 中还可看出,电子运动方向与对称轴的夹角对近轴近似的适用区的大小有很大影响,夹角变大,适用区减小.这说明,近轴近似不适合于空间发射度较大的电子.另外,当 θ 较大时,近轴近似适用区迅速减小,这主要是由于纵向场的横向变化正比于 θ ,当 θ 较大时,这种变化不可忽略.

在图 4 中,还画出了在 $\gamma = 400$ 时光场的横向截断距离 R 与 θ 的关系曲线[在加速位相区, $R = \theta/(\theta^2 + 1/\gamma^2)$],从图 4 中可以看出,在 θ 略大于零的范围内, R 远大于近轴近似适用区所对应的 $r_{\max}$,这同样说明近轴定标分析对实际的光场配置也是可行的.

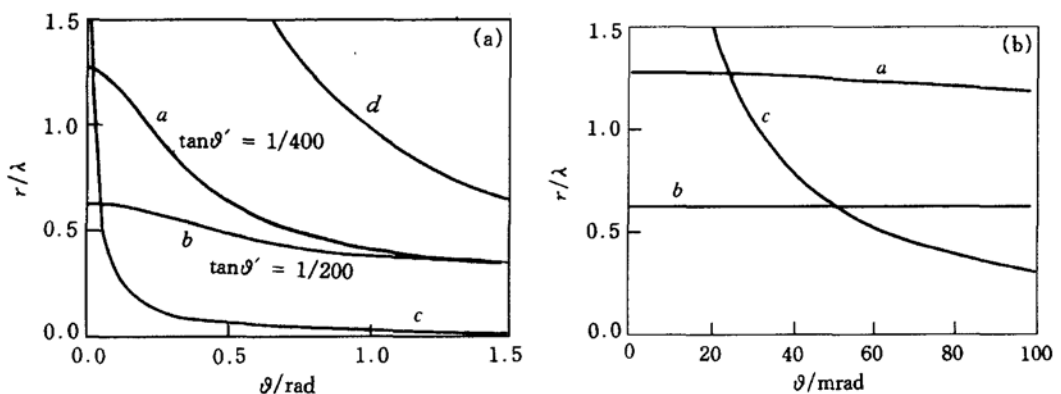


图 4 满足近轴近似的区域图 曲线 a, b 由方程(22)给出,分别对应不同的 $\tan\theta'$ 值, θ' 为电子运动方向与光场对称轴的夹角;曲线 c 由方程(23)给出.因此,曲线 a [或曲线 b] 与曲线 c 及坐标轴共同围成的区域为近轴近似区.曲线 d 表示在加速位相区,当 $\gamma = 400$ 时 R 与 θ 的关系,它可看作是外边界区.图 4(b)为图 4(a)当 θ 很小时的放大图形

3 传输特性

在近轴近似下,电子所受的横向作用力 F_r 和纵向作用力 F_z 分别为

$$\begin{aligned} F_r &= -eE_r + eB_\theta V_z \\ &= -\frac{1}{4}eE_0ar(\gamma^{-2} - \theta^2)\cos\psi, \end{aligned} \quad (24)$$

$$F_z = -eE_0\theta\sin\psi. \quad (25)$$

当 $\gamma^{-1} < \theta$ 时, F_r, F_z 与 ψ 的关系见图 5, 从图 5 中可以得出加速位相区为 $[\pi, 2\pi]$, 聚焦位相区为 $[0.5\pi, 1.5\pi]$, 因此当电子在位相区 $[\pi, 1.5\pi]$ 内运动时, 可同时获得加速和聚焦. 另外, 从(24)式还可看出, 横向电场和磁场对束流横向品质的影响正好相反, 且当 $\gamma^{-1} \ll \theta$ 时, 横向磁场起主要作用.

对沿对称轴运动的电子,

$$\frac{dP_z}{dz} = -\frac{eE_0 \tan\theta}{V_z} \sin\psi. \quad (26)$$

当 $dP_z/dz < 0$, 即 $\psi \in [0, \pi]$ 时, 电子会在纵向发生群聚现象(bunching). 由此可见, 加速位相区与群聚位相区相差 π , 这会对纵向束流品质产生影响.

对高能电子, 其速度变化 ΔV_z 和能量变化 ΔE 满足

$$\frac{\Delta V_z}{V_z} \approx \frac{1}{\gamma^2} \frac{\Delta E}{E}. \quad (27)$$

在加速位相区, 若取 $\theta = \pi/360$, $\gamma = 400$, $E_0 = 10^{10}$ V/m, $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, 则从(4)式可得 $\Delta E/E = 3.8 \times 10^{-2}$. 再根据(11)式可以求出两电子经过光场作用后, 其相互间的距离变化 Δz 最大为

$$|(\Delta z)_{\max}| \approx |\Delta V_z \cdot L_\pi / V_z| \approx 10^{-3} \lambda \ll \lambda. \quad (28)$$

由此可见, 纵向电场近轴电子的纵向群聚效应是很弱的.

以上是一些简单的定性分析, 下面利用数值模拟计算的方法, 研究电子束在加速位相区 $[\pi, 2\pi]$ 的传输特性.

由于光场旋转对称且径向极化, 因此在不考虑方位方向速度的情况下, 电子的运动可看作一个在 $x-z$ 平面上的二维运动. 在这种情况下, 光场可表示为

$$\begin{aligned} E_x &= E_0 J_1(ar) e^{i(\omega t - k'z)}, \\ E_z &= E_0 \frac{\alpha}{k} J_0(ax) e^{i(\omega t - k'z - \pi/2)}, \end{aligned}$$

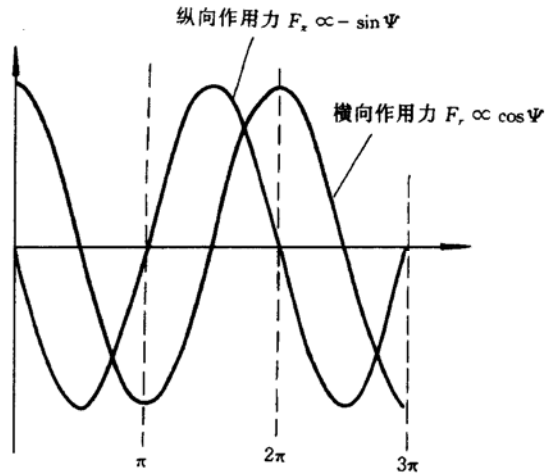


图 5 在 $\gamma^{-1} < \theta$ 的情况下, 电子受到的横向作用力 F_r 、纵向作用力 F_z 与位相 ψ 的关系曲线

$$B_y = E_0 \frac{\omega}{c^2 k} J_1(\alpha x) e^{i(\omega t - k' z)}. \quad (29)$$

在计算中,我们选取高斯电子束一横截面上的电子作为入射电子.对这些电子的描述,采用 x - p_x 平面上椭圆形相图内均匀分布的相点表示,这些相点由蒙特-卡罗抽样获得.对于在 x - p_x 平面上的椭圆形相图,若其长轴在一、三象限则表示发散束,在二、四象限则表示汇聚束,在坐标轴上则表示束腰.假设在初始时刻,所有入射电子都位于 $z = 0$ 的平面上,且具有相同的纵向动量 $p_{z0} = 399.99875 m_e c$ ($\gamma = 400$),而在横向则可分为发散束、汇聚束、束腰等几种不同的情况.对电子束横向和纵向发射度的描述,采用下面的定义:

$$\epsilon_{N_x} = (\langle x^2 \rangle \langle p_x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 \langle p_x \rangle^2)^{1/2}, \quad (30)$$

$$\epsilon_{N_z} = [\langle (z - z_R)^2 \rangle \langle (p_z - p_R)^2 \rangle - \langle z - z_R \rangle^2 \langle p_z - p_R \rangle^2]^{1/2}, \quad (31)$$

其中 z_R, p_R 表示电子沿对称轴运动的位移和动量.这里位移以 α^{-1} 为单位,动量以 $m_e c$ 为单位,以下同.

在忽略空间电荷效应的情况下,每个相点的运动可通过解单粒子相对论动力学方程得到.

对光场,取 $E_0 = 10^{10}$ V/m, $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, $\theta = \pi/180$.

图 6(a)表示束腰入射的相图,相椭圆方程为

$$\frac{p_x^2}{0.08} + x^2 = 1. \quad (32)$$

在上式中,取电子束空间宽度 $r_0 = \alpha^{-1} \approx R/6$,因此前面取的光场形式仍然可用,但由于 r_0 远大于近轴分析适用区所对应的 $r_{\max}$,所以近轴近似在这里不再成立.

图 6(b)为横向出射相图,由图 6(b)可见,出射电子束的横向发射度有所增加,这是可以理解的,因为对束腰入射的电子束,即使经过没有光场的空间,其横向发射度也要增加.为了说明这一点,在图 6(d)中给出在没有光场的情况下,经过相同的空间距离,电子束的横向出射相图.从图 6(b), (c), (d) 的比较可以看出,横向束流品质的变化主要是由电子束入射时本身具有一定的发散度所造成,并且,尽管光场对电子既有聚焦作用($[\pi, 1.5\pi]$)又有散焦作用($[1.5\pi, 2\pi]$),但总的结果仍以聚焦作用为主,这是由于聚焦力正比于 γ^{-1} .而电子在聚焦区的能量小于它在散焦区的能量所致.

至于电子纵向发射度的增加,则是由于入射电子束具有一定的空间宽度所造成.对初始时刻位于 $z = 0$ 平面上 $(ar)_1 = 0$ 和 $(ar)_2 = 0.5$ 处的两电子,有

$$\frac{d\Delta P_z}{dt} = \Delta F_z, \quad (33)$$

其中 Δ 表示两电子相应物理量间的差值.设 $\beta_x \rightarrow 0$,由波恩近似可知

$$\Delta F_z = -0.065 e E_0 \theta \sin \phi, \quad (34)$$

代入(33)式,再积分,可得两电子出射时的速度差为

$$\Delta V_z \approx \frac{0.26 e E_0 \theta \gamma}{m_e \omega (\gamma^2 \theta^2 + 1)}, \quad (35)$$

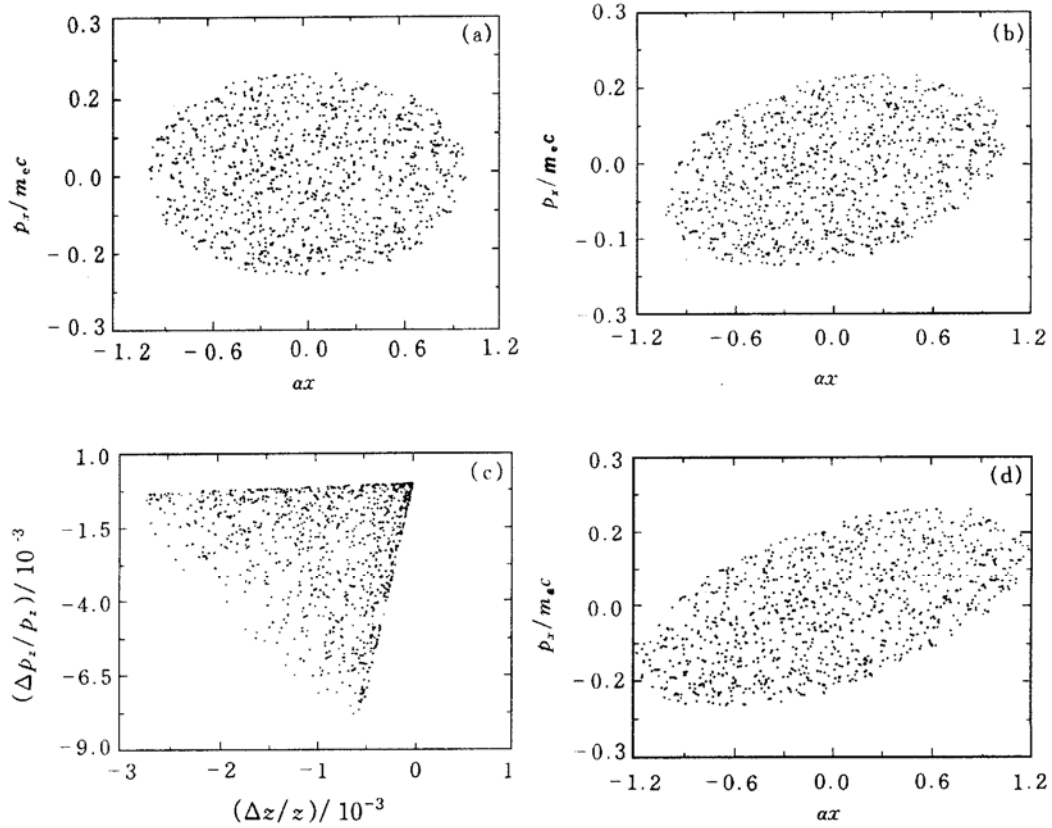


图6 束流传输相图 $\alpha = 2\pi \sin\theta/\lambda$, $\theta = \pi/360$, $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, 入射位相 $\psi_0 = \pi$, 出射位相 $\psi_f = 2\pi$; (a) 为入射束横向相图, 其横向发射度为 $\epsilon_{N_x} = 5.06686 \times 10^{-2}$; 在纵向, 所有入射电子都取 $z = 0$ 和 $p_z = 399.99875$, 则 $\epsilon_{N_z} = 0$; (b) 为出射束横向相图, 其发射度 $\epsilon_{N_x} = 5.33816 \times 10^{-2}$; (c) 为出射束纵向相图, 其纵向发射度 $\epsilon_{N_z} = 2.94873 \times 10^{-3}$; (d) 为去掉光场后, 经过与(b), (c)相同的空间, 出射电子束的横向相图, 其横向发射度 $\epsilon_{N_x} = 6.13023 \times 10^{-2}$; 其纵向发射度保持不变, $\epsilon_{N_z} = 0$

$$\text{于是} \quad \frac{(\Delta z)_{\max}}{z} \approx \frac{0.26eE_0\theta\gamma}{m_e\omega c(\gamma^2\theta^2 + 1)} \approx 2.2 \times 10^{-3}. \quad (36)$$

这与数值结果在数量级上是一致的.

衡量电子束流传输特性的参量除了横向和纵向发射度外, 还有能散度. 图7给出了与图6对应的电子束入射和出射能谱. 若定义能散度为能谱线半高度处的谱线宽与平均能量之比, 则由图6可以得到出射电子束的能散度为 1.1×10^{-3} , 当然这是在没有考虑入射电子束纵向长度的情况下得出的. 另外, 经过光场作用后, 电子束的平均能量由 204.0 增加到 211.1 MeV. 由(3)式可以估算出 $(\Delta W)_{\max} = 211.5 \text{ MeV}$, 与这里的数值结果十分符合.

从(5)式还可以得出 $L_\pi = 12.8 \text{ cm}$, 这一距离在实验上是有可能实现的, 例如在最近

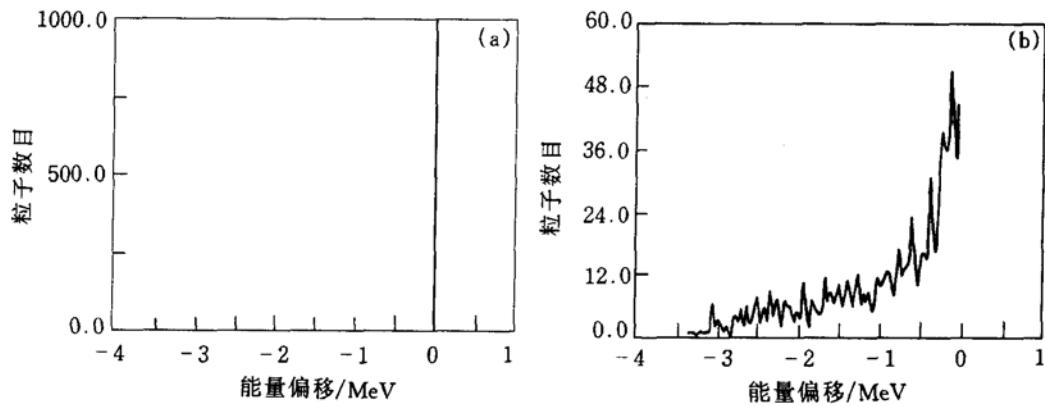


图7 能谱 能量偏移表示与沿对称轴运动的电子的能量差;(a)为入射电子束,平均能量为 204.0 MeV,能散度为 0;(b)为出射电子束,平均能量为 211.1 MeV,能散度为 1.1×10^{-3}

的逆切伦科夫实验中^[3],加速长度为 12 cm.因此,如果我们把这类光场“串接”起来,再适当控制激光位相,就可以对预群聚的电子团实现可观的加速.

4 总 结

本文研究图 1 所示的锥形光场作为一个“加速段”对电子加速的定标规律及电子在其中的传输特性.

1. 这种光场有如下三个特点:一是在光场内不充介质,因此免去了与真空电子传输管道衔接的困难;二是光场在空间被截断,因此虽然存在波-粒子的相滑移,但仍可实现对电子的净加速;三是轴对称的径向极化光场可改善粒子束的传输品质.

2. 对电子加速主要靠电场的纵向分量(沿电子的运动方向),由于对加速区长度要求的限制,锥形光场的汇聚角 θ 必须很小,因此这种光场的加速梯度较低,但是应用目前的技术条件仍有可能获得有实际价值的 $10-10^3 \text{ MeV} \cdot \text{m}^{-1}$ 的加速梯度.

3. 对高能电子束,横向磁场对其横向传输特性影响最大,而纵向电场除了对电子的加速起主要作用外,还对电子束的纵向发射度有很大的影响.另外,尽管光场对电子的聚焦位相和加速位相相差 $\pi/2$,但在加速位相区总的效果仍以聚焦为主.

4. 为了使出射电子束具有小的纵向发射度和能散,应当对电子进行纵向的空间预群聚,再进入加速光场.

5. 由于每一加速段的加速长度最多在 10 cm 数量级,而且加速梯度也不高,因此要把电子加速到很高能量,需把多个“加速段”串接起来,而且对每一段的入射激光位相以及段与段之间电子的漂移距离进行控制以使电子在各段中始终处于加速位相.

此外,这种光场除了加速位相区 $[\pi, 2\pi]$ 外,还有聚焦位相区 $[0.5\pi, 1.5\pi]$,对于能否利用聚焦位相区把锥形光场作为聚焦透镜使用,我们将另文给以讨论.

- [1] J. A. Edighoffer, W. D. Kimura, R. H. Pantell, M. A. Piestrup, D. Y. Wang, *Phys. Rev. A*, **A23**(1981), 1848; *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-17**(1981), 1507.
- [2] W. D. Kimura, G. H. Kim, R. D. Romea and L. C. Steinhauer, *Phys. Rev. Lett.*, **74**(1995), 546.
- [3] A. Boivin and E. Wolf, *Phys. Rev.*, **B138**(1965), 1516.
- [4] J. K. Melver, Jr. and M. J. Lubin, *J. Appl. Phys.*, **45**(1974), 1682.
- [5] L. C. Steingauer, W. D. Kimura, *J. Appl. Phys.*, **72**(1992), 3237.
- [6] L. C. Steinhauer, W. D. Kimura, "Multistage and e-beam Trapping in Laser Particle Accelerators," in AIP Proceedings of Advanced Accelerator Concepts Workshop, Port Jefferson, Long Island, New York, Jun. 14-20(1992).
- [7] J. R. Fontana, R. H. Pantell, *J. Appl. Phys.*, **54**(1983), 5285.
- [8] R. D. Romea and Wayne D. Kimura, *Phys. Rev.*, **D42**(1990), 1807.
- [9] J. Durnin, J. J. Miceli, J. H. Eberly, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 1499.

ELECTRON ACCELERATION IN THE CONE-SHAPED LASER FIELD

WANG JIA-XIANG HO YU-KUN FENG LIANG

(Department of Physics II, Fudan University, Shanghai 200433)

(Joint Laboratory of Quantum Optics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

(Received 12 June 1995)

ABSTRACT

Electron acceleration in an axisymmetric radially-polarized laser field has been studied by both analytical and numerical calculations. The relationships concerning acceleration and field parameters are investigated together with the discussion on the transmitting characteristics and quality of electron beam.

PACC: 2915; 2990; 7880