

用拉盖尔-高斯激光对真空中电子直接加速*

赵志国^{1,2)} 吕百达²⁾

1) 洛阳师范学院物理系, 洛阳 471022)

2) 四川大学激光物理与化学研究所, 成都 610064)

(2005 年 7 月 3 日收到, 2005 年 12 月 5 日收到修改稿)

对用拉盖尔-高斯(LG)光束加速电子作了研究. 结果表明, 仅模指数为 p 和 $l=1$ 的 LG 光束的纵向电场可用于加速电子. 模指数为 p 和 $l=1$ 的线偏振和圆偏振 LG 光束都对电子有加速效果. 对轴上光场的相速度和群速度以及电子能量增益等物理特征作了讨论. 给出了轴上光场的相速度和群速度、加速电位及电子能量增益等的解析表达式, 并作了数值计算和分析.

关键词: 激光电子加速, 拉盖尔-高斯光束, 线偏振和圆偏振, 能量增益

PACC: 4260, 4262

1. 引 言

随着超短、超强激光技术的进展^[1-4], 实验室已经获得了太瓦甚至拍瓦量级的激光, 聚焦后功率密度达 10^{20} W/cm² 以上, 对应电场强度达 10^{11} V/cm. 因此, 基于强激光场的新型电子加速器成为强场物理中一个研究热点, 并提出了多种用强激光加速电子的模型^[5-8]. 真空中激光加速电子的基本物理思想是, 由麦克斯韦方程 $\nabla \cdot E(x, y, z) = \rho$ (E 为电场强度) 强激光场的纵向场分量 E_z 不等于零. 因此, 轴上纵向电场 E_z 可用于直接加速电子. Scully 等^[6] 首次提出使用线偏振的 $TM_{0,1}$ 模厄米-高斯光束加速电子, 可获得几十兆电子伏的能量增益. Esarey 等^[7] 研究用功率为 20 TW, 线偏振交叉高斯光束对电子加速, 可获得 130 MeV 的能量增益. 文献 [8] 对用厄米-高斯光束和贝塞尔-高斯光束在真空中加速电子作了理论分析.

本文研究用拉盖尔-高斯(LG)光束在真空中直接加速电子的有关物理问题. 讨论了用于加速沿轴向运动电子的激光束的一般特征及电子能量增益. LG 光束的模阶次对加速电子起至关重要的作用, 只有 $l=1$ 模在轴上有纵向电场分量, 可用于直接加速电子. 并且, 线偏振和圆偏振的 LG 光束都对电子有

加速效果.

2. 用线偏振 LG 光束加速电子

沿 x 方向偏振, z 轴方向传输 LG 光束的横向电场分量可表示为^[9]

$$E_x^m(r, \varphi, z) = E_0 \frac{w_0}{w} \left(\frac{\sqrt{2}r}{w} \right)^l L_l^p \left(\frac{2r^2}{w^2} \right) \times \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \cos(l\varphi) \exp(-i\psi) \quad (1)$$

式中

$$\psi = kz - \omega t + \frac{kr^2}{2R} - (2p + l + 1) \arctan\left(\frac{z}{Z_R}\right) + \phi_0 \quad (2)$$

为 LG 光束的相位, L_l^p 是缔合拉盖尔多项式, $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$, φ 为极角, $w = w_0(1 + z^2/Z_R^2)^{1/2}$ 为对应高斯光束的束宽, w_0 是束腰宽度, $Z_R = \pi w_0^2/\lambda$ 是高斯光束的瑞利长度, $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$ 是波数, ω 是圆频率, R 为等相面曲率半径, $(2p + l + 1) \arctan(z/Z_R)$ 是模指数为 p, l 的 LG 光束的附加相位因子, E_0 和 ϕ_0 (初始相位) 是常量.

由横向电场 E_{\perp} 与纵向电场 E_z 的关系^[10]

$$E_z = -\frac{i}{k} \nabla \cdot E_{\perp} \quad (3)$$

以及 $\partial/\partial x = \cos\varphi(\partial/\partial r) + (-\sin\varphi/r)\partial/\partial\varphi$, LG 光束

* 国家高技术研究发展计划(批准号: 2004AA823070)和国家自然科学基金(批准号: 10574097)资助的课题.

场的纵向分量的实部为

$$\begin{aligned}
 & E_z^{\text{pl}}(r, \varphi, z) \\
 &= -\frac{E_0 w_0}{kw} \left(\frac{\sqrt{2}r}{w}\right)^l \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \left\{ \frac{l}{r} L_p^l\left(\frac{2r^2}{w^2}\right) \right. \\
 & \quad \times [\cos(l-1)\varphi \sin\psi] + r L_p^l\left(\frac{2r^2}{w^2}\right) \\
 & \quad \times \left[\cos l\varphi \cos\varphi \left(\frac{k}{R} \cos\psi - \frac{2}{w^2} \sin\psi\right) \right] \\
 & \quad \left. - \frac{4r}{w^2} L_{p-1}^{l+1}\left(\frac{2r^2}{w^2}\right) \cos l\varphi \cos\varphi \sin\psi \right\}. \quad (4)
 \end{aligned}$$

这里 $L_p^l(0) = (p+l)! / (p! l!)$. 分析(4)式知, 当 $l > 1$ 或 $l = 0$ 时, 轴上电场分量 $E_z^{\text{pl}}(0, \varphi, z) = 0$. 因此, 只有 $l = 1$ 模 LG 光束可用于电子加速. 此时, 轴上电场为

$$E_z^{\text{pl}}(0, \varphi, z) = -\frac{\sqrt{2}E_0 w_0}{kw^2} (p+1) \sin\psi_z, \quad (5)$$

式中

$$\psi_z = -\int \frac{k}{2\gamma_z^2} dz - \chi(p+1) \arctan\left(\frac{z}{Z_R}\right) + \phi_0. \quad (6)$$

这里考虑了电子的相对论效应, $\gamma_z = (1 - v_z^2/c^2)^{-1/2}$, v_z 为电子速度.

当 $l = 1$ 时, 由(1)式知轴上横向电场为零, 即,

$$E_x^{\text{pl}}(0, \varphi, z) = 0.$$

根据

$$\mathbf{B} = -(i/\omega) \nabla \times \mathbf{E},$$

可求得

$$B_x^{\text{pl}}(0, \varphi, z) = B_y^{\text{pl}}(0, \varphi, z) = B_z^{\text{pl}}(0, \varphi, z) = 0.$$

这表明只有轴上电场对电子起加速作用.

由(2)式, 可求得轴上 LG 光束的相速度^[11]

$$\begin{aligned}
 & v_{\text{ph}}^{\text{pl}}(r, \varphi, z) = \omega / |\nabla\psi| \\
 &= \omega \left\{ \frac{k^2 r^2}{z^2 (1 + Z_R^2/z^2)} \right. \\
 & \quad + \left[k - \frac{2p+l+1}{Z_R(1+z^2/Z_R^2)} \right. \\
 & \quad \left. \left. - \frac{kr^2(z^2 - Z_R^2)}{2z^4(1+Z_R^2/z^2)} \right] \right\}^{-1/2}. \quad (7)
 \end{aligned}$$

采用归一化变量 $\hat{r} = r/w_0$, $\hat{z} = z/Z_R$, 可将(7)式写为

$$\begin{aligned}
 & v_{\text{ph}}^{\text{pl}}(\hat{r}, \varphi, \hat{z}) \\
 &= \omega \left\{ \frac{\hat{r}^2 \hat{z}^2 \theta_0^2 \omega^2}{c^2 (1 + \hat{z}^2)^2} + \left[\frac{\omega}{c} - \frac{(2p+l+1)\theta_0}{w_0(1+\hat{z}^2)} \right. \right. \\
 & \quad \left. \left. - \frac{\hat{r}^2 (\hat{z}^2 - 1) \theta_0^2 \omega}{2c(1+\hat{z}^2)^2} \right] \right\}^{-1/2}. \quad (8)
 \end{aligned}$$

这里,

$$\theta_0 = w_0/Z_R = \sqrt{\lambda/\pi w_0}$$

是高斯光束远场发散角. 由(8)式可得轴上($\hat{r} = 0$)的相速度为

$$v_{\text{ph}}^{\text{pl}}(0, \varphi, \hat{z}) = \frac{\omega}{\omega/c - (2p+l+1)\theta_0 [w_0(1+\hat{z}^2)]}. \quad (9)$$

从(9)式可以看出, 在轴上光束的相速度总大于光速 c , 且在 $\hat{z} = 0$ 处相速度达到最大值

$$v_{\text{ph}, \text{max}}^{\text{pl}} = c\omega^2 w_0^2 [w_0^2 w_0^2 - \chi(2p+l+1)c^2].$$

$l = 1$ 模 LG 光束轴上相速度为

$$v_{\text{ph}}^{\text{pl}} = c \left[1 - (p+1) \frac{\theta_0^2}{1+\hat{z}^2} \right]^{-1}. \quad (10)$$

束腰处($\hat{z} = 0$)相速度为

$$v_{\text{ph}}^{\text{pl}}(\hat{r}, \varphi, 0) = \frac{c}{1 + [\hat{r}^2 - (2p+l+1)]\theta_0 c / (\omega w_0)}. \quad (11)$$

由(11)式可以看出, 当 $\hat{r}^2 < 2p+l+1$ 时, $v_{\text{ph}}^{\text{pl}} > c$; 当 $\hat{r}^2 > 2p+l+1$ 时, $v_{\text{ph}}^{\text{pl}} < c$; 当 $\hat{r}^2 = 2p+l+1$ 时, $v_{\text{ph}}^{\text{pl}} = c$.

根据群速度的定义^[11]

$$v_g = \left| \nabla(\partial\psi/\partial\omega) \right|_{\omega=\omega_0}^{-1},$$

其中 ω_0 是载波频率, 由(2)式求得

$$\begin{aligned}
 & v_g^{\text{pl}}(\hat{r}, \varphi, \hat{z}) = w_0^4 (1 + \hat{z}^2)^3 \omega_0^4 \left\{ 4w_0^6 \hat{r}^2 \hat{z}^2 (\hat{z}^4 - 1) \omega_0^6 \right. \\
 & \quad + \frac{1}{c^2 \theta_0^4} [-8c^4 ((2p+l+1)\chi \hat{z}^4 - 1) \\
 & \quad + \hat{r}^2 (1 - 6\hat{z}^2 + \hat{z}^4)] \\
 & \quad \left. + w_0^4 (1 + \hat{z}^2)^3 \omega_0^4 \theta_0^2 \right\}^{1/2}. \quad (12)
 \end{aligned}$$

轴上($\hat{r} = 0$)群速度为

$$v_g^{\text{pl}}(0, \varphi, \hat{z}) = w_0^4 (1 + \hat{z}^2)^3 \omega_0^4 c \theta_0^2 [-8c^4 (2p+l+1) \times (\hat{z}^4 - 1) + w_0^4 (1 + \hat{z}^2)^3 \omega_0^4 \theta_0^2]. \quad (13)$$

从(13)式知, $z = \pm Z_R$ ($\hat{z} = \pm 1$), $v_g^{\text{pl}}(0, 0, \hat{z}) = c$. 在 $(-Z_R, Z_R)$ 内轴上光场的群速度大于光速 c , 此范围之外, 群速度小于 c . $l = 1$ 模 LG 光束轴上光场的群速度为

$$\begin{aligned}
 & v_g^{\text{pl}}(0, \varphi, \hat{z}) \\
 &= w_0^4 (1 + \hat{z}^2)^3 \omega_0^4 c \theta_0^2 [-16c^4 (p+1)\chi \hat{z}^4 - 1) \\
 & \quad + w_0^4 (1 + \hat{z}^2)^3 \omega_0^4 \theta_0^2]. \quad (14)
 \end{aligned}$$

在束腰处群速度为

$$v_g^{\text{pl}}(\hat{r}, \varphi, 0) = \frac{c}{1 - 8c^4 [(2p+l+1) - \hat{r}^2] \chi (w_0^4 \omega_0^4 \theta_0^2)}. \quad (15)$$

由(15)式可以看出,当 $\hat{\gamma}^2 < 2p + l + 1$ 时, $v_{\text{g}}^{\text{pl}} > c$; 当 $\hat{\gamma}^2 > 2p + l + 1$ 时, $v_{\text{g}}^{\text{pl}} < c$; 当 $\hat{\gamma}^2 = 2p + l + 1$ 时, $v_{\text{g}}^{\text{pl}} = c$.

由(10)式,在 $(p + 1)\theta_0^2 \ll 1 + \hat{z}^2$ 且接近于束腰 ($\hat{z} \ll 1$) 情况下,

$$\begin{aligned} v_{\text{ph}}^{\text{pl}}/c &\approx 1 + (p + 1)\theta_0^2(1 + \hat{z}^2) \\ &= 1 + (p + 1)(2\gamma_c^2), \end{aligned}$$

这里

$$\gamma_c = (2\theta_0^2)^{1/2} = \pi w_0 / (\sqrt{2}\lambda)$$

为临界能^[7]. 由此求得电子滑动距离 (slippage distance) z_s , 即电子相位变化 π 所移动的距离为

$$\begin{aligned} z_s &\approx \pi(\omega |v_{\text{ph}}^{\text{pl}-1} - v_z^{-1}|)^{-1} \\ &= \frac{\gamma_c^2 \lambda}{(p + 1) + \gamma_c^2/\gamma_z^2} \\ &= \frac{\pi Z_R/2}{p + 1 + \gamma_c^2/\gamma_z^2}. \end{aligned} \quad (16)$$

在低能区 $\gamma_z \ll \gamma_c$, 电子速度对 z_s 起主要作用, 即方程(6)的右端第一项, z_s 远远小于瑞利长度 ($z_s \approx \lambda\gamma_z^2 \ll Z_R$). 在能区 $\gamma_z \gg \gamma_c$, 衍射对 z_s 起主要作用, 即方程(6)的第二项, z_s 与瑞利长度可相比拟 ($z_s \approx \pi Z_R / (2(p + 1))$).

在能区 ($\gamma_z \gg \gamma_c$), 方程(6)的右端第一项可以忽略. 用于加速电子的轴上电场可以写作电位梯度 $\partial U/\partial \hat{z}$ 形式, 即

$$E_z = -Z_R^{-1} \partial U/\partial \hat{z}.$$

由(5)式得

$$U(\hat{z}) = \frac{\sqrt{2}E_0 w_0}{4} \cos[\chi(p + 1) \arctan \hat{z} - \phi_0]. \quad (17)$$

对于 $l = 1$ 模 LG 光束, 轴上电位分布如图 1 所示. 计算所用参数为 $\lambda = 1 \mu\text{m}$, $w_0/\lambda = 5$, $\phi_0 = \pi/2$. 图 1 中的实线、圆圈和虚线分别表示 $p = 0, 1$ 和 2 时轴上电位. 从图 1 可以看出, 对于 $l = 1$ 模 LG 光束, 电位与轴上距离有关, 而且随着 p 的增大, 电位出现振荡.

从入射点 \hat{z}_i 到出射点 \hat{z}_f , 电子能量的增益为

$$\Delta W = e[U(\hat{z}_f) - U(\hat{z}_i)].$$

对于 $z_f = -z_i = z_0$, 电子能量增益为

$$\Delta W = \frac{\sqrt{2}}{2} eE_0 w_0 \sin \phi_0 \sin[\chi(p + 1) \arctan \hat{z}_0], \quad (18)$$

式中 $\hat{z}_0 = z_0/Z_R$. 由(18)式可知, 电子能量增益不仅与 p, \hat{z}_0 有关外, 还与电子进入强场区时的初始相位 ϕ_0

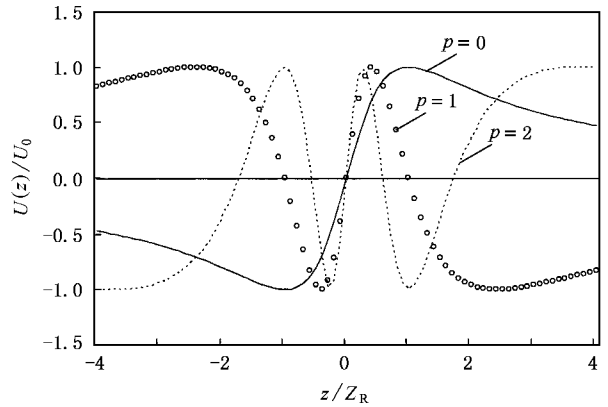


图 1 当 $p = 0, 1, 2$ 时, 归一化电位 $U(z)/U_0$ 随归一化距离 z/Z_R 的变化

有关. 在 p, \hat{z}_0 一定情况下, 初始相位 ϕ_0 决定电子是处于加速状态还是减速状态. 由(18)式还可看出, $\hat{z}_0 \rightarrow \infty, \Delta W \rightarrow 0$. 这与 Lawson-Woodward 理论一致^[12,13]. 对于 $l = 1$ 模 LG 光束, 最大电子能量增益产生在 $2z_0$ 等于 $-E_z > 0$ 的长度. 此时, \hat{z}_0 需满足

$$\hat{z}_0 = \tan \frac{\pi}{4(p + 1)}. \quad (19)$$

电子归一化能量增益 ΔW 随轴上归一化距离 z/Z_R 变化情况如图 2 所示. 计算所用参数为 $p = 1, \lambda = 1 \mu\text{m}, w_0/\lambda = 10.5, \phi_0 = \pi/2$. 图 2 中的实线、虚线分别表示 $w_0/\lambda = 10.5$ 时的情况. 从图 2 可以看出, z/Z_R 取不同的值, 电子能量增益差别很大. $z/Z_R \approx 0.4$ 时, 电子能量增益达最大值, 随着 z/Z_R 的进一步增大, 电子能量增益迅速减小, 然后又缓慢增大. 当 $z/Z_R \rightarrow \infty$ 时, 电子能量增益趋近于零, 这与以上分析的结果一致.

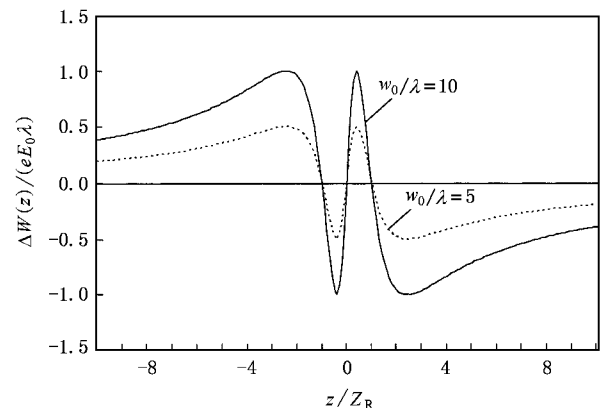


图 2 当 $w_0/\lambda = 5, 10$ 时, 归一化能量增益 $\Delta W(z)/(eE_0 \lambda)$ 随归一化距离 z/Z_R 的变化

对于 $l = 1$ 模 LG 光束, 选用初始相位 $\phi_0 = \pi/2$, $P = 20$ TW, $p = 1$, $\lambda = 1 \mu\text{m}$, $w_0/\lambda = 5$, 可算出 $z_s \approx 62 \mu\text{m}$, 瑞利长度 $Z_R = 78 \mu\text{m}$, 在 $2z_0 = z_s$ 相互作用间隔内 $\Delta W = 69$ MeV. 因为激光束是强聚焦并且相互作用距离很短, 因此加速场很强. 例如, 对于 $w_0/\lambda = 5$, 10 平均加速梯度^[7] $E_z = \Delta W/e z_s$ 分别为 0.59, 0.15 TV/m.

3. 用圆偏振 LG 光束加速电子

对于沿 z 轴方向传输的圆偏振 LG 光束, 其横向电场分量的表达式为^[9]

$$\begin{aligned} E_{\perp}^{pl}(r, \varphi, z) = & \frac{E_0 w_0}{w} \left(\frac{\sqrt{2}r}{w} \right)^l L_p^l \left(\frac{2r^2}{w^2} \right) \\ & \times \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \cos(l\phi - \chi) \mathbf{i} \cos\psi \\ & + \mathbf{j} \sin\psi, \end{aligned} \quad (20)$$

式中 \mathbf{i} , \mathbf{j} 分别为 x , y 方向的单位矢量, 相位 ψ 为

$$\psi = kz - \omega t + \frac{kr^2}{2R} - (2p + l + 1) \arctan\left(\frac{z}{Z_R}\right) + \phi_0. \quad (21)$$

由(3)式可求出相应光场的纵向分量为

$$\begin{aligned} E_z^{pl}(r, \varphi, z) = & -\frac{E_0 w_0}{kw} \left(\frac{\sqrt{2}r}{w} \right)^l \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \\ & \times \left\{ L_p^l \left(\frac{2r^2}{w^2} \right) \left[\frac{l}{r} \cos l\varphi \times \sin(\psi - l\varphi) \right. \right. \\ & - \frac{2r}{w^2} \cos l\varphi \times \sin(\psi - l\varphi) + \frac{1}{r} \sin l\varphi \\ & \times \cos(\psi - l\varphi) + \frac{kr}{R} \cos l\varphi \times \cos(\psi - l\varphi) \left. \right\} \\ & - \frac{4r}{w^2} L_{p+1}^{l+1} \left(\frac{2r^2}{w^2} \right) \cos l\varphi \times \sin(\psi - l\varphi). \end{aligned} \quad (22)$$

由(22)式知, 当 $l > 1$ 或 $l = 0$ 时, 轴上电场分量 $E_z^{pl}(0, \varphi, z) = 0$. 因此, 只有 $l = 1$ 模 LG 光束可用于电子加速. 当 $l = 1$ 时, 轴上电场为

$$E_z^{p1}(0, \varphi, z) = -\frac{\sqrt{2}E_0 w_0}{kw^2} (p + 1) \sin\psi. \quad (23)$$

这里

$$\psi_z = -\int \frac{k}{2\gamma_z^2} dz - \chi (p + 1) \arctan \frac{z}{Z_R} + \phi_0. \quad (24)$$

比较(23)和(5)式、(24)和(6)式知, 用圆偏振或线偏振 LG 光束加速电子, 有完全相同的作用. 下面分析其物理原因. 由(3)式可求得沿 y 方向偏振的横向电场的纵向分量为

$$\begin{aligned} E_{yz}^{pl}(r, \varphi, z) = & -\frac{E_0 w_0}{kw} \left(\frac{\sqrt{2}r}{w} \right)^l \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \\ & \times \left\{ \frac{1}{r} L_p^l \left(\frac{2r^2}{w^2} \right) \sin(l - 1)\varphi \cos\psi \right. \\ & + r \left[\frac{2}{w^2} \left(L_p^l \left(\frac{2r^2}{w^2} \right) - L_{p-1}^{l+1} \left(\frac{2r^2}{w^2} \right) \right) \cos\psi \right. \\ & \left. \left. + \frac{k}{R} L_p^l \left(\frac{2r^2}{w^2} \right) \sin\psi \right] \sin\varphi \cos l\varphi \right\}. \end{aligned} \quad (25)$$

(25)式表明, 无论 l 取什么值, 轴上电场分量 $E_{yz}^{pl}(0, \varphi, z) = 0$, 即沿 y 方向偏振的横向电场不能产生纵向电场分量, 对电子加速不起作用. 换言之, 只有沿 x 方向偏振的 $l = 1$ 模的横向电场能产生纵向轴向电场, 才能对电子进行加速.

4. 结 论

本文研究了用于真空中加速电子的 LG 光束的一般特征. 线偏振和圆偏振 LG 光束都对电子有加速效果, 但只有模指数为 p 和 $l = 1$ 的 LG 光束在轴上有纵向电场分量, 可用于加速电子. 轴上相速度总大于光速 c , 轴上群速度在 $(-Z_R, Z_R)$ 内大于光速 c , 此区域之外小于 c . 在束腰处, 当 $r < \sqrt{2p + l + 1} w_0$ 时, 相速度和群速度大于 c ; 当 $r = \sqrt{2p + l + 1} w_0$ 时, 等于 c ; 当 $r > \sqrt{2p + l + 1} w_0$ 时, 小于 c . LG 光束的初始相位 ϕ_0 对电子加速有重要的作用.

- [1] Perry M D, Mourou G 1994 *Science* **264** 917
 [2] Perry M D, Pennington D, Stuart B C *et al* 1999 *Opt. Lett.* **24** 160
 [3] Zhu P F, Qian L J, Xue S L *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 587 (in Chinese) [朱鹏飞、钱列加、薛绍林等 2003 物理学报 **52** 587]
 [4] Liu H J, Chen G F, Zhao W *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1717 (in Chinese) [刘红军、陈国夫、赵卫等 2001 物理学报 **50** 1717]

- [5] He F, Yu W, Lu P X *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 165 (in Chinese) [何峰、余玮、陆培祥等 2004 物理学报 **53** 165]
 [6] Scully M O, Zubairy M S 1991 *Phys. Rev. A* **44** 2656
 [7] Esarey E, Sprangle P, Krall J 1995 *Phys. Rev. E* **52** 5443
 [8] Liu S, Guo H 2004 *Phys. Lett. A* **324** 104
 [9] Lü B D 2003 *Laser Optics* (3rd ed) (Beijing: Higher Education Press) (in Chinese) [吕百达 2003 激光光学(第三版)北京:高

等教育出版社)]

Pergamon)

- [10] Lax M , Louisell W H , McKnight W B 1975 *Phys. Rev. A* **11** 1365 [12] Lawson J D 1979 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-26** 4217
 [11] Born M , Wolf E 1989 *Principles of Optics* (6th ed)(Oxford : [13] Woodward P M 1947 *J. Inst. Electr. Eng.* **93** 1554

Direct acceleration of electrons by a Laguerre-Gaussian laser beam in vacuum *

Zhao Zhi-Guo^{1,2)} Liu Bai-Da²⁾

¹ *Department of Physics , Luoyang Normal College , Luoyang 471022 , China)*

² *Institute of Laser Physics and Chemistry , Sichuan University , Chengdu 610064 , China)*

(Received 3 July 2005 ; revised manuscript received 5 December 2005)

Abstract

The acceleration of electrons by a Laguerre-Gaussian (LG) beam in vacuum is studied . It is shown that only the longitudinal electric field of the LG beam with mode indices p and $l = 1$ can be used to accelerate electrons . The linearly- and circularly-polarized LG beams with mode indices p and $l = 1$ effectively play the role in laser electron acceleration . Some physical characteristics , such as phase and group velocities of the axial optical field , and energy gain of electrons etc . , are discussed . The analytical expressions for the phase and group velocities of the axial optical field , accelerating potential and energy gain etc . are derived and are used to make numerical analysis .

Keywords : laser electron acceleration , Laguerre-Gaussian beam , liner polarization and circular polarization , energy gain

PACC : 4260 , 4262

* Project supported by the National High Technology Development Program of China (Grant No. 2004AA823070) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10574097).