

紧聚焦的飞秒激光脉冲在真空中对电子的加速^{*}

何 峰¹⁾²⁾ 余 玮¹⁾ 陆培祥¹⁾²⁾ 袁 孝²⁾ 刘晶儒³⁾

¹⁾ 中国科学院上海光学精密机械研究所强光学实验室, 上海 201800)

²⁾ 激光技术国家重点实验室, 华中科技大学, 武汉 430070)

³⁾ 西北核技术研究所, 西安 710024)

(2003 年 1 月 14 日收到 2003 年 5 月 8 日收到修改稿)

研究了紧聚焦的圆偏振飞秒相对论高斯激光脉冲与电子的相互作用, 提出了一种激光加速电子的新机制. 利用束腰小、强度大的激光脉冲上升沿加速电子, 束腰大、强度小的脉冲下降沿减速电子, 当光脉冲和电子分离时, 电子获得了能量增益. 研究发现, 初始静止的电子与强度高于 $10^{19} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ 的光脉冲作用以后, 可以获得 MeV 量级的能量. 初始位于焦点附近的电子被加速的效果较好, 而远离焦点的电子几乎不能获得能量增益.

关键词: 电子加速, 能量增益, 高斯脉冲, 束腰

PACC: 5225, 9530

1. 引 言

近十年来, 啁啾脉冲放大(CPA)技术^[1]的广泛应用, 使激光脉冲的峰值强度提高了 5—6 个数量级, 脉宽宽度也由皮秒短至飞秒. 将这样一束超强超短激光脉冲聚焦在很小的空间范围内, 光强可以超过 $10^{18} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$, 其电场也可以超过 10^{12} V/m . 如此强大的电场激发了人们使用超强超短激光脉冲加速电子的想法, 提出了很多激光脉冲在真空^[2-6]和等离子体内^[7-13]加速电子的模型, 实验上也观测到了高能电子^[8,9,14]. 尽管激光与等离子体相互作用可以把电子加速到很高的能量, 但是这在实验和理论上都要涉及到电子和等离子体的碰撞, 等离子体的均匀性等问题, 而在真空中就简单得多. 因此本文主要研究激光脉冲在真空中加速电子的情况.

众所周知, 平面波脉冲不能加速电子. 这是因为在平面波脉冲的作用下, 虽然脉冲的上升沿加速电子使电子获得了很大的能量, 但是脉冲的下降沿会对电子减速, 加速和减速作用相互抵消. 当光脉冲和电子分离以后, 电子没有获得能量增益. 如果电子能在被脉冲的上升沿加速之后, 而在被脉冲的下降沿减速之前就从光脉冲中脱离出来的话, 那么电子就能从光脉冲中获得能量增益. 基于这种观点, 1995

年 Hartemann^[4]等人提出了非线性有质动力散射电子使其加速的想法. 该方法使用了聚焦的激光脉冲, 脉冲的横向强度也呈高斯分布. 如果电子在光电场作用下的振幅和光脉冲的束腰半径可以相互比较的话, 当电子在振动过程中离开光脉冲传播轴最大振幅时, 由于此处光强远小于轴上的光强, 光电场不能把电子拉回到初始位置, 那么电子就会被光脉冲从侧向散射出去, 同时获得了一定的能量. 为了使电子的振幅能够和光脉冲的束腰半径相当, 对光强有一要求, 称之为临界光强. 然而实验^[12]和模拟^[5]都表明, 在远低于临界光强的光脉冲作用下, 电子就可以被光脉冲散射出去. 后来, Yu 等人忽略电子在光电场作用下所做的高频振动, 只考虑电子在光场有质动力作用下的平均运动^[6], 径向的有质动力把电子向远离激光传播轴的方向排开, 使得电子只与脉冲的上升沿作用, 在脉冲下降沿减速电子之前, 电子就已经与光脉冲分离, 从而获得了能量增益. 这一理论很好地解释了实验和模拟的结果.

对于束腰半径大于 20λ (λ 是激光的波长) 的聚焦高斯脉冲, 由于光脉冲和电子的相互作用距离远远小于光脉冲的瑞利长度, 因此, 在研究光脉冲和电子相互作用时, 通常将光脉冲束腰半径的变化忽略不计^[4-6]. 然而, 目前实验上使用的聚焦的高斯脉冲, 束腰半径已经可以小到 5λ , 对应光脉冲的瑞利

^{*} 中国科学院百人计划、国家重点基础研究专项基金(批准号: TG1999075206-2)和国家高科技专项(批准号: 863-416-1)资助的课题.

长度也大大减小,在光脉冲和电子相互作用的范围内,脉冲束腰半径的变化已经不能忽略.本文研究了束腰半径变化的光脉冲对初始静止电子的加速情况.研究发现,利用聚焦高斯脉冲传播时束腰半径发生变化的自然属性,可以得到一种新的激光加速电子的机制.选择电子和激光脉冲的相对位置,使得激光脉冲在焦点附近加速电子,在远离焦点的区域减速电子.加速时光脉冲束腰小、强度大,加速作用明显,减速时光脉冲束腰大、强度小,减速作用比较弱.脉冲上升沿对电子的加速作用与脉冲下降沿对电子的减速作用不能相互抵消.当激光脉冲和电子分离时,电子获得了 MeV 量级的能量.初始位于激光传播轴上的电子获得了与激光传播方向相同或相反的速度.进一步的研究发现,初始位于焦点附近的电子被加速的效果较好,而远离焦点的电子几乎不能获得能量增益.脉冲太宽或者太窄都不利于电子的加速.

2. 电子加速模型

聚焦高斯脉冲激光电场的归一化矢势通常写成下面的形式:

$$\mathbf{a} = a_0 \exp(-\eta^2/L^2 - (x^2 + y^2)/b^2) \times (1 + z^2/z_f^2)^{-1/2} \hat{\mathbf{a}}, \quad (1)$$

其中 $\hat{\mathbf{a}} = \cos \eta \hat{\mathbf{x}} + \sin \eta \hat{\mathbf{y}}$, L 和 b 分别是脉冲的宽度和束腰半径, a_0 是激光的振幅, $\eta = z - t$, a_0 , z , t 分别用 mc^2/e , k_0^{-1} , ω_0^{-1} 归一化,其中 k_0 和 ω_0 分别是激光的波数和圆频率, $b = b_0(1 + z^2/z_f^2)$, b_0 是脉冲的最小半径,已经用 k_0^{-1} 归一化, b 是脉冲传播至 z 的束腰半径, $z_f = b_0^2/2$ 对应于此光束的瑞利长度, m 是电子的质量, e 是电子的电量.当束腰半径发生变化时,脉冲的强度也发生变化.在焦点处,脉冲的束腰半径最小,为 b_0 ,因此这儿的强度最大.在远离焦点的区域,束腰半径比焦点处的半径大得多,因此激光的强度也有明显的下降.例如距离焦点一倍瑞利长度处,激光的峰值强度只有焦点处激光强度的 50%.

图 1 是束腰半径变化的激光脉冲加速电子的示意图.激光脉冲从左向右传播,一静止的电子位于脉冲焦点附近的激光传播轴上.当激光遇到电子时,脉冲上升沿的有质动力把电子向右推,这个过程在靠近焦点的区域进行,因而激光的强度很大,对电子的加速作用也很明显.在轴附近的径向光场分布很接

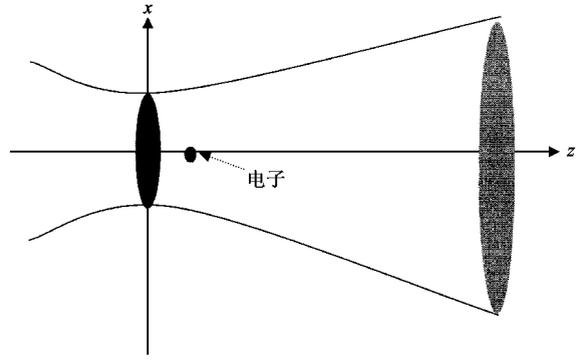


图 1 激光加速电子的示意图

近于平面波,所以初始位于轴上的电子所受的径向有质动力并不大.当脉冲的上升沿越过电子,脉冲的下降沿开始减速电子时,脉冲和电子都已经远离焦点,激光强度也明显减小,因此减速作用也比较小.加速和减速作用的不对称,使得激光脉冲和电子分离以后,电子获得了能量增益.

3. 基本的方程组

电子在电磁场中的运动可以用拉格朗日方程和电子的能量方程描述^[15]

$$d_t(\mathbf{p} - \mathbf{a}) = -\nabla_a(\mathbf{u} \cdot \mathbf{a}) \quad (2)$$

$$d_t \gamma = \mathbf{u} \cdot \partial_t \mathbf{a} \quad (3)$$

其中 \mathbf{u} 是电子的速度, \mathbf{a} 是矢势, $\mathbf{p} = \gamma \mathbf{u}$ 是电子的动量,它们已经分别使用 c , mc^2/e , mc 归一化了. $\gamma = (1 - u^2)^{-1/2}$ 是相对论因子,也是用 mc^2 归一化后电子的能量,方程(2)中的 ∇_a 只作用于 \mathbf{a} 上.

(1)式表示的光场用笛卡儿坐标表示,则光场的各个分量应该写成

$$a_x = a_L \cos(\eta), a_y = \delta a_L \sin(\eta) \quad (4)$$

其中

$a_L = a_0 \exp(-\eta^2/L^2 - (x^2 + y^2)/b^2) (1 + z^2/z_f^2)^{-1/2}$. 将(4)式代入方程(2)和(3),经过简单的代数变换,得到下面的方程组:

$$\gamma d_t u_x = (1 - u_x^2) \partial_t a_x + u_y (\partial_y a_x - \partial_x a_y) + u_z \partial_z a_x - u_x u_y \partial_t a_y, \quad (5a)$$

$$\gamma d_t u_y = (1 - u_y^2) \partial_t a_y + u_x (\partial_y a_x - \partial_x a_y) + u_z \partial_z a_y - u_x u_y \partial_t a_x, \quad (5b)$$

$$\gamma d_t u_z = -u_x \partial_z a_x - u_y \partial_z a_y - u_z (u_x \partial_t a_x + u_y \partial_t a_y), \quad (5c)$$

$$d_t \gamma = u_x \partial_t a_x + u_y \partial_t a_y, \quad (5d)$$

其中 u_x, u_y, u_z 分别是电子在 x, y, z 方向上的速度分量. 通过求解上面的方程组, 就可以得到电子的运动轨迹和能量随时间的变化.

4. 结果和讨论

对于初始静止的位于激光传播轴上的电子, 脉冲的束腰半径对其运动轨迹有很大的影响. 图 2 (a) 和 (b) 分别是束腰半径 $b_0 = 20\lambda_0$ (λ_0 是用 k_0^{-1} 归一化后的波长) 的圆偏振高斯脉冲作用于电子时, 电子的运动轨迹以及电子能量随时间变化的曲线. 激光沿着 $+z$ 轴方向传播, 电子的初始坐标是 $(0, 0, 0)$, 激光的振幅 $a_0 = 5$, 脉宽 $L = 10\lambda_0$, 瑞利长度 z_f 是 1257λ , 计算所用激光波长为 $1\mu\text{m}$. 从电子的运动轨迹图上可以看出, 电子绕激光的传播轴作螺旋型运动, 偏离传播轴的最大径向距离不到 $1\lambda_0$, 电子在激光传播的方向上平移了大约 0.13 倍的瑞利长度. 由于电子在轴上平移的距离远小于光脉冲的瑞利长度, 因此这样的光脉冲和电子相互作用时, 脉冲束腰半径的变化完全可以忽略不计. 这也是参考文献 [4—6] 中所采用的方法. 电子在 $0—0.3\text{ps}$ 内被脉冲上升沿加速, 在 $0.3—0.6\text{ps}$ 内被脉冲下降沿减速. 尽管在电子和激光脉冲作用过程中, 电子的最大能量达到 12, 但当激光脉冲和电子分离以后, 电子的速度依然是 0, 电子没有能够从光脉冲中获得能量. 由于电子纵向移动的距离远远小于瑞利长度, 径向运动的最大半径远远小于束腰半径, 因此, 在激光和电子整个的作用过程中 (1) 式描述的光场可以近似写成平面波脉冲 $\mathbf{a} = a_0 \exp(-\eta^2/L^2) \hat{\mathbf{a}}$, 从这儿也可以看出, 这种情况下电子几乎不能被加速.

但是, 如果激光脉冲聚焦得很紧 (例如束腰半径只有 $5\lambda_0$), 那么电子和激光脉冲的作用情况会发生很大的变化. 由于瑞利长度 z_f 只有 $78\lambda_0$, 电子在激光传播方向上移动的距离可以和瑞利长度相互比较, 因此研究激光和电子相互作用时, 必须考虑脉冲束腰的变化. 图 3 给出了束腰半径 $b_0 = 5\lambda_0$ 时电子在光场中的运动轨迹 (a) 和能量随时间的变化 (b). 电子的初始位置是 $(0, 0, 0)$, 激光的振幅 $a_0 = 5$, 脉宽 $L = 10\lambda_0$. 电子绕激光传播轴作螺旋型运动, 在 $0—0.4\text{ps}$ 内, 电子的速度和能量迅速增大. 脉冲把电子推离焦点的同时, 束腰半径变大, 光强减弱, 径向的光场分布越来越接近于平面波, 径向的有质动力比较小, 因此电子一直在靠近激光传播轴的区域运

动. 当脉冲上升沿越过电子, 脉冲下降沿开始减速电子时, 电子和光脉冲都已经远离焦点. 计算表明, 此刻激光的强度只有焦点处光强的 30%, 因此脉冲下降沿对电子的减速作用比较小. 电子几乎以光速和光脉冲一起向前传播, 经过 5ps 以后, 电子相对于初始位置在轴向移动了 20 倍瑞利长度, 电子的能量增益慢慢减为 8, 激光强度也只有焦点处光强的 0.4%. 从图中还可以发现, 加速后电子的速度和激光的传播方向是平行的.

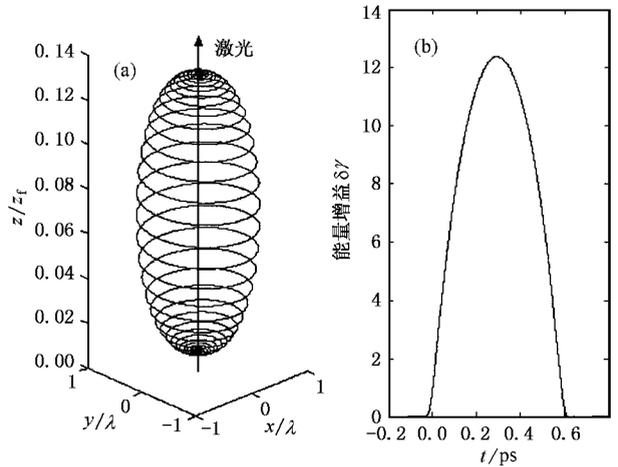


图 2 (a) 电子在光场中的运动轨迹 (b) 电子的能量随时间的变化. 光脉冲的一些参数是: $L = 10\lambda_0, a_0 = 5, b_0 = 20\lambda_0$

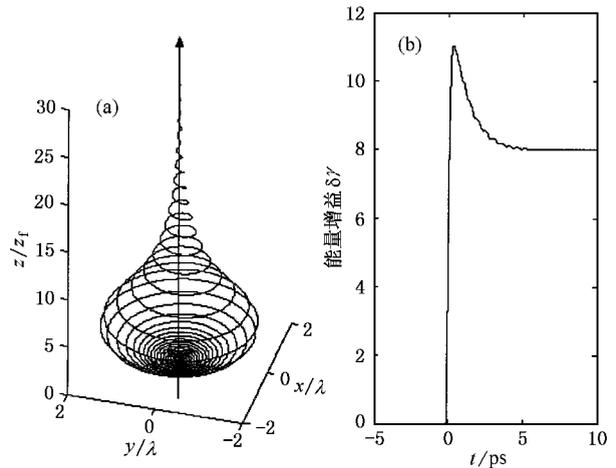


图 3 (a) 电子在光场中的运动轨迹 (b) 电子的能量随时间的变化. 光脉冲的一些参数是: $L = 10\lambda_0, a_0 = 5, b_0 = 5\lambda_0$

进一步的研究发现, 电子位于轴上的初始位置不同, 被加速后得到的能量增益也不同. 图 4 给出了圆偏振激光作用下电子的能量增益与电子在轴上的初始位置的关系, 图中所使用的参数分别是: 激光振

幅 $a_0 = 5$ 脉宽 $L = 10\lambda_0$ 束腰半径 $b_0 = 5\lambda_0$. 从图中可以看出, 电子的初始位置不同, 它获得的能量增益相差很大. 初始位于 $z/L = 1$ 处的电子获得的能量增益最大, 接近 9. 当电子远离焦点时, 电子的能量增益几乎为 0. 这是因为在远离焦点的区域, 如 $|z/L| = 20$, 由于束腰半径很大, 激光的强度只有其在焦点处的 13%, 光脉冲对电子的加速和减速作用都很弱, 因此电子的能量增益也很小. 在 $z/L = -8$ 的地方还有一个比较矮的峰, 初始位于此处的电子也得到了能量增益的极大值. 这是因为, 脉冲上升沿对位于此处的电子加速时, 脉冲的束腰大, 强度小, 加速作用比较弱. 光脉冲和电子相互作用的同时, 它们都向焦点靠近. 当脉冲的上升沿越过电子, 下降沿开始减速电子时, 光脉冲和电子就在焦点附近. 脉冲在此处束腰小, 强度大, 它把电子减速为 0 以后, 还能继续把电子沿着 $-z$ 方向加速, 当光脉冲和电子分离后, 电子获得了与光脉冲传播方向相反的速度. 在对应于正向加速和反向加速的初始位置之间, 必然存在一点, 初始位于此处的电子, 光脉冲对它的加速和减速作用刚好抵消, 电子的能量增益为 0. 从图 4 中可以很容易的找到这一点.

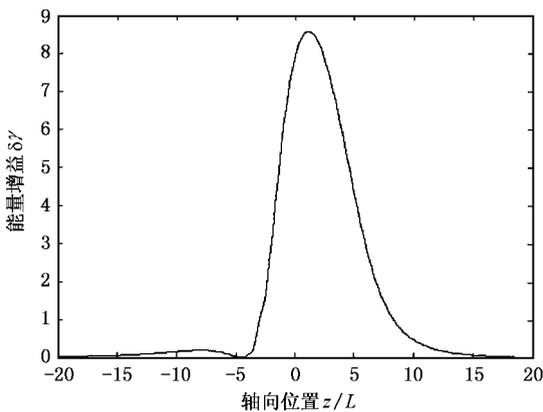


图 4 电子的能量增益与电子在轴上初始位置的关系. 所用参数同图 3

图 5 描述了电子的能量增益与电子初始横向位置的关系. 图中激光强度分别为 $a_0 = 3$ (+) 4 (o) 和 5 (*), 电子位于焦平面上. 其他的参数与图 3 和图 4 相同, 即脉宽 $L = 10\lambda_0$, 束腰半径 $b_0 = 5\lambda_0$. 显然, 对于一定的光强, 存在一个最佳位置使得电子的加速效果最好. 随着激光强度的增加, 使电子获得最大能量增益的位置越来越靠近激光的传播轴. 当 $a_0 = 5, \rho = 10^{-4}\lambda$ 时, 电子的能量增益为 12; 当电子的初

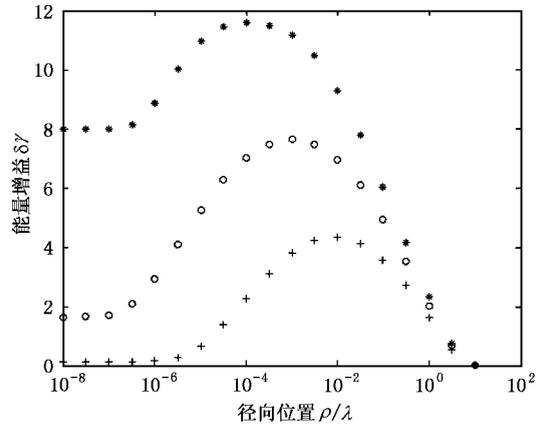


图 5 电子的能量增益与电子在焦平面上横向位置的关系. 图中三条曲线分别是 $a_0 = 3$ (+) 4 (o) 和 5 (*) 的情况, 其他参数同图 3 和图 4

始位置偏离轴 10λ 时, 电子的能量增益几乎是 0.

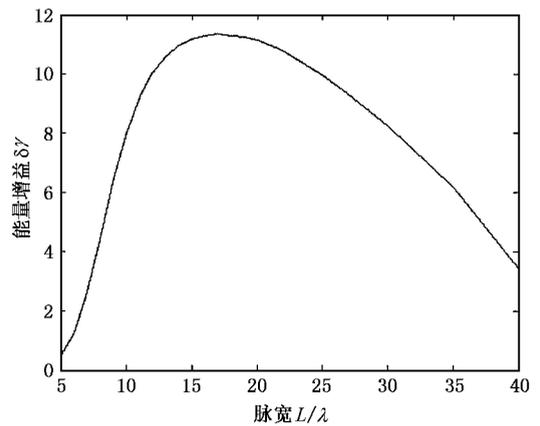


图 6 电子的能量增益与脉冲宽度的关系. 电子初始位于 $(0, \rho, 0)$, 其他的参数为 $a_0 = 5, b_0 = 5\lambda_0$

电子的能量增益不仅与其初始位置有关, 还与脉冲的宽度有关. 图 6 描述了电子的能量增益与脉冲宽度的关系. 图中使用的参数是激光振幅 $a_0 = 5$, 束腰半径 $b_0 = 5\lambda_0$, 电子的初始坐标是 $(0, \rho, 0)$. 从图中可以看出, 脉宽太窄或者太宽都不利于加速初始位于焦点的电子. 当脉宽为 17λ 时, 电子的能量增益最大, 达到 11.3, 而当脉宽超过 25λ 或低于 10λ 时, 电子的能量增益就明显减小了. 当脉宽太窄时, 由于电子和脉冲的作用时间很短, 电子在激光传播轴上移动的距离较小, 光脉冲对电子的加速和减速作用都在靠近脉冲焦点的区域完成, 因此光脉冲对电子的减速作用也很强, 使得电子的能量增益较小; 而当脉冲太宽时, 脉冲前沿光强比较小的部分就已

经将电子推离焦点,当脉冲的峰值部分与电子作用时,电子和光脉冲都已经远离焦点了,此时脉冲的束腰半径已经很大,这导致脉冲峰值部分的光强也已经减小了.因此,脉宽较宽的光脉冲在加速电子的整个过程中,作用于电子上的光强都比较小,得到的电子能量增益相应比较小.

5. 结 论

本文揭示了相对论的飞秒高斯激光脉冲加速电

子的一种新的机制.利用脉冲传播时束腰半径变化的自然属性,选择电子和脉冲的相对位置,使束腰小、强度大的脉冲上升沿加速电子,而使束腰大、强度小的脉冲下降沿减速电子.当激光的强度高于 $10^{19} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ 时,初始静止的电子可以获得 MeV 量级的能量.进一步的研究表明,电子的能量增益与它的初始位置以及光脉冲的宽度也有关,初始位于焦点附近的、偏离激光传播轴一定距离的电子,加速效果比较好;光脉冲宽度太宽和太窄都不利于加速初始位于焦点的电子.

-
- [1] Strickland D and Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **56** 219
- [2] Scully M O and Zubairy M S 1991 *Phys. Rev. A* **44** 2656
- [3] Esarey Eric, Sprangle Phillip and Krall Jonathan 1995 *Phys. Rev. E* **52** 5443
- [4] Hartemann F V, Fochs S N, Sage G P Le and Luhmann N C, Jr 1995 *Phys. Rev. E* **51** 4833
- [5] Quesnel Brice and Mora Patrick 1998 *Phys. Rev. E* **58** 3719
- [6] Yu W, Yu M Y, Ma J X, Sheng Z M, Zhang J, Daido H, Liu S B, Xu Z Z and Li R X 2000 *Phys. Rev. E* **61** R2220
- [7] Tajima T and Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett* **43** 267
- [8] Umstadter D, Chen S Y, Maksimchuk A, Mourou G and Wgner R 1996 *Science* **73** 472
- [9] Wagner R, Chen S Y, Maksimchuk A, and Umstadter D 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 3125
- [10] Sprangle Phillip, Esarey Eric, and Krall Jonathan 1996 *Phys. Plasmas* **3** 2183
- [11] Cang Y, Wang W, Zhang J 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1742 (in Chinese) [苍宇、张杰、王薇 2001 物理学报 **50** 1742]
- [12] He B, Chang T Q, Zhang J T, Xu L B 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1939 (in Chinese) [何斌、常铁强、张家泰、许林宝 2001 物理学报 **50** 1939]
- [13] Ji P Y and Bao J S 2001 *Chin. Phys.* **10** 314
- [14] Malka G *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 3314
- [15] Gibbon Paul 1997 *IEEE J. Quantum Electron* **33** 1915

Electron acceleration by a tightly focused femtosecond laser beam in vacuum *

He Feng^{1,2)} Yu Wei¹⁾ Lu Pei-Xiang^{1,2)} Yuan Xiao²⁾ Liu Jing-Ru³⁾

¹⁾*Laboratory for High Intensity Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)*

²⁾*State Key Laboratory of Laser Technology, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430070, China)*

³⁾*Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China)*

(Received 14 January 2003 ; revised manuscript received 8 May 2003)

Abstract

Ponderomotive-force driven acceleration of an electron at the focus of a high-intensity short-pulse laser is considered using a model that the electrons accelerated are near the focus but decelerated far away the focus. For intensities above $10^{19} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$, the electron's energy gain in the range of MeV can be realized when the electron leaves the laser pulse. Final energy gain of the electron as a function of its initial position has also been discussed. We find that an electron initially near the focus can be accelerated well.

Keywords : electron acceleration , energy gain , Gaussian laser pulse , beam waist

PACC : 5225 , 9530

* Project supported by the " 100 Talents program ", Chinese Academy of Sciences , and the Special Foundation for State Major Basic Research of China(Grant No. TG1999075206-2) and the National High-Technology Program of China(Grant No. 863-416-1).