

紧聚焦的超短超强激光脉冲在真空中加速斜入射的 相对论电子*

田友伟¹⁾ 余 玮¹⁾ 陆培祥²⁾¹⁾ 何 峰¹⁾ 马法君¹⁾ 徐 涵¹⁾ 静国梁³⁾ 钱列加⁴⁾

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⁾ 中国矿业大学(北京校区), 北京 100083)

⁴⁾ 复旦大学, 上海 200433)

(2004 年 9 月 22 日收到, 2004 年 11 月 22 日收到修改稿)

研究了紧聚焦的线偏振飞秒超强高斯激光脉冲俘获并剧烈加速斜入射低能相对论电子的效应, 发现被俘获的电子在激光脉冲纵向有质动力的强大加速作用下, 可以获得 GeV 量级的能量, 并详细研究了入射电子的初能量、斜入射角、电子与激光脉冲的相对延迟时间和激光脉冲宽度等条件对电子能量增益的影响, 发现当激光脉宽超过 10λ 时, 脉宽对电子能量增益影响不大.

关键词: 电子加速, 有质动力, 能量增益, 束腰

PACC: 5225, 9530

1. 引 言

近年来, 随着超短超强激光技术的发展, 世界各国竞相建造拍瓦装置, 如果将此装置输出的激光束聚焦在很小的空间范围内, 光强可以达到并超过 10^{21} W/cm², 其电场可以超过 10^{13} V/m^[1-3], 如此强大的电场极大的激发了人们研究超短超强激光脉冲与物质相互作用的兴趣, 其中激光脉冲加速电子一直是人们研究的重要课题, 并提出了很多激光脉冲在真空^[4-10]和等离子体内^[11, 12]加速电子的模型, 实验上也观测到了高能电子. 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, 等离子体均匀性等问题, 而真空中就简单得多. 因此本文主要研究激光脉冲在真空中加速电子的情况. 近来许多科研小组^[13-21]通过数值积分电子的运动方程, 发现与激光传输轴成很小角度入射的低能电子可以被超强连续激光俘获并剧烈加速到 GeV 量级的能量.

众所周知, 平面波脉冲是不能加速电子的, 因为

在平面波脉冲作用下, 虽然脉冲的上升沿会加速电子, 但是脉冲的下降沿会减速电子, 加速和减速作用相互抵消, 当光脉冲和电子分离后, 电子不能获得能量增益. 近来 He^[9]等人研究了紧聚焦的飞秒激光脉冲在真空中对静止电子的加速, 揭示了一种新的相对论飞秒高斯激光脉冲加速电子的机理; Ho^[13, 15, 18-21]等人研究了真空中超强 ($a_0 \geq 10$) 连续激光加速以一定角度入射的电子的情况.

在目前的实验条件下难以实现超强连续激光, 我们知道超强激光都是通过紧聚焦 ($\leq 20\lambda$) 的超短激光脉冲实现的. 为了实际应用的需要, 有必要研究电子与紧聚焦超短超强激光脉冲的相互作用, 这就是本文研究的中心内容. 考虑一低能相对论电子以很小的角度入射到激光脉冲的焦点附近, 当电子在激光场中运动时, 它的能量受到激光场调制并被加速到 GeV 量级. 研究发现紧聚焦超短超强激光脉冲在一段时间内可以俘获低能相对论电子并强烈加速, 被俘获的电子主要是通过有效的纵向有质动力加速. 脉冲激光有许多连续激光没有的特性, 例如, 激光脉宽和入射电子与激光脉冲之间的相对延迟时间. 当然电子的能量增益也依赖于许多其他的参

* 国家自然科学基金(批准号: 10375083)和国家重点基础研究专项基金(批准号: TG1999075206-2)资助的课题.

数,例如,入射电子的初能量、斜入射角和激光脉冲宽度等,我们将研究这些物理量与电子加速的关系.

2. 电子加速模型和基本方程

聚焦线偏振高斯脉冲激光电场的归一化矢势形式通常写成

$$a = a_0 \exp(-\eta^2/L^2 - \rho^2/b^2) \chi(b_0/b) \hat{a}, \quad (1)$$

其中 $\hat{a} = \cos(\phi) \hat{x}$, L 和 b 分别是激光的脉宽和束腰半径, a_0 是被 mc^2/e 归一化的激光振幅, $b = b_0(1 + z^2/z_f^2)^{1/2}$, 其中 b_0 是脉冲的最小半径, b 是脉冲传播至 z 处的束腰半径, $z_f = b_0^2/2$ 对应于此光束的瑞利长度, $\phi = \phi_p - \phi_G - \phi_0 - \phi_R$, 其中 $\phi_p = z - t = \eta$, $\phi_G = z/z_f$, $\phi_R = (x^2 + y^2)[2R(z)]$ 和 $R(z) = z(1 + z_f^2/z^2)$, ϕ_0 是脉冲激光的初位相, ϕ_p 是平面波位相, ϕ_G 是与高斯光束从 $-\infty$ 传到 $+\infty$ 时将经历 π 位相变化相关的 Guoy 位相, ϕ_R 与波前曲率相关的位相, $R(z)$ 是脉冲激光波前的曲率半径, 在上面的定义中, 空间和时间坐标分别被 k_0^{-1} 和 ω_0^{-1} 归一化, ω_0 和 k_0 分别是激光的频率和波数. 显然当束腰半径发生变化时, 脉冲激光的强度也发生变化, 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 50%.

在笛卡儿坐标系下, 线偏振激光的分量可以写为

$$a_x = a_L \cos(\phi), \quad (2)$$

其中 $a_L = a_0 \exp(-\eta^2/L^2 - \rho^2/b^2) \chi(b_0/b)$, 在库仑规范 $\nabla \cdot a = 0$ 下, 矢势的纵向分量为

$$a_z = a_L \left[-\frac{2x}{b_0 b} \sin(\phi + \theta) \right], \quad (3)$$

其中 $\theta = \pi - \tan^{-1}(z/z_f)$, 实际上当束腰半径大于 5 倍波长时 a_z 比 a_x 小一个数量级.

图 1 是激光脉冲与电子相互作用的示意图. 假设激光脉冲沿 $+z$ 轴传播, 电子在 $x-z$ 平面内以与激光传播轴成很小的角度 θ_i 从 $-x$ 轴一侧向激光脉冲的焦点入射(如图). 假设激光脉冲的峰值传播到焦点处($x-y$ 平面)的时刻为 $t=0$, 同时在 $x-z$ 平面内注入一电子, 进一步假设, 如果没有激光脉冲存在, 入射电子到达焦点的时刻为 δt , 因此 δt 表示电子与激光脉冲到达焦点的相对延迟时间.

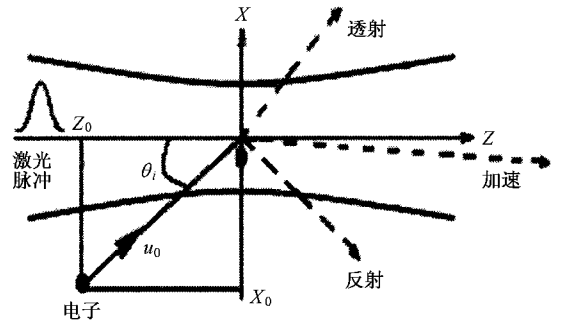


图 1 激光脉冲与电子相互作用的示意图, 假设激光沿 $+z$ 轴传播

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^[22]:

$$d_t(p - a) = -\nabla(u \cdot a), \quad (4)$$

$$d_t \gamma = u \cdot \partial_t a, \quad (5)$$

其中 u 是用光速 c 归一化的电子速度, a 是用 mc^2/e 归一化的矢势, $p = \gamma u$ 是用 mc 归一化的电子动量, $\gamma = (1 - u^2)^{-1/2}$ 是相对论因子, 也是用 mc^2 归一化的电子能量, 方程(4)中的 ∇_a 只作用于 a 上. 将(2)式代入方程(4)和(5)经过简单的代数变换, 得到电子运动轨迹和能量的方程组, 通过求解方程组就可以得到电子的运动轨迹和能量随时间的变化.

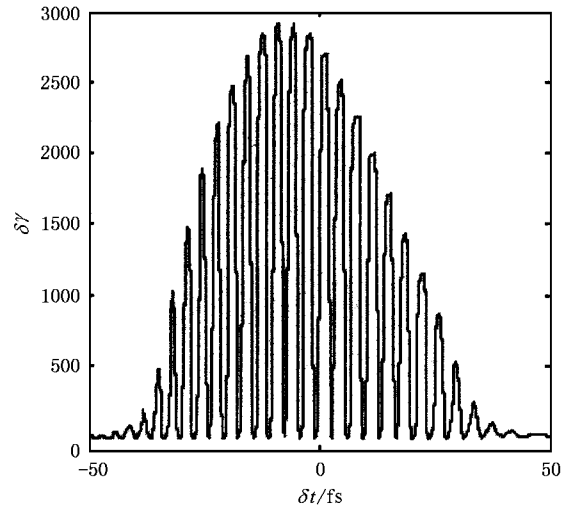


图 2 电子能量增益与电子激光脉冲相对延迟时间的关系(参数为 $a_0 = 50$, $b_0 = 20\lambda$, $L = 10\lambda$ 和 $\theta_i = 0.1$ 弧度和 $\gamma_0 = 15$)

3. 结果和讨论

当参数 a_0 , b_0 , L , θ_i 和 γ_0 给定时, 电子获得的能量增益 $\delta \gamma$ 和入射电子与激光脉冲的相对延迟时

间 δt 有很大的依赖关系. 图 2 描述了相对延迟时间 δt 对电子能量增益 $\delta\gamma$ 的影响. 图中使用的参数是脉冲激光振幅 $a_0 = 50$, 束腰半径 $b_0 = 20\lambda$, 脉宽 $L = 10\lambda$, 电子入射角度 $\theta_i = 0.1$ 弧度和电子初能量 $\gamma_0 = 15$. 当 $\delta t \neq 0$ 时, 即入射电子和激光脉冲之间存在延迟, 延迟时间不同, 入射电子就会与激光脉冲的不同部分相互作用, 因此图 2 中能量增益 $\delta\gamma$ 与相对延迟时间 δt 的关系, 是由两方面因素决定的, 一是激光脉冲位相的周期变化^[13], 二是高斯脉冲强度的变化. 从图中很明显的看出, 存在一个最佳的相对延迟时间 $\delta t \sim -10$ fs, 使得入射电子的能量增益达到最大值.

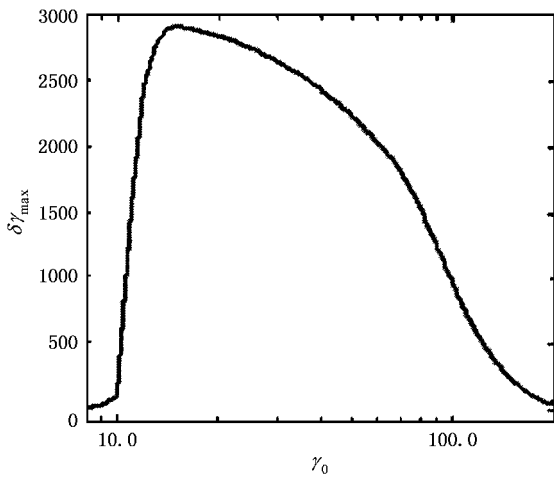


图 3 电子最佳能量增益与入射电子初能量的关系 ($\theta_i = 0.1$ 弧度, 其他参数同图 2)

对于以某一能量入射的电子, 通过改变相对延迟时间, 可以获得最佳能量增益. 电子的初始能量不同, 最佳能量增益也不同. 图 3 描述了当 $\theta_i = 0.1$ 弧度时入射电子最佳能量增益 $\delta\gamma_{\max}$ ($\delta\gamma_{\max} = \gamma_{\text{fm}} - \gamma_0$, γ_{fm} 是入射电子加速后获得的最大能量) 与电子初能量 γ_0 的关系. 其他参数同图 2. 如果定义电子得到剧烈加速的条件为 $\delta\gamma_{\max} > 300$, 那么从图 3 中可以很明显的得出, 在上述参数条件下, 电子加速发生的最小入射电子初能量大约为 $\gamma_0 = 11$. 当 $\gamma_0 > 11$ 时, $\delta\gamma_{\max}$ 迅速增加达到 GeV, 到 γ_0 接近 15 时, 电子的最佳能量增益达到它的极大值 $\delta\gamma_{\max} \sim 2900$, 相应的电子能量约为 1.5 GeV, 此后 $\delta\gamma_{\max}$ 将随着入射电子初能量的增加逐渐减小直到 $\gamma_0 > 130$, 此时我们发现电子将不能被激光脉冲加速, 因此, 在给定的条件下, 我们认为发生俘获加速效应的入射电子初

能量的条件为 $12 < \gamma_0 < 60$. 在这个范围内, 入射电子可以从激光脉冲获得 GeV 量级的能量, 因此为了获得最佳的加速效果, 入射电子初能量的范围是 $12 < \gamma_0 < 60$, 这是这一加速模型的一大优点, 即它不需要初能量很高的入射电子.

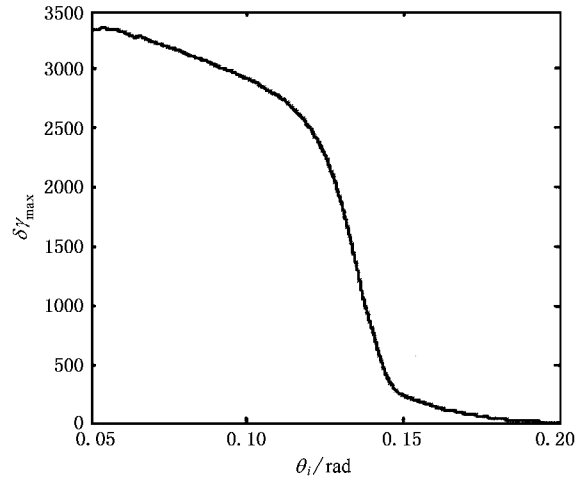


图 4 电子最佳能量增益与电子初始入射角的关系 (激光脉冲和入射电子的参数同图 2)

电子的初始入射角不同, 电子获得的最佳能量增益也不同. 图 4 描述了电子最佳能量增益 $\delta\gamma_{\max}$ 与电子初始入射角 θ_i 之间的关系. 图中使用的参数同图 2, 从图中可以明显看出, 随着初始入射角的增加, 电子最佳能量增益逐渐减小, 当 $\theta_i > 0.15$ rad 时, 电子将不能得到有效地加速. 激光束的发散角 $\theta_d = \lambda/b_0 = 0.05$ rad, 若电子开始位于激光束的焦斑以外, 则其入射角应当大于 0.05 rad. 从图中可以看出, 当电子的入射角与激光束的发散角差不多时, 电子获得的能量增益较大.

图 5 描述了在 $a_0 = 50$, $b_0 = 20\lambda$, $L = 10\lambda$, $\gamma_0 = 15$ 和 $\theta_i = 0.1$ rad 条件下, 入射电子获得最佳能量增益时电子的运动状态. 图 5(a) 是电子的运动轨迹, 从图中可以清楚地看到电子一直在激光脉冲传输轴附近运动. 图 5(b) 描述了电子能量增益的变化, 从图中可以看出入射电子被激光脉冲剧烈加速, 能量增益最终达到 1.5 GeV. 图 5(c) 描述了电子纵向速度 u_z 随其纵向位置的变化. 从图中可以看出, 电子的纵向速度 u_z 开始先慢慢增加而后迅速减小到最小值, 随后迅速增长达到接近光速的稳定值. 图 5(d) 描述了电子横向速度 u_x 随其纵向位置的变化. 从图中可以看出, 电子的横向速度 u_x 先慢慢减小然

后迅速增加到最大值, 随后逐渐减小到接近零的稳定值.

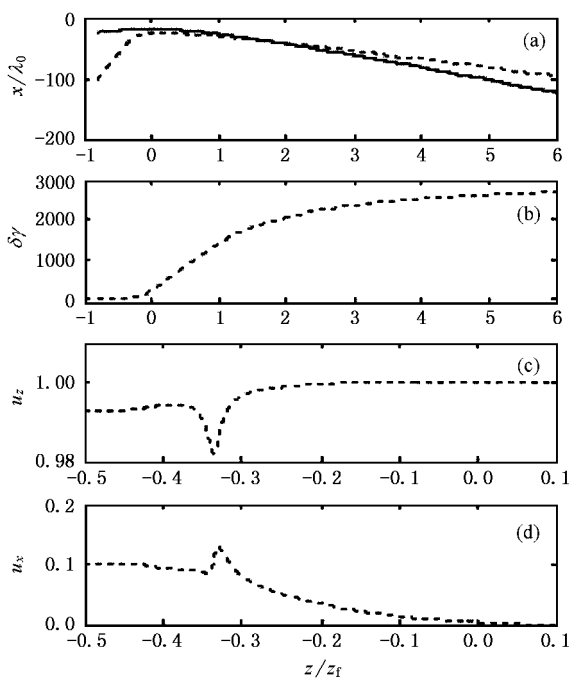


图 5 (a) $x-z$ 平面内电子的轨迹. (b) 电子能量增益与其纵向位置的关系图. (c) (d) 是电子纵向速度 u_z 、横向速度 u_x 与其纵向位置的关系图 (a) 中实线表示聚焦激光脉冲的空间轮廓. 所有电子的初条件和激光脉冲参数同图 2, 注意 (a) (b) 和 (c) (d) 横坐标尺度不同)

我们认为被剧烈加速的电子主要是通过激光脉冲的纵向有质动力进行加速, 下面从能量交换的角度来阐述纵向有质动力的加速机理, 真空中激光脉冲加速存在两种机理, 第一种是纵向电场加速, 即通过纵向力 $-eE_z$ 加速电子, 在我们的研究条件下存在这种纵向作用能量交换, 但能量交换很小, 最大值大约占能量增益的 10%; 第二种也是最主要的机理是纵向有质动力加速, 激光脉冲的纵向有质动力在焦点平面附近迅速达到最大值, 而后当 $Z > 6z_f$ 时减小到零, 在这一过程中纵向有质动力一直大于零^[23], 电子被加速后很快向前运动离开焦点附近区域, 由于激光脉冲束腰半径变大, 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 (图 5(a)). 同时由于此时电子的速度是非常接近光速的 (图 5(c)), 在电子与激光脉冲同时向前传播的过程中, 将导致入射电子和激光脉冲之间位相转移很慢, 因此入射电子可以停留在激光脉冲中很长时间, 当脉冲上升沿越过电子, 脉冲下降沿开始减速电

子时, 电子和激光脉冲都早已远离焦点, 聚焦激光脉冲早已扩散其强度迅速减弱, 因此脉冲下降沿对电子的减速作用可以忽略不计.

图 6 描述了电子最佳能量增益 $\delta\gamma_{\max}$ 与激光脉宽 L 之间的关系. 图中使用的参数同图 2, 从图中可以看出, 电子最佳能量增益 $\delta\gamma_{\max}$ 随着激光脉宽的增加而增加, 当 $L = 2\lambda$ 时, $\delta\gamma_{\max} = 2750$, 当 $L = 10\lambda$ 时, $\delta\gamma_{\max}$ 达到 2920, 而当 $L > 10\lambda$ 时, 激光脉宽对电子最佳能量增益 $\delta\gamma_{\max}$ 的影响很小, 这是因为当电子获得最佳能量增益时, 电子仅与激光脉冲中心的几个振荡相互作用.

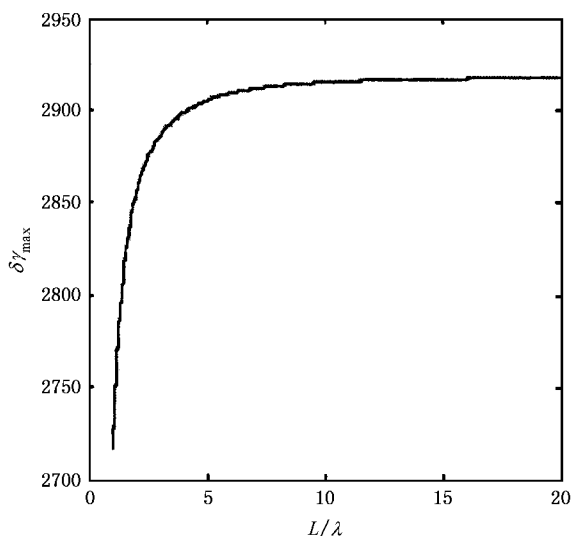


图 6 电子最佳能量增益与激光脉宽之间的关系 (激光脉冲和入射电子的参数同图 2)

4. 结 论

本文详细讨论了紧聚焦超短超强激光脉冲俘获加速斜入射的低能相对论电子效应发生的条件, 发现被俘获的电子沿着激光传播轴附近被激光脉冲俘获并剧烈加速, 能量增益达到 GeV 的量级, 同时给出了特定条件下发生俘获加速所需的入射电子的初能量范围. 从数值分析计算可知, 俘获加速的电子能量增益和入射电子激光脉冲之间的相对延迟时间是一周期函数关系, 这同时也反映了电子能量增益和激光脉冲初位相的函数关系, 发现当电子的入射角与激光束的发散角差不多时, 电子获得的能量增益较大, 同时发现当激光脉宽超过 10λ 时, 脉宽对电子的能量增益影响不大, 这具有非常重要的实验价值.

- [1] Perry M D ,Pennington D ,Stuart B C *et al* 1999 *Opt. Lett.* **24** 160
- [2] Hatchett S P ,Brown C G ,Cowan T E *et al* 2000 *Phys. Plasmas* **7** 2076
- [3] Key M H ,Cable M D ,Cowan T E *et al* 1998 *Phys. Plasmas* **5** 1966
- [4] Esarey E ,Sprangle P and Krall J 1995 *Phys. Rev. E* **52** 5443
- [5] Hartemann F V ,Fochs S N ,Sage G P Le and Luhmann N C , Jr 1995 *Phys. Rev. E* **51** 4833
- [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] Wang J X ,Ho Y K ,Feng L *et al* 1999 *Phys. Rev. E* **60** 7473
- [8] Lu Q M , Cheng Y and Xu Z Z 1998 *Phys. Plasmas* **5** 825
- [9] He F ,Yu W ,Lu P X *et al* 2003 *Phys. Rev. E* **68** 056407
- [10] He F , Yu W , Lu P X , Yuan X , Liu J R 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 165 (in Chinese) [何 峰、余 玮、陆培祥、袁 孝、刘晶儒 2004 物理学报 **53** 165]
- [11] Tajima T and Dawson J M 1997 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- [12] Xu H , Chang W W , Yin Y , Zhuo H B 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 818 (in Chinese) [徐 涵、常文蔚、银 燕、卓红斌 2004 物理学报 **53** 818]
- [13] Wang J X ,Ho Y K ,Kong Q *et al* 1998 *Phys. Rev. E* **58** 6575
- [14] Zhu L J , Ho Y K , Wang J X and Feng L 1999 *J. Phys. B* **32** 939
- [15] Kong Q ,Ho Y K ,Wang J X *et al* 2000 *Phys. Rev. E* **61** 1981
- [16] Cheng Y and Xu Z Z 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 2116
- [17] Wang P X ,Ho Y K ,Wang P X *et al* 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 2253
- [18] Ho Y K ,Wang J X ,Feng L *et al* 1996 *Phys. Lett. A* **220** 189
- [19] Wang J X ,Ho Y K ,Scheid W *et al* 1997 *Phys. Lett. A* **231** 139
- [20] Zhu L J ,Ho Y K ,Wang J X *et al* 1998 *Phys. Lett. A* **248** 319
- [21] Wang J X ,Ho Y K ,Scheid W *et al* 1997 *Phys. Lett. A* **234** 415
- [22] Gibbon P 1997 *IEEE J. Quantum Electron.* **33** 1915
- [23] Kong Q ,Miyazaki S ,Kawata S *et al* 2003 *Phys. Plasmas* **10** 4605

Electron capture and violent acceleration by a tightly focused ultra-short ultra-intense laser pulse in vacuum *

Tian You-Wei¹⁾ Yu Wei¹⁾ Lu Pei-Xiang²⁾ He Feng¹⁾ Ma Fa-Jun¹⁾ Xu Han¹⁾ Jing Guo-Liang³⁾ Qian Lie-Jia⁴⁾

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

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

³⁾ (Department of Physics , China University of Mining & Technology , Beijing 100083 , China)

⁴⁾ (Fudan University , Shanghai 200433 , China)

(Received 22 September 2004 ; revised manuscript received 22 November 2004)

Abstract

A low-energy relativistic free electron capture and violently acceleration by a tightly focused ultra-short ultra-intense laser pulse in vacuum is presented in this paper. The results show that the electron is mainly accelerated by the longitudinal ponderomotive force and the energy gain is sensitively dependent on the retarded time , initial energy and the incident angle of electron. On the other hand , the energy gain is not very sensitive to the pulse width when it is larger than 10λ .

Keywords : electron acceleration , ponderomotive force , energy gain , beam waist

PACC : 5225 , 9530

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10375083) and the Special Foundation for State Major Basic Research of China (Grant No. TG1999075206-2).