

相对论飞秒激光脉冲在真空中对预加速电子的加速^{*}

何 峰¹⁾²⁾ 余 玮²⁾ 徐 涵²⁾ 陆培祥^{1)2)†}

¹⁾ 激光技术国家重点实验室, 华中科技大学, 武汉 430074)

²⁾ 中国科学院上海光学精密机械研究所强激光光学实验室, 上海 201800)

(2004 年 4 月 16 日收到, 2004 年 11 月 22 日收到修改稿)

通过求解电子运动的相对论方程, 发现预加速电子在超强超短激光脉冲的作用下可以获得很高的能量增益. 飞秒激光脉冲的上升沿在焦点附近的区域有效加速电子后, 电子和光脉冲一起传播一段距离(远大于瑞利长度)后, 激光强度变得很弱, 从而使脉冲下降沿对电子的减速作用可以忽略不计, 因此电子只经历加速过程而没有被减速. 当电子和光脉冲分离时, 电子获得了很高的能量增益. 当光强为 10^{19} W/cm^2 , 电子的初始能量为 MeV 量级时, 电子的能量增益可以达到 0.1 GeV. 进一步讨论了电子的能量增益与电子的初始条件与激光脉冲的参数之间的关系.

关键词: 电子加速, 飞秒激光脉冲, 能量增益

PACC: 5225, 9530

1. 引 言

随着啁啾脉冲放大(CPA)技术^[1]的不断发展, 激光脉冲的强度越来越高. 将超强超短激光脉冲聚焦在很小的空间范围内, 其电场比传统加速器内的电场高 5—6 个数量级. 电子在如此强的光场中运动时, 它的振荡速度接近光速. 应用超强超短激光脉冲加速电子是近年来的热门课题. 理论上提出了很多激光加速电子的模型^[2-12], 实验上也观测到了高能电子^[13-15].

把加速后的高能电子从激光脉冲中提取出来是激光在真空中加速电子的一个关键问题. 众所周知, 平面波脉冲不能加速电子, 就是因为平面波脉冲上升沿对电子的加速和下降沿对电子的减速作用相互抵消, 光脉冲和电子分离以后, 电子没有获得能量增益. 1995 年 Hartemann 等人^[2]提出了非线性有质动力散射的提取机理. 他们认为, 对于聚焦的高斯脉冲, 电子可以被激光场的有质动力散射, 高能电子从光脉冲中提取一部分能量. 后来, Yu 等人^[4]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, 提出了电子被纵向有质动力加速, 被径向有质动力提取的加速机理, 完善了有质动力散射模型. 当激光脉冲紧聚焦

后, 瑞利长度大大减小, 在这种情况下, 激光脉冲束腰半径的变化不能忽略. 考虑了脉冲束腰变化后, 我们发现电子不仅可以被纵向有质动力加速, 也可以被纵向有质动力提取^[9,10]. Wang^[11]和 Pang 等人^[12]提出了利用高斯脉冲传播轴附近的加速通道俘获电子(CAS)使电子加速的模型. 注入此区域的电子在合适的相位条件下, 可以和激光一起传播很长的距离, 最后获得较高的能量增益.

本文提出了利用超强超短脉冲加速电子的新的加速机理. 将预加速电子置于光脉冲前, 使光脉冲追赶电子. 在光脉冲上升沿逐渐追上直到越过电子的过程中, 电子被脉冲的上升沿加速. 由于电子有一定的初速度, 因此电子在光场中的加速距离远远大于瑞利长度. 光脉冲传播时束腰半径在发生变化, 当脉冲的上升沿越过电子时, 电子和光脉冲距离焦点比较远, 脉冲的束腰半径变得很大, 作用在电子上的实际光强也已经很弱, 因此光脉冲下降沿对电子的减速作用可以忽略不计. 当光脉冲和电子分离时, 电子得到很大的能量增益.

2. 加速模型和基本方程组

圆偏振聚焦激光脉冲, 矢量通常写成^[16]

^{*} 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:JG1999075206-2)资助的课题.

[†] E-mail: lupeixiang@mail.hust.edu.cn

$$a_L = a_0 \exp\left(-\eta^2/L^2 - \rho^2/b^2\right) \left(1 + z^2/z_R^2\right)^{-1/2} \hat{a}, \quad (1)$$

其中 $\hat{a} = \cos(\phi)\hat{x} + \sin(\phi)\hat{y}$, 当脉冲的束腰半径较大时, 矢势的轴向分量远小于径向分量, 可以忽略不计. $\rho^2 = x^2 + y^2$, $L = d/2$, d 是脉冲的宽度, a_0 是用 mc^2/e 归一化后的激光的振幅, 空间量和时间量已分别用 k_0^{-1} 和 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. $b = b_0(1 + z^2/z_R^2)$, b_0 是脉冲的最小半径, b 是脉冲传播至 z 的束腰半径, $z_R = b_0^2/2$, 对应于此光束的瑞利长度, e, m 分别是电子电量和质量, c 是光速. 相位 $\phi = \phi_p - \phi_G - \phi_0 - \phi_R$, 其中 $\phi_p = z - t = \eta$, $\phi_G = \tan^{-1}(z/z_f)$, $\phi_R = (x^2 + y^2)/(2R(z))$, $R(z) = z(1 + z^2/z_R^2)$, ϕ_0 是常数.

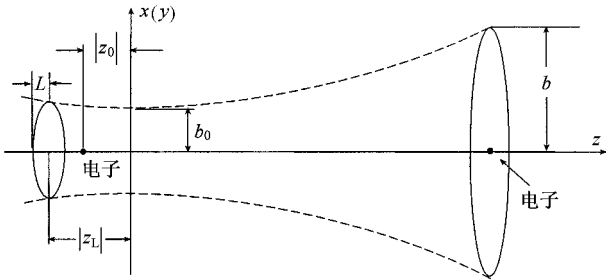


图1 激光加速电子的示意图

激光加速电子的示意图如图1所示. 激光脉冲和电子都沿 $+z$ 方向传播, 光脉冲从 $(0, 0, z_L)$ 出发, 电子初始置于 $(0, 0, z_0)$. 本文中 η 的初始值固定为 $z_0 - z_L = 5L$, 在脉冲的传播过程中, 脉冲的束腰半径 b 发生变化, 在焦点处束腰半径达到最小值 b_0 . 由于电子有一定初速度, 因此电子在光场中的位移远远大于电子初始静止的情况. 电子运动距离的大大增加, 使得激光对电子的作用距离也大大增加, 从而电子的能量增益也大幅度上升. 经过很长一段距离 (远远大于激光束的瑞利长度) 的作用, 脉冲的上升沿越过电子, 由于脉冲传播过程中的激光束发散效应, 激光强度变得很弱, 脉冲下降沿对电子的减速作用可以忽略不计. 在电子和激光的作用过程中, 电子只经受了加速过程. 当电子和光脉冲分离时, 电子获得了很大的能量增益.

由拉各朗日方程以及电子能量表达式可以得到电子在电磁场中的运动方程

$$d(\mathbf{p} - \mathbf{a}) = -\nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{a}), \quad (2)$$

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

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 归一化后的电子能量, 方程(2)中的 ∇_a 只作用于 \mathbf{a} 上. 将方程(2)和(3)转化成标量形式, 并考虑电场的纵向分量, 可以得到

$$\begin{aligned} \gamma d_t u_x &= (1 - u_x^2) \partial_t a_x + u_y (\partial_y a_x - \partial_x a_y) \\ &\quad + u_z (\partial_z a_x - \partial_x a_z) - u_x u_y \partial_t a_y \\ &\quad - u_x u_z \partial_t a_z, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \gamma d_t u_y &= (1 - u_y^2) \partial_t a_y - u_x (\partial_y a_x - \partial_x a_y) \\ &\quad + u_z (\partial_z a_y - \partial_y a_z) - u_x u_y \partial_t a_x \\ &\quad - u_y u_z \partial_t a_z, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \gamma d_t u_z &= (1 - u_z^2) \partial_t a_z - u_x (\partial_z a_x - \partial_x a_z) \\ &\quad + u_y (\partial_z a_y - \partial_y a_z) - u_x u_z \partial_t a_x \\ &\quad - u_y u_z \partial_t a_y, \end{aligned} \quad (6)$$

$$d_t \gamma = u_x \partial_t a_x + u_y \partial_t a_y + u_z \partial_t a_z. \quad (7)$$

利用龙格-库塔法求解方程(4)–(7), 计算中取激光脉冲形状为方程(1)描述的圆偏振的高斯脉冲, 可以得到电子在电磁场中任意时刻的位置和速度以及能量.

3. 结果和讨论

图2是电子的能量增益和电子初始纵向位置之间的关系. 计算中, 激光脉冲的参数是: 激光振幅 $a_0 = 5$, 脉宽 $L = 5\lambda$, 束腰半径 $b_0 = 40\lambda$, 对应的瑞利长度 $z_R = 5026\lambda$, 未归一化的激光波长是 $1\mu\text{m}$. 电子的初始能量 $\gamma_0 = 10$, $\eta_0 = 5L$. 当 $z_0/z_R < -2$ 时, 电子

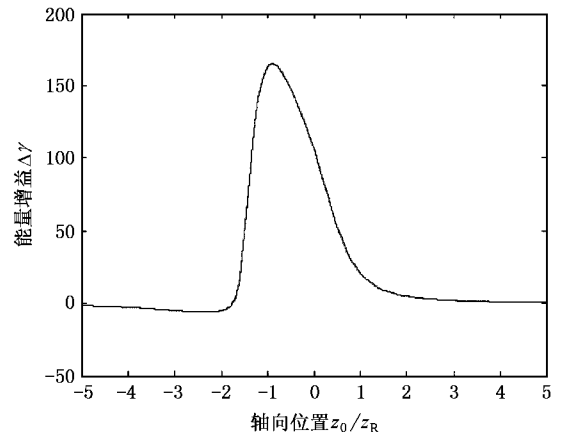


图2 电子的能量增益与电子初始轴向位置的关系(激光振幅 $a_0 = 5$, 脉宽 $L = 5\lambda$, 束腰半径 $b_0 = 40\lambda$, 电子的初始能量 $\gamma_0 = 10$, $\eta_0 = 5L$)

的能量增益几乎为 0, 随着 z_0/z_R 的增加, 电子的能量增益迅速增大, 当 $z_0/z_R = -0.9$ 时, 电子的能量增益达到最大值 $\Delta\gamma = 165$; 当 z_0/z_R 继续增大时, 电子的能量增益开始慢慢下降; 当 $z_0/z_R > 2$ 时, 电子的能量增益降为 0. 从图中可以得到, 要使电子的能量增益大于 150, 电子初始应该置于 $-1 < z_0/z_R < -0.5$, 对应的实际长度约为 3mm, 这在实验上可以很容易实现.

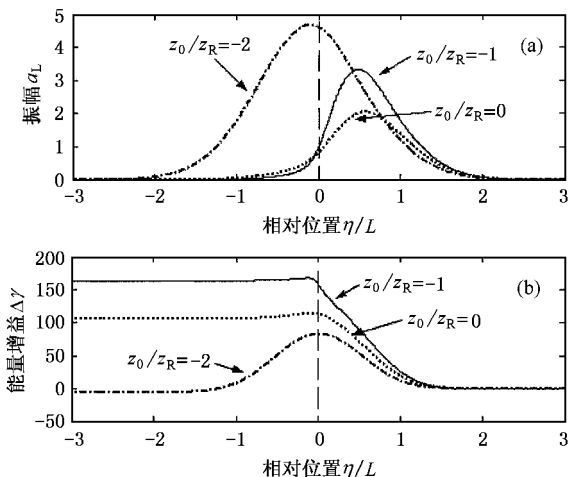


图 3 作用在电子上的激光振幅 (a) 以及电子的能量增益 (b) 与电子相对光脉冲峰值位置的变化关系 (电子的初始能量以及光脉冲参数与图 2 相同. 图中 $\eta/L = 0$ 处的虚线对应与电子位于光脉冲的峰值处. 注意 随着时间的推移, η 越来越小)

图 3 是作用在电子上的光的振幅 (a) 和电子的能量 (b) 与电子相对于光脉冲峰值位置的关系. 其中点划线、实线和点线分别对应电子初始位于 $z_0/z_R = -2, -1$ 和 0 三种情况. 在 $\eta/L = 0$ 处的虚线表示电子处于脉冲峰值处, 同时电子获得了最大的能量. 图中, η 随着 t 的演化是减小的. 在虚线右侧, 电子处于脉冲的上升沿, 被纵向有质动力加速; 在虚线左侧, 电子处于脉冲的下降沿, 被纵向有质动力减速. 当电子初始位于 $z_0/z_R = -2$ 时, 尽管作用在电子上的光振幅很大, 最大值接近 5, 但是由于在虚线两侧电子感受到的光强几乎是对称的, 因此电子的加速和减速作用相互抵消, 最后的能量增益几乎为 0. 电子初始位于 $z_0/z_R = -1$ 时, 尽管作用在电子上的光振幅减小了, 但是在虚线左侧作用在电子上的光强几乎为 0, 因此电子只是被光脉冲加速, 光脉冲下降沿对电子的减速作用可以忽略不计. 当电子和光脉冲分离时, 电子的能量增益达到 163. 当电子初始位于 $z_0/z_R = 0$ 时, 从图中可以看出, 电子也几乎

没有被光脉冲减速, 但是作用在电子上的光振幅比前一种情况小, 因此电子得到的能量增益也有所减小, 为 106.

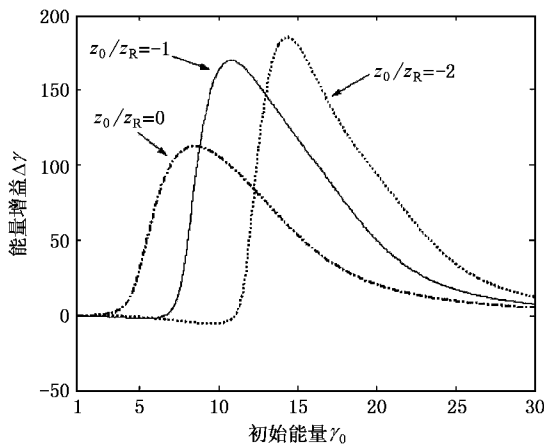


图 4 电子的能量增益与电子的初始能量之间的关系 (点线、实线和点划线分别对应与电子初始位于 $z_0/z_R = -2, -1$ 和 0 三种情况)

图 4 是电子的能量增益随电子初始能量的变化关系. 图中点线、实线和点划线分别对应与电子初始位于 $z_0/z_R = -2, -1$ 和 0 三种情况. 从图中的三条曲线可以看出, 初始位于不同点的电子, 存在一个最佳的初始能量, 使得激光加速电子的效果最好. 电子初始位置 z_0/z_R 越小, 对应的最佳初始能量就越大. 当电子初始位于 $z_0/z_R = -2, -1$ 和 0 时, 对应的最佳初始能量分别是 γ_0 为 14.4, 10.8 和 8.4, 最后的能量增益分别是 184.5, 169.6 和 112.2. 当电子初始位于一定的区间内时, 如果电子的初始能量太大或者太小, 都没有能量增益.

图 5 是电子的能量增益和激光脉宽之间的关系. 电子的初始能量 $\gamma_0 = 10$, 电子初始位于 $(0, 0, -z_R)$, $a_0 = 5, b_0 = 40\lambda$. 从图中可以看出, 存在一个最佳的脉冲宽度, 使得电子获得最大的能量增益. 脉宽太窄或者太宽都不利于电子的加速. 这是因为当脉宽太窄时, 纵向有质动力增大了, 但是激光和电子的相对作用距离减小了; 而当脉宽太宽时, 尽管激光和电子的作用距离大大增加, 但是纵向有质动力减小了. 当脉宽 $L/\lambda = 5.3$ 时, 电子的能量增益最大 $\Delta\gamma = 164$.

图 6 实线是电子的最佳能量增益随激光振幅变化的关系, 点线描述了在不同的振幅下, 对应于取得最佳能量增益的初始位置. 激光强度 I 和归一化振

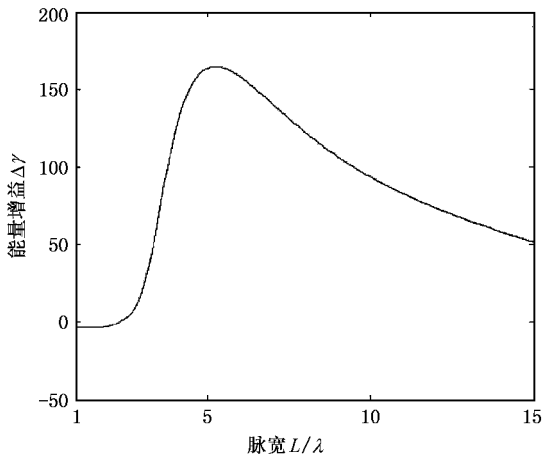


图 5 电子的能量增益与光脉冲脉宽的关系(电子初始位于 $(0, -z_R)$, 初始能量 $\gamma_0 = 10$, 其他的光脉冲参数与图 2 相同)

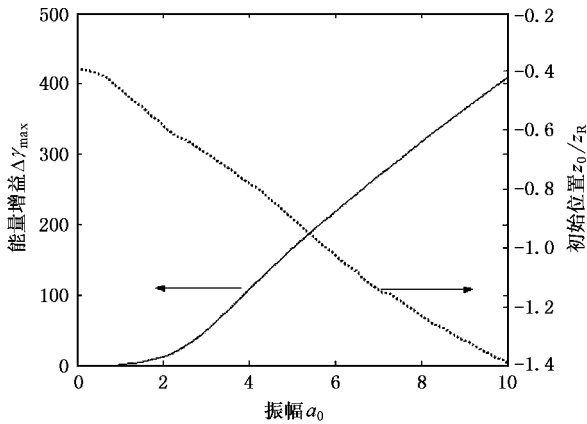


图 6 电子的最佳能量增益(实线)和电子的初始位置(点线)与激光振幅的关系(光脉冲的参数与图 2 相同)

幅 a_0 的对应关系是: $I \propto a_0^2$, 当激光的波长为 $1\mu\text{m}$ 时, $a_0 = 1$ 对应的激光强度为 $1.38 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, 因此当 a_0 从 0 增加到 10 时, 对应的激光强度是从 0

增加到 $1.38 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$. 从图中可以看出, 当 $a_0 < 1$ 时, 几乎没有能量增益, 此时激光和电子的相互作用还没有处于相对论范围; 当 $1 < a_0 < 4$ 时, 电子的最佳能量增益正比于 a_0^2 ; 当 $a_0 > 4$ 时, 电子的能量增益与 a_0 成正比. 随着 a_0 的增加, 对应的电子的初始位置在逐渐减小. 当 $a_0 = 4$ 时, 电子的能量增益是 100, 对应的电子的初始位置是 $z_0/z_R = -0.8$; 当 $a_0 = 10$ 时, 电子的能量增益是 410, 对应的电子的初始位置是 $z_0/z_R = -1.4$.

4. 结 论

本文提出了利用相对论飞秒激光脉冲对预加速电子的加速机理. 将预加速电子置于光脉冲前合适位置, 使电子和光脉冲的传播方向相同. 在光脉冲追赶电子的过程中, 电子被脉冲上升沿的纵向有质动力加速. 预加速电子在光场中的运动距离远远大于电子静止的情况. 经过相对较长的作用距离后, 电子的能量增益大大增加. 当脉冲的上升沿越过电子, 由于束腰的发散, 激光强度变得很弱, 脉冲下降沿对电子的减速可以忽略不计. 当激光强度为 10^{19} W/cm^2 , 电子的初始能量为 4.5 MeV 时, 其能量增益接近 0.1 GeV , 高能电子的散射角几乎为 0, 这有利于产生高能的准直电子束. 与 CAS 机理相比较, 由于电子是被脉冲的整个上升沿加速, 与脉冲内部的光场振动没有关系, 因此电子的能量增益与光脉冲的相位 ϕ_0 没有关系. 由计算也可以知道, 电子的初始位置可以在一个相对较大的区域内, 因此加速电子的概率也大得多, 这种加速机制在实验上也更容易实现.

- [1] Strickland D and Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **56** 219
- [2] Hartemann F V, Fochs S N, Sage G P Le and Luhmann N C, Jr 1995 *Phys. Rev. E* **51** 4833
- [3] Quesnel Brice and Mora Patrick 1998 *Phys. Rev. E* **58** 3719
- [4] 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
- [5] Tajima T and Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- [6] Sprangle Phillip, Esarey Eric and Krall Jonathan 1996 *Phys. Plasmas* **3** 2183

- [7] Cang Y, Wang W and Zhang J 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1742 (in Chinese) [苍宇、王薇、张杰 2001 物理学报 **50** 1742]
- [8] Ji P Y and Bao J S 2001 *Chin. Phys.* **10** 314
- [9] He F, Yu Wei and Lu P X 2003 *Acta Phys. Sin.* **50** 1965 (in Chinese) [何峰、余玮、陆培祥 2003 物理学报 **50** 1965]
- [10] He F, Yu W, Lu P X, Xu H, Qian L J, Shen B F, Yuan X, Li R X and Xu Z Z 2003 *Phys. Rev. E* **68** 046407
- [11] Wang J X, Ho Y K, Kong Q, Zhu L J, Feng L, Scheid S and Hora H 1998 *Phys. Rev. E* **58** 6575

- [12] Pang J , Ho Y K , Yuan X Q , Cao N , Kong Q , Wang P X and Shao L
2002 *Phys. Rev. E* **66** 066501
- [13] Umstadter D , Chen S Y , Maksimchuk A , Mourou G and Wgner R
1996 *Science* **73** 472
- [14] Malka V 2002 *Science* **298** 1596
- [15] Malka G , Lefebvre E and Miquel J L 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78**
3314
- [16] Yariv A 1975 *Quantum Electronics* (New York Publication) p117

Acceleration of a pre-accelerated electron by an ultra-short and ultra-intense laser pulse in vacuum^{*}

He Feng^{1,2)} Yu Wei²⁾ Xu Han²⁾ Lu Pei-Xiang^{1,2)†}

¹⁾(State Key Laboratory of Laser Technology , Huazhong University of Science and Technology , Wuhan 430074 , China)

²⁾(Laboratory for High Intensity Optics , Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics , Chinese Academy of Sciences , Shanghai 201800 , China)

(Received 16 April 2004 ; revised manuscript received 22 November 2004)

Abstract

Acceleration of a pre-accelerated electron by an ultra-short and ultra-intense laser pulse in vacuum has been explored. The deceleration by the descending part of the laser pulse can be neglected when the pre-accelerated electron is accelerated by the ascending part of the pulse. Because the acceleration distance is much longer than for a initially stationary electron, the energy gain is much larger. The net energy gain can be up to 0.1 GeV with a laser intensity of 10^{19} W/cm² and an initial electron energy of 4.5 MeV. Final energy gain of the electron as a function of its initial condition and laser parameters has also been discussed.

Keywords : electron acceleration , femtosecond laser pulse , energy gain

PACC : 5225 , 9530

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10375083) , the National Key Basic Research Special Foundation of China (Grant No. TG1999075206-2).

† E-mail : lpeixiang@mail.hust.edu.cn