

超短电子脉冲在聚焦强激光场中的三维有质动力散射*

刘运全 张 杰 武慧春 盛政明

(中国科学院物理研究所光物理重点实验室, 北京 100080)

(2005 年 5 月 18 日收到, 2005 年 9 月 15 日收到修改稿)

采用三维测试粒子模拟 (test-particle simulation) 的方法, 研究了聚焦的飞秒脉冲强激光与超短电子束进行有质动力的散射过程. 详细讨论了超短电子束经过不同激光延迟下有质动力散射的空间分布特征和能谱特征. 提出了通过测量电子束的空间分布和能谱分布实现对超短脉冲电子束的脉冲宽度测量的方法.

关键词: 有质动力散射, 聚焦的飞激光, 飞秒电子束

PACC: 4255V

1. 引 言

我们知道超短脉冲的紫外光源与金属光阴极相互作用可以产生超短的电子束, 电子束复制了激光的时空特性. 这样的电子束经过加速和聚焦后将具有非常优越的空间分辨和时间分辨特性^[1-3]. 采用这样的电子束探针可以研究许多自然界中的基本过程, 比如物质状态、结构的变化, 物理、化学或生物反应, 以及一些表面动力学过程等. 这些过程非常短暂, 通常发生在纳秒 (ns), 皮秒 (ps) 甚至是飞秒 (fs) 量级, 比如化学反应中化学键的断裂和形成, 超导体和半导体中电子的输运过程, 生物学中光合作用过程等. 对这些超快过程的诊断和测量, 就需要高时间分辨和空间分辨的测量手段. 因此超短脉冲的电子束和 X 射线是研究这些微观超快过程的重要工具.

皮秒和飞秒量级的超短脉冲电子束在加速器, 自由电子激光, 以及时间分辨电子衍射^[4] 和时间分辨电子显微镜^[1] 等装置中也有着重要的意义. 然而测量超短脉冲电子束, 尤其是数十、数百飞秒电子束的脉冲宽度测量是很困难的事情, 传统电子学的方法^[4] 比如条纹相机, 时间分辨能力已达到 200fs 左右的测量极限. 其他非直接的办法, 如相干辐射, 远红外干涉等^[5], 需要知道比较复杂的物理过程, 测量中会带来一定的误差, 特别地对于脉冲宽度小于

100fs 的电子束. 随着激光的聚焦功率密度超过 10^{18} W/cm², 达到 10^{22} W/cm², 关于强激光聚焦光脉冲与自由电子相互作用的理论和实验, 人们进行了广泛的研究, 比如线性、非线性的 Compton 散射和 Thomson 散射^[6-10], 阿秒 X 射线脉冲的产生等^[11]. 强聚焦激光场的有质动力散射过程在激光加速电子等方面都有着广泛的应用^[7, 8]. 我们知道在平面单色激光场中, 自由电子是不能够从激光场中带走能量的. Harteman 等人^[8] 详细的研究了相对论有质动力散射问题, 提出了当电子的颤动半径大于激光束斑时, 电子在激光场中可以得到加速. 强激光与电子相互作用还有个应用就是, 通过超短强聚焦激光脉冲与超短电子束相互作用的汤姆孙散射过程, 可以辐射出超短的 X 射线光子, 这样超短的 X 射线源也可以用来研究物质的微观超快运动状态^[9]. 本文将详细研究聚焦的强激光与电子束的有质动力散射过程, 讨论聚焦激光纵向和横向有质动力对电子束的散射影响, 研究超短电子束与激光场散射后的电子束的空间分布和能谱特征. 在此基础上, 提出了一种采用有质动力散射测量超短电子束脉冲宽度的方法.

2. 计算模型描述

电子在电磁场 (E, B) 中运动, 电子的动量和能量分别为 $P = \gamma m v$, $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$, 其分别满足洛

* 国家自然科学基金 (批准号: 10374116, 60321003, 10390161) 和高技术惯性约束聚变主题资助的课题.

伦兹方程

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B}), \quad (1)$$

和能量方程

$$\frac{d\gamma}{dt} = -\frac{e}{m_0 c^2}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}), \quad (2)$$

其中 e 为电子的电量, v 为电子的速度, m_0 为电子静止质量.

采用归一化激光振幅 $a = eE_0/mc\omega_0$ 描述激光强度

$$I\lambda^2 = \left[1.37 \times 10^{18} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \mu\text{m}^2 \right] (1 + \epsilon) a^2,$$

其中 λ 为激光波长. 对于聚焦电场描述, 采用旁轴近似方法描述是不够的, 这里采用文献 [12, 13] 对聚焦激光空间的纵向和横向电磁场分量的描述

$$E_x = \frac{w_0}{w} E_l \sin(\phi), \quad (3)$$

$$E_y = 0, \quad (4)$$

$$E_z = \frac{2}{k_0 w^2} E_l x \cos(\phi'), \quad (5)$$

$$B_x = 0, \quad (6)$$

$$B_y = E_x/c, \quad (7)$$

$$B_z = \frac{2}{k_0 w^2} E_l y \cos(\phi'), \quad (8)$$

这里

$$E_l = E_0 \exp\left(-\frac{\rho^2}{w^2}\right) \exp\left[-\frac{(z-ct)^2}{L^2}\right],$$

$r = \sqrt{x^2 + y^2}$ 为横向半径, $w = w_0 \sqrt{1 + (z/z_R)^2}$ 为激光束斑大小, w_0 为束腰大小, $z_R = k_0 w_0^2/2$ 为瑞利长度, $\phi' = \phi + \tan^{-1}(z/z_R)$, $\phi = \omega_0 t - k_0 z + \tan^{-1}(z/z_R) - (zr^2)/(z_R w^2) - \phi_0$ 为激光相位.

聚焦的强激光与电子束相互作用如图 1 所示. 一束沿着 z 方向传播的激光, 与电子束在原点相遇, 激光的偏振在 x - z 面内. 这里取电子束的运动速度为 $0.4462c$, 能量相当于 60keV , 这是电子衍射装置和电子显微镜的典型参数^[4], 对应于电子波长为 $\lambda = 0.0501\text{\AA}$. 激光初始位置位于 $(0, 0, 180\lambda)$, 电子束初始位置为 $(0, -40\lambda, -69.3\lambda)$. 电子运动方向, 我们采用

$$\boldsymbol{\beta}_0 = \beta_0(i \sin\theta_0 \cos\varphi_0 + j \sin\theta_0 \sin\varphi_0 + k \cos\theta_0)$$

来描述, 其中 θ_0 为极角和 φ_0 是方位角.

我们忽略电子辐射过程的影响, 采用四阶 Runge-Kutta 法, 通过计算方程 (1) 和 (2) 得到电子的

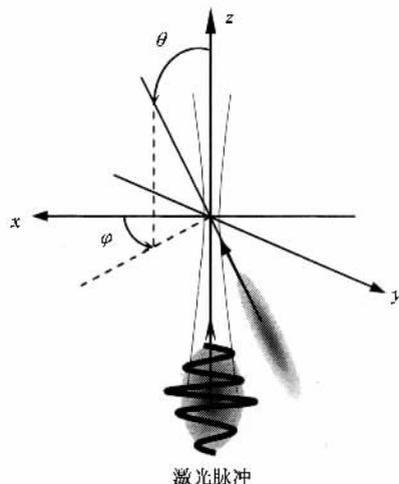


图 1 聚焦强激光与电子束相互作用示意图 (激光偏振面在 x - z 平面, 激光沿着 z 轴传播, 归一化振幅 $a = 1$, 束腰 $w_0 = 20\lambda$, 光脉冲纵向长度 $L = 20\lambda$. 电子脉冲的速度为 $0.4462c$, 电子束初始分布为高斯分布, 横向宽度 $w_e = 20\lambda$, 纵向长度 $L_e = 30\lambda$)

位置和速度. 在模拟中, 采用归一化的激光能量. 时间尺度和空间尺度分别采用激光周期 T 和激光波长 λ 进行归一化. 每个电子脉冲含有 5000 个电子, 在计算过程中, 还忽略了空间电荷效应的影响.

3. 结果讨论

下面将讨论飞秒脉冲强激光与超短脉冲电子束有质动力散射过程, 研究被强激光散射后的电子脉冲空间分布和电子能谱分布. 我们采用测试粒子模拟 (test-particle simulation), 激光参数为 $a = 1$, $w_0 = 20\lambda$, $L = 20\lambda$. 激光以光速 c 沿着 z 轴运动, 电子束分别平行于 x - z 面或 y - z 面, 与 z 轴夹角为 30° 向原点运动. 我们取电子束的分布为 $N_e = N_0 \exp(-r^2/w_e^2) \exp[-(z-vt)^2/L_e^2]$, 取电子束的长度为 $L_e = 20\lambda$, 宽度为 $w_e = 30\lambda$. 电子的运动速度为 $0.4462c$, 对应的电子能量为 60keV .

当电子从初始位置 $(0, -40\lambda, -69.3\lambda)$, 平行于 x - z 平面运动时, 经过激光散射后的电子脉冲空间分布如图 2 所示, 我们可以发现, 在不同的电子脉冲和激光脉冲延迟下, 电子脉冲的空间分布是不同的. 很容易理解, 在激光与电子束相遇的时候, 电子束被激光散射开来, 会留下具有一个“洞”的空间分布. 这个“洞”的空间尺寸和形状会随着激光不同的延迟而发生有规律的变化. 相应地, 还研究了电子束从初始位置 $(0, -40\lambda, -69.3\lambda)$, 平行于 y - z 平面运

动,电子经过激光有质动力散射后的空间分布,如图3所示,可以发现结果与电子在 x - z 平面运动相似,此时可以使用单电子探测器测量电子的空间分布,或者在电子束运动方向加入一个“电子光阑”,通过电量测量器件(如法拉第圆筒)测量透过光阑的电荷

大小,然后通过调节激光与电子束的延迟时间,可以对电子束的时间扫描,采用这种互相关的方法,拟和可以得到电子脉冲的时间宽度.这种方法已经被用在测量激光与等离子体相互作用产生的超热电子脉冲宽度的实验中^[14].

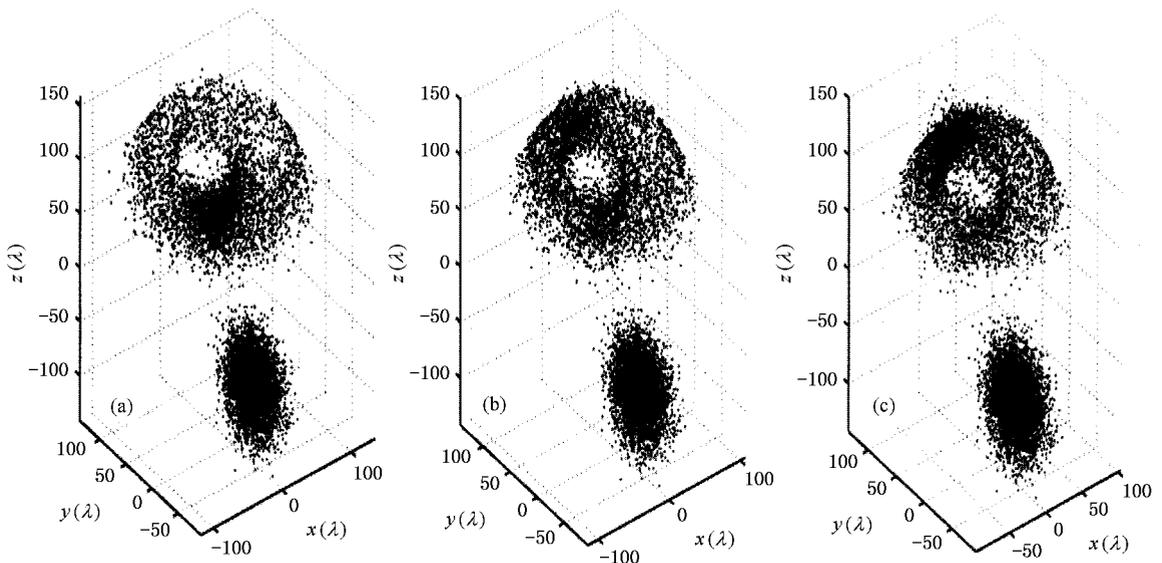


图2 电子束与激光在三个不同延迟时间 $-20T$ 、 0 、 $20T$ 的空间分布(电子束从初始位置 $(-40\lambda, 0, -69.3\lambda)$, 平行于 x - z 平面, 沿着方向为 $\varphi = 0, \theta = 30^\circ$ 运动, $n_{e0} = 20\lambda, L_e = 30\lambda$, 激光参数为 $a = 1, n_{l0} = 20\lambda, L = 20\lambda$)

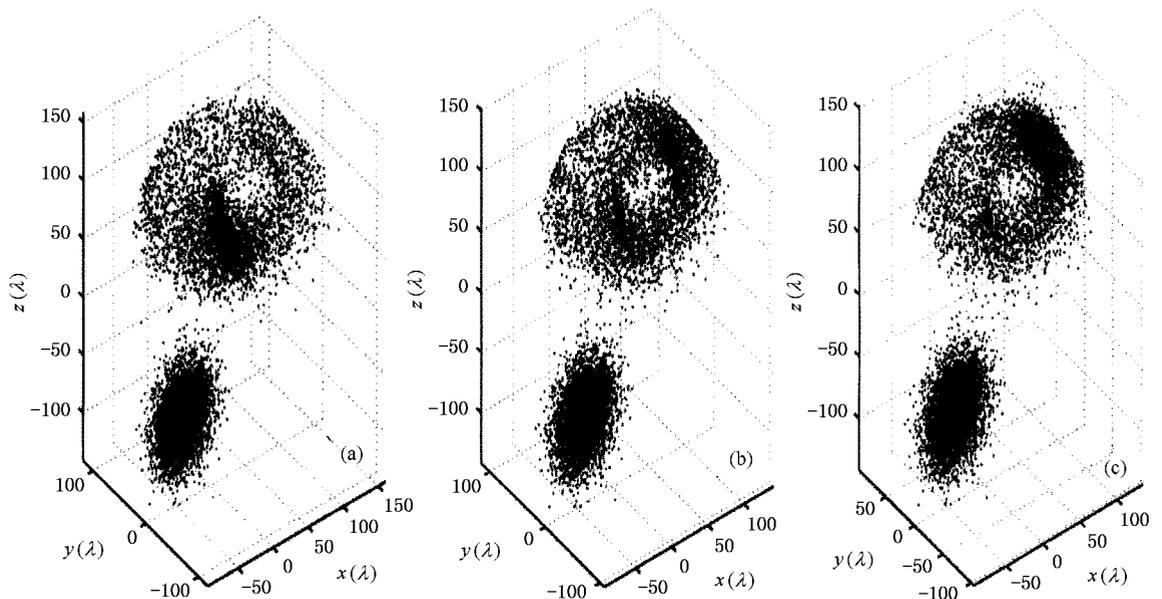


图3 电子束与激光在三个不同延迟时间 $-20T$ 、 0 、 $20T$ 的空间分布(电子束从初始位置 $(0, -40\lambda, -69.3\lambda)$, 平行于 y - z 平面, 沿着方向为 $\varphi = 90^\circ, \theta = 30^\circ$ 运动, $n_{e0} = 20\lambda, L_e = 30\lambda$, 激光参数为 $a = 1, n_{l0} = 20\lambda, L = 20\lambda$)

对于每个电子在激光场中获得的能量,可以用(9)式来表示

$$\Delta E = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \cdot e \cdot E_x(x, y, z, t) + \int_{-\infty}^{+\infty} dz \cdot e \cdot E_z(x, y, z, t), \quad (9)$$

其中 x, y, z 分别为电子空间坐标. 我们计算了电子束在 $y-z$ 平面运动, 沿着方向为 $\varphi = 90^\circ, \theta = 30^\circ$ 运动, 经过激光散射后, 在不同的延迟时间下, 电子束中的电子能量分布, 如图4所示. 电子的能量分布范围为 36—185 keV. 我们可以发现当激光脉冲超前于电子脉冲时, 较多的电子的能量会小于 60 keV, 直到电子束与激光脉冲不重叠, 相反当电子束超前于激光束时, 较多的电子会得到加速, 较多的电子能量会大于 60 keV, 直到它们不重叠. 同样当电子束在 $x-z$ 平面内与激光脉冲相互作用时, 得到了电子的能谱分布与图4是相同的.

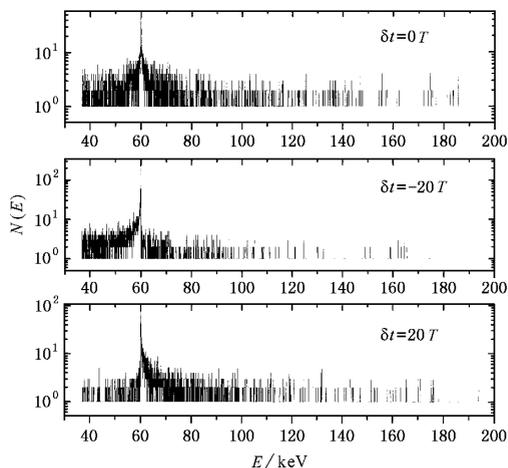


图4 电子束与激光在三个不同延迟时间 $-20T, 0, 20T$ 的电子能谱分布(电子束从初始位置 $(0, -40\lambda, -69.3\lambda)$, 平行于 $y-z$ 平面, 沿着方向为 $\varphi = 90^\circ, \theta = 30^\circ$ 运动, $n_w = 20\lambda, L_e = 30\lambda$, 激光参数为 $a = 1, w_0 = 20\lambda, L = 20\lambda$)

为了清楚了解纵向和横向有质动力对电子束的影响, 我们还模拟了电子束分别沿着 x, y 和 z 轴运动的情况, 电子束的参数和激光脉冲参数与前面的模拟一致. 可以得到, 当激光初始位置依然为 $(0, 0, 180\lambda)$, 电子束从位置 $(0, 0, 80\lambda)$ 沿着 z 轴运动, 速度为 $0.4462c$, 激光脉冲与电子脉冲的相对延迟时间为 0, 经过 400 个激光脉冲后, 散射后的电子束能谱范围为 60—185 keV. 当激光初始位置依然为 $(0, 0, 180\lambda)$, 电子束从位置 $(0, 80\lambda, 0)$, 以速度为

$0.4462c$, 沿着 x 轴或 y 轴运动时, 经过 400 个激光脉冲后, 电子的能谱分布为 11.1—135.2 keV. 这可以看出纵向和横向的有质动力散射对电子行为有着不同的影响. 当电子束沿着 z 轴运动时, 只要电子束比激光超前到达坐标原点, 所有的电子将得到加速, 这时纵向的有质动力对电子总是加速的. 而横向的有质动力对电子行为的影响也是很大的, 依赖于电子的入射位置、初始速度和激光的相位等等.

对于 0 阶单模的高斯脉冲, 激光矢势可以表示为

$$A_0(r, z, t) = a_0^2 \frac{w_0}{u(z)^2} \exp\left(-\frac{r^2}{u(z)^2}\right) \times \exp\left(-\frac{(z-ct)^2}{L^2}\right), \quad (10)$$

可以得到纵向和横向的有质动力分别为

$$F_r = \frac{r}{u(z)} A_0(r, z, t), \quad (11)$$

$$F_z = \left[\left(1 - \frac{r^2}{u(z)^2}\right) \frac{z/Z_R}{ku(z)^2} + \frac{\sqrt{2}(z-ct)}{L_z} \right] A_0(r, z, t). \quad (12)$$

从横向的有质动力表达式(11)可以看出, 这项总是为正的, 也就是说, 当离轴的电子总是获得横向的速度. 由于我们模拟的电子束和激光脉冲是以一定角度相碰撞的. 当电子束与激光脉冲以不同的延迟时间相碰撞时, 得到的电子能谱分布是不同的, 当电子脉冲超前于激光脉冲, 大多数的电子获得能量, 能量将大于 60 keV. 而当电子脉冲落后于激光脉冲时, 由于径向的有质动力对电子有着减速作用, 这样较多的电子得到了减速, 能量将小于 60 keV. 从这里可以定性理解前面的模拟结果.

通过前面的分析, 可以发现聚焦的强激光脉冲与超短电子束的有质动力, 散射过程中, 电子束的空间分布和能谱分布对激光与电子束的延迟时间有着特定的联系. 类似于飞秒脉冲激光的脉冲宽度自相关的测量方法(如二次谐波法等), 通过飞秒脉冲激光与超短电子束相互作用后, 测量电子束空间分布或者能谱分布测量的互相关的办法, 可以测量超短脉冲电子束的脉冲宽度. 在模拟过程中, 发现在超短电子束与飞秒激光脉冲相互散射过程中, 散射的电子空间分布和能谱分布对初始激光脉冲的参数有着强烈地依赖, 也就是说, 在实际的电子束脉冲宽度测量实验过程中, 激光脉冲的参数应是已知的.

4. 结 论

本文通过测试粒子模拟的方法研究了聚焦超强飞秒激光与超短电子束的有质动力散射问题. 分别考虑了横向和纵向有质动力对电子运动行为的影响, 研究了在不同的激光脉冲与电子束的延迟时间

下, 电子束与激光散射后的空间分布和电子能谱分布特征, 在此基础上, 提出了一种测量电子束脉冲宽度的方法——有质动力散射的方法. 这种方法优于传统的非直接测量的方法, 如条纹相机中电子束扫描的方法、相干辐射干涉的方法等. 理论上飞秒激光与超短脉冲电子束的有质动力散射的办法可以测量任意脉冲宽度的电子束.

- [1] Liu Y Q, Zhang J, Zhang J, Qiu Y 2005 *Physics* **34** 287 (in Chinese] 刘运全、张 杰、张 军、邱 阳 2005 物理 **34** 287]
- [2] Liu Y Q, Zhang J, Liang W X, Wang Z H 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1593 (in Chinese] 刘运全、张 杰、梁文锡、王兆华 2005 物理学报 **54** 1593]
- [3] Liu Y Q, Zhang J, Liang W X 2005 *Chin. Phys.* **54** 1593
- [4] Cao J, Hao Z, Park H, Tao C, Kau D, Blaszczyk L 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 1044
- [5] Liu Y, Wang X J, Cline D B, Babzien M, Fang J M, Gallardo J, Kusche K, Pogorelsky I, Skaritka J, Steenbergen A 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 4418
- [6] Shao L, Ho Y K, Wang P X *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1284 (in Chinese] 邵 磊、霍裕昆、王平晓 等 2001 物理学报 **50** 1284]
- [7] Hartemann F V, Fochs S N, Le Sage G P *et al* 1995 *Phys. Rev. E* **51** 4833
- [8] Hartemann F V, Van Meter J R, Troha A L *et al* 1998 *Phys. Rev. E* **58** 5001
- [9] Schoenlein R W, Chattopadhyay S, Chong H H W *et al* 1996 *Science* **287** 5461
- [10] Zheng J, Sheng Z M, Zhang J, Wei Z Y, Yu W 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1018 (in Chinese] 郑 君、盛政明、张 杰、魏志义、余 纬 2005 物理学报 **54** 1018]
- [11] Zheng J, Sheng Z M, Zhang J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2638 (in Chinese] 郑 君、盛政明、张 杰 2005 物理学报 **54** 2638]
- [12] Quesnel B, Mora P 1998 *Phys. Rev. E* **58** 3719
- [13] Cang Y, Dong Q L, Wu H C, Sheng Z M, Yu W, Zhang J 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 2414
- [14] Banerjee S, Sepke S, Shah R, Valenzuela, Maksimchuk A, Umstadter D 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 035004

Three dimensional pondermotive scattering of ultrashort electron beam in the field of focused ultraintense laser pulse^{*}

Liu Yun-Quan Zhang Jie Wu Hui-Chun Sheng Zheng-Ming

(Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

(Received 18 May 2005 ; revised manuscript received 15 September 2005)

Abstract

Using a three-dimensional test particle simulation code, we study the pondermotive scattering of an ultrashort electron beam subject to a focused ultraintense femtosecond laser pulse. The dependence of the spatial distribution of electron beam and electron energy spectrum on the time delay between laser pulse and electron pulse is discussed in detail. Through the measurement of the spatial distribution of electron beam or electron spectrum, we present a method to measure the duration of an ultrashort electron pulse.

Keywords : pondermotive scattering, focused femtosecond ultraintense laser pulse, femtosecond electron pulse

PACC : 4255V

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10374116, 60321003, 10390161) and the National Hi-tech ICF Program.