

紧聚焦激光束作用于电子实现单个阿秒脉冲输出^{*}

曹 伟 兰鹏飞 陆培祥[†]

(激光技术国家重点实验室, 武汉光电国家实验室, 华中科技大学, 武汉 430070)

(2005 年 4 月 13 日收到, 2005 年 10 月 27 日收到修改稿)

研究了电子在聚焦的圆偏振高斯激光束中的非线性汤姆孙散射过程, 在此基础上提出了实现单个阿秒脉冲输出的新机理. 通过计算机模拟, 发现利用紧聚焦的激光脉冲可以有效地增大辐射脉冲链的最高峰和次高峰的峰值强度比即信噪比, 从而将阿秒脉冲链变为单个阿秒脉冲输出. 紧聚焦情形下, 随着驱动激光强度的增大, 辐射信号的脉宽变短, 信噪比变大, 同时当减小激光束腰半径时, 辐射信号信噪比也能得到有效改善. 研究还发现, 利用几个光周期的极短激光脉冲与电子的相互作用也能实现单个阿秒脉冲输出.

关键词: 阿秒脉冲, 紧聚焦, 信噪比

PACC: 0350, 6180C

1. 引 言

超短脉冲是测量一些超快过程的关键, 如分子和原子的动力学过程测量就需要利用飞秒量级的脉冲来实现, 而对于电子的电离过程, 由于其时间尺度达到了阿秒量级 ($1\text{as} = 10^{-18}\text{s}$), 就需要更短的阿秒单脉冲来实现其控制和测量. 目前阿秒脉冲的产生主要是利用高次谐波^[1-3]. 强激光场与惰性气体相互作用产生的高次谐波由于提供了足够宽的频谱, 因而能够支持阿秒脉冲的产生. 通常所获得的脉冲为一由多个阿秒脉冲组成的脉冲序列, 而对于单个的阿秒脉冲, 目前有两种机理可以获得: 一种是利用高次谐波对抽运光偏振态响应极其灵敏的特性, 通过快速改变驱动激光场的偏振态使高次谐波在一极短的时间间隔(阿秒量级)内产生而获得单个的阿秒脉冲^[4,5]. 另一种则是利用几个光周期的极短驱动激光与非线性介质相互作用得到高次谐波, 然后用滤片选取谐波的高频部分获得单个的阿秒脉冲输出^[6,7]. 实验上, Hentschel 等人^[1]在高次谐波试验中用 7fs 的驱动激光观测到了光子能量为 90eV 的 650as 的单个脉冲, 这在阿秒科学领域是一个巨大的突破.

许多科研小组研究了激光场与自由电子的散射

过程^[8-10], 包括康普顿散射和汤姆孙散射. 散射光的频谱特性已经有了较为全面的分析, 但是有关其时间特性的分析研究较少. 最近 Lee 等人^[11]研究了电子与激光场的非线性汤姆孙散射过程, 他们用强度为 $I = 10^{20}\text{W/cm}^2$ 的平面波激光束与静电子相互作用, 得到了间隔 5fs, 脉冲宽度为 2.3as 的阿秒脉冲链. 郑君等人^[12]研究了超短超强激光脉冲作用下单电子的非线性汤姆孙散射现象, 讨论了不同激光参数及电子初始状态对辐射脉冲的时间和空间特性的影响, 发现获得的辐射脉冲通常以阿秒脉冲序列出现. 同时他们也研究了高能电子横向穿过紧聚焦的高斯光束时产生的 X 射线脉冲^[13], 产生的辐射信号仍然是阿秒脉冲序列. 在超快过程特别是阿秒时间尺度的测量中, 所需的脉冲为单个的脉冲. 已有实验小组^[14,15]实现了原子内电子电离的动力学过程的测量, 他们利用单个的阿秒脉冲激发原子使电子电离, 然后记录电子在超短激光脉冲中的能谱分布实现原子瞬态过程的测量, 其测量的时间分辨率已经达到了阿秒量级. 因此在超快过程测量中实现单个的阿秒脉冲极其重要. 本文为寻求实现单个阿秒脉冲输出的新机理, 研究了聚焦的圆偏振高斯激光束与静电子的非线性汤姆孙散射过程 ($a_0 > 1$, a_0 为归一化的激光振幅). 通过比较分析非紧聚焦和紧聚焦激光束的散射光谱, 发现利用紧聚焦的激光束可以实现

^{*} 教育部博士点基金(批准号 20040487023)及国家自然科学基金(批准号 10574050)资助的课题.

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

单个阿秒脉冲输出. 同时还发现用几个光周期的极短抽运激光也能实现单个阿秒脉冲的输出.

2. 电子在激光场中的散射模型

单电子在强激光场中的运动过程遵循相对论运动方程

$$m_e \frac{d}{dt}(\gamma v) = -e(E + \beta \times B), \quad (1)$$

m_e 为电子静质量, v 是电子速度, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ 为相对论因子, $\beta = v/c$, c 为真空中光速, E 和 B 为入射光的电场和磁场部分. 高斯型脉冲激光脉冲的矢量由下式给出^[16]:

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

其中 a_0 是被 $m_e c^2/e$ 归一化的激光振幅, e 是电子电荷, $\rho^2 = x^2 + y^2$, $\hat{a} = \cos(\phi)\hat{x} + \sin(\phi)\hat{y}$, $b = b_0(1 + z^2/z_f^2)^{1/2}$, L 是激光的脉宽, b 是脉冲传至 z 的光束半径, b_0 是最小光束半径, 即束腰半径. $z_f = b_0^2/2$ 为瑞利长度, $\phi = \phi_p - \phi_c - \phi_0 + \phi_R$, $\phi_p = z - t = \eta$, $\eta = z - t$, 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. $\phi_c = \tan^{-1}(z/z_f)$, $\phi_R = (x^2 + y^2) [2R(z)]$, $R(z) = z(1 + z_f^2/z^2)$, $a_z = a_L \left[-\frac{2x}{b_0 b} \sin(\phi + \theta) + \frac{2y}{b_0 b} \cos(\phi + \theta) \right]$, 其中 $a_L = a_0 \exp(-\eta^2/L^2 - \rho^2/b^2) \chi(b_0/b)$. 则 E 和 B 就可以根据 (2) 求得

$$E = -\partial a / \partial t; \quad B = \nabla \times a. \quad (3)$$

图 1 是电子与激光脉冲相互作用的示意图, 电子开始位于激光束腰的中心, 激光沿 $+z$ 轴传播, n 为辐射方向, θ 为观测角. 电子在与激光脉冲相互作用的过程中会向各个方向发出散射光.

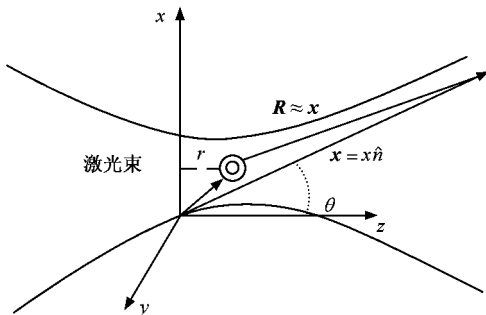


图 1 电子与激光脉冲相互作用的示意图

由电动力学知识可知, 做相对论加速运动的电

子会放出电磁辐射, 单位立体角内的辐射功率可以表示为^[17]

$$\frac{dP(t)}{d\Omega} = |A(t)|^2 = \left[\frac{|n \times [(n - \beta) \times d_t \beta]|^2}{(1 - n \cdot \beta)^3} \right]_{t'}, \quad (4)$$

其中辐射功率 $\frac{dP(t)}{d\Omega}$ 被 $e^2 \omega_0^2 / 4\pi c$ 归一化, 辐射方向为 $n = \sin\theta x + \cos\theta z$, t' 为电子辐射的时刻, t 是观察者接收到辐射的时刻. 在观测点距离作用区域足够远时, 由几何关系可以得到

$$t = t' + \frac{x - n \cdot r(t')}{c}. \quad (5)$$

辐射的频谱可以通过对 $A(t)$ 进行傅里叶变换得到

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = 2 |A(\omega)|^2, \quad (6)$$

$$A(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} A(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (7)$$

3. 结果及讨论

本文数值模拟了静电子与聚焦的激光场的非线性汤姆孙散射 ($a_0 > 1$) 过程, 研究了不同激光束腰半径及峰值功率密度时的辐射特性. 文中采用的驱动激光脉宽为 20fs, 中心波长为 $\lambda = 800\text{nm}$, 这是实验室中用钛宝石激光器获得的典型的飞秒激光脉冲.

图 2(a) 给出了非紧聚焦情形下单位立体角的辐射功率随观测角 θ 变化的分布图, 可以看出, 随着激光强度的增大 (单位为 W/cm^2), 最大辐射强度方向与 $+z$ 轴的夹角 θ_M 减小, 且发散角变小. 图 2(b) 给出了紧聚焦情形下辐射功率随观测角 θ 变化的分布图, 在激光强度不大时, 随着激光强度的增大, θ_M 减小, 与非紧聚焦情况基本一致, 但当强度较大时, 辐射最强的方向 θ_M 不再单调减小.

图 3 给出了非紧聚焦和紧聚焦情形下最大辐射强度方向 θ_M 与激光强度的关系, 当激光强度不大时, 两种情况的最大辐射强度方向基本一致, 但当激光强度增大到一定值 ($I > 6 \times 10^{19} \text{W}/\text{cm}^2$) 时, 紧聚焦情形下最大辐射方向 θ_M 较非紧聚焦情形增大了.

图 4 是电子在激光场中的运动轨迹及电子在最大辐射强度方向上辐射功率角分布与时间的关系, 其中激光脉冲的束腰半径为 30λ , 激光强度为 $2 \times 10^{20} \text{W}/\text{cm}^2$. 从图 4(a) 中可以看出, 电子在激光场中做螺旋运动, 电子每转一周将向外辐射一个脉冲. 由

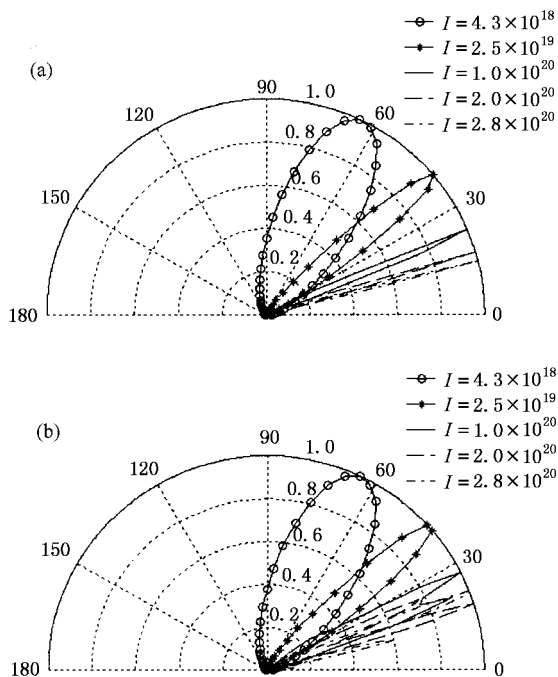


图 2 不同激光强度时单位立体角辐射功率随观测角 θ 变化的分布图 (a) $b_0 = 30\lambda$ (b) $b_0 = 3\lambda$

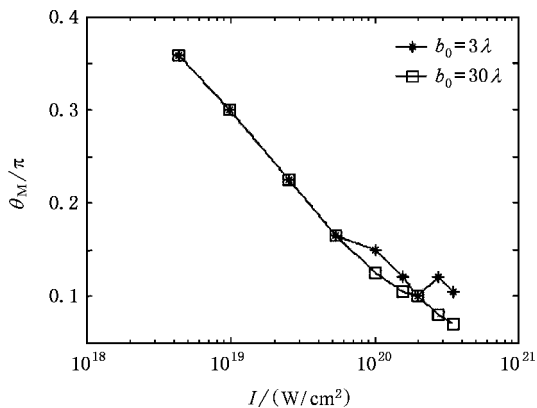


图 3 非紧聚焦和紧聚焦情形下最大辐射强度方向 θ_M 与激光强度 I 的关系曲线

于激光场的束腰很大,电子的运动范围主要集中在焦点区域,激光强度变化不大,致使辐射脉冲峰与峰之间的相对强度变化也不大,在非紧聚焦的情况下我们得到了间隔 5fs 的阿秒脉冲链,其中单个脉冲的脉宽为 1as(如图 4(c)所示),这与用平面波处理得到的结果基本一致.

图 5 是紧聚焦情况下电子的运动轨迹及电子在最大辐射强度方向上辐射功率角分布与时间的关系,其中激光脉冲的束腰半径为 $b_0 = 3\lambda$ (即激光束

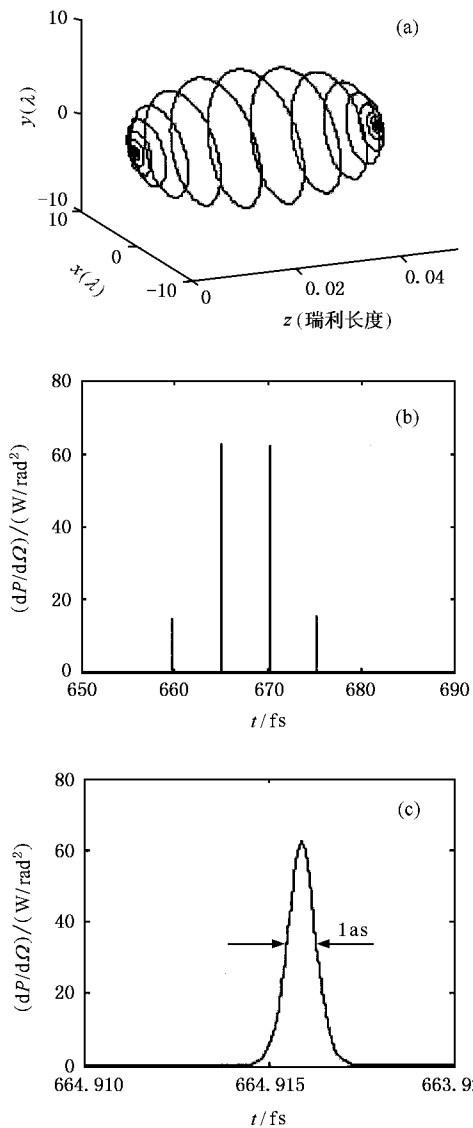


图 4 (a) 静电子在非紧聚焦光束作用下的运动轨迹 (b) 电子在最大辐射强度方向上单位立体角辐射功率的时间谱,其中 $b_0 = 30\lambda$, $a_0 = 6.8$ ($I = 2 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$). (c) 是 (b) 中的最高峰的放大图

焦点直径为 $4.8\mu\text{m}$).从图中可以看出在紧聚焦情况下,电子的运动轨迹有所变化,纵向振幅和横向运动距离较非紧聚焦情形有大幅的增加,分别达到了 20λ 和 20 倍的瑞利长度,从图 5 所示的电子运动轨迹上可以看出电子被快速散射到焦点区域以外,电子所处位置的激光场强度变化很快.辐射最高峰在激光场强度最大值的的地方产生,电子快速运动到其他位置时,激光场强度迅速减小,使电子单位立体角辐射功率降低.这里我们将辐射脉冲链的最高峰看作有效信号,其他峰看作噪声信号,定义最高峰与次高峰的峰值强度比为辐射信号的信噪比 τ ,信噪比

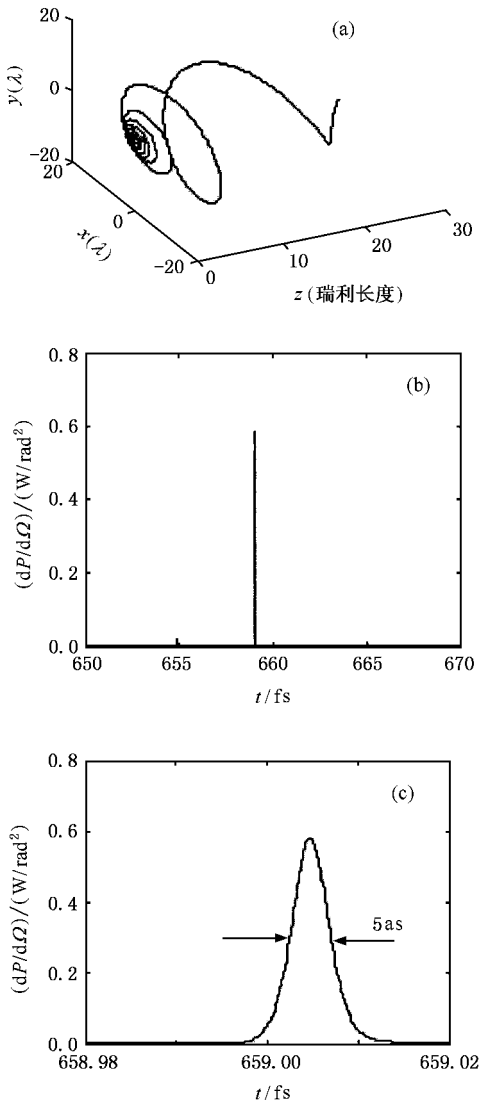


图 5 (a) 静电子在紧聚焦光束作用下的运动轨迹 (b) 电子在最大辐射强度方向上单位立体角辐射功率的时间谱, 其中 $b_0 = 3\lambda$, $a_0 = 6.8$ ($I = 2 \times 10^{20} W/cm^2$) (c) 是 (b) 中最高峰的放大图

越大表明辐射信号的单峰性越好. 图 5 中辐射信号的信噪比 $\tau = 30$, 辐射信号已经可以认为是单个的阿秒脉冲了, 其脉宽为 5 as. 与非紧聚焦情形相比, 紧聚焦激光束有效增大了辐射信号的信噪比.

图 6 给出了最大辐射强度方向上辐射信号的信噪比和激光强度的关系及辐射信号脉宽(即有效信号脉宽)与驱动激光强度的关系. 随着驱动激光强度的增加, 辐射信号信噪比增大, 脉宽减小. 这是因为驱动激光强度越大, 有质动力越大, 电子更容易被散射出激光场的焦点区域, 使得相邻辐射脉冲的峰值强度比增大, 即信噪比也增大, 且此时辐射光子能量因电子获得更高能量而变大, 所以辐射信号在能谱

上更宽, 对应时域上的脉冲更窄. 当信噪比足够大时, 可以认为辐射信号是单个阿秒脉冲.

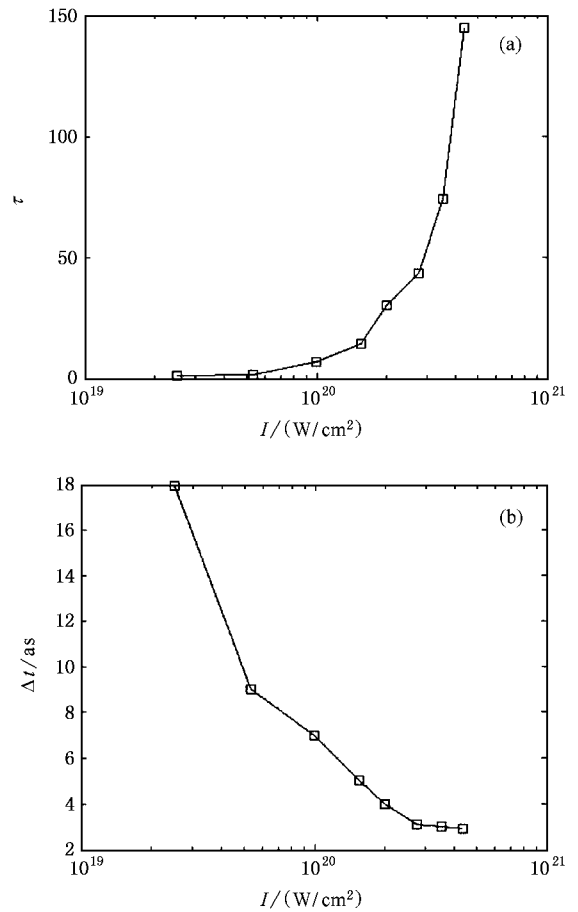


图 6 (a) 辐射信号的信噪比 τ 与激光强度 I 的关系 (b) 辐射信号脉宽与激光强度的关系. 其中 $b_0 = 3\lambda$

图 7 是不同激光场强度下束腰半径 b_0 与辐射最强方向 θ_M 的关系图. 从图中可以看出随着束腰半径的增大, θ_M 不是严格递减的, 但整体上有减小的趋势, 且最后将趋于一稳定值.

不同束腰半径时最大辐射强度方向上辐射信号的信噪比及强度分布由图 8 给出, 图中明显看出辐射强度随束腰半径的增加而增大, 而辐射信号的信噪比在紧聚焦范围 ($b_0 < 10\lambda$) 得到明显的改善, 随着束腰半径的减小而增大, 但当 b_0 减小到一定程度时, 信噪比随着束腰半径的减小反而变小. 选择合适的束腰半径 b_0 , 可以改善辐射信号的信噪比, 从而获得单个的阿秒脉冲. 图 8 (a) 中可以看出激光强度越大, 这个最佳的束腰半径值有增大的趋势. 因此, 为获得单峰性较好的单个阿秒脉冲, 在激光强度很大时, 紧聚焦激光束腰半径较宽. 比如, 激光强度

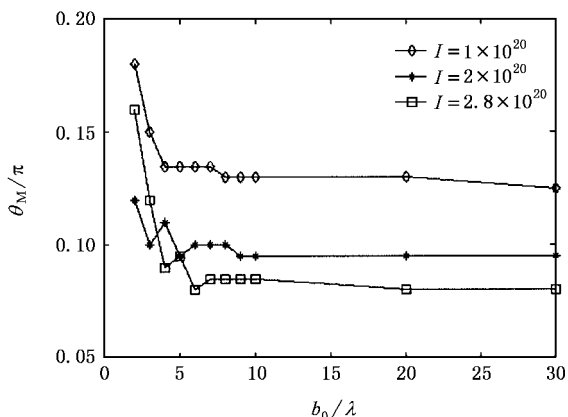


图 7 不同激光强度时辐射最强方向 θ_M 和激光束腰半径的关系

$I = 2.8 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ 时,最佳束腰半径为 $b_0 = 5\lambda$. 当激光强度较小时,激光束的最佳束腰半径就要窄. 比如,激光强度 $I = 2 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ 时,最佳束腰半径为 $b_0 = 4\lambda$.

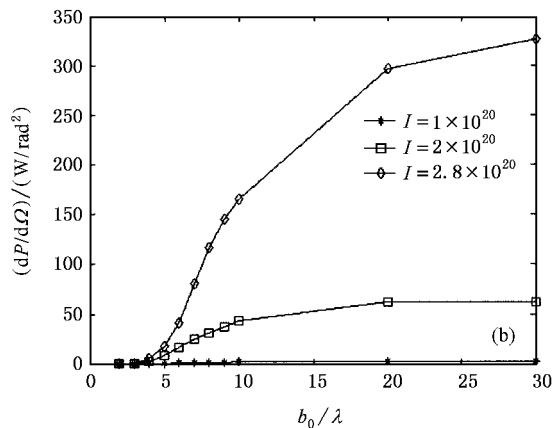
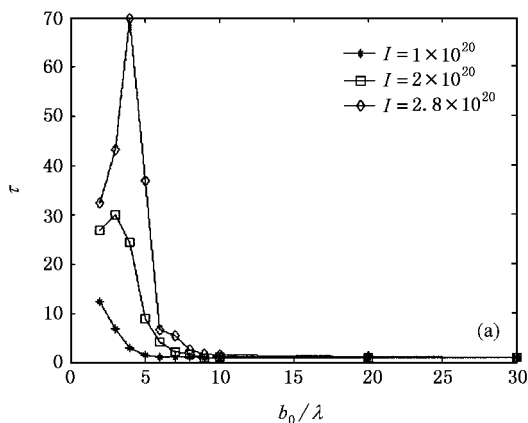


图 8 (a) 辐射信号的信噪比与束腰半径的关系 (b) 辐射强度与束腰半径的关系

的能谱图. 从图中可以看出紧聚焦情形较非紧聚焦能谱范围变窄, 强度变低. 因为束腰半径越小, 电子很快被散射出激光场, 因此电子获得的能量越低, 辐射光子的能量也越低, 则辐射光的能谱范围越窄.

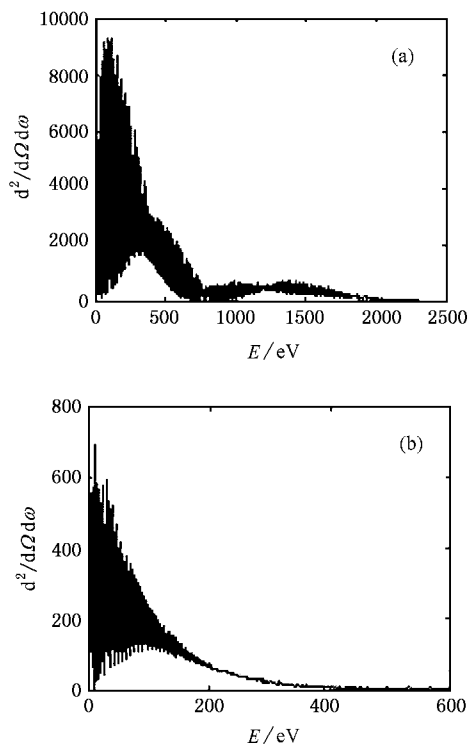


图 9 非紧聚焦和紧聚焦情形下辐射信号的能谱图 (a) $b_0 = 30\lambda$ (b) $b_0 = 3\lambda$. 激光强度为 $I = 2 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$

另外, 研究还发现利用几个光周期的极短激光脉冲也可以获得单个阿秒脉冲输出. 图 10 是非紧聚焦和紧聚焦情形下电子与脉宽为 4.5 fs 的极短激光脉冲作用最大辐射强度方向上辐射信号的时间谱.

图 10 中的辐射信号在非紧聚焦情形下 ($b_0 = 30\lambda$) 最高峰比次高峰强度高了 5 个数量级, 信号的信噪比大 ($\tau = 5.9 \times 10^5$), 单峰性好; 紧聚焦情形下 ($b_0 = 3\lambda$) 辐射信号信噪比为 55, 信号仍可看作单个脉冲, 两种情形下都得到了脉宽分别为 3 as 和 2.5 as 的单个脉冲. 可见利用几个光周期的极短激光脉冲也可以实现单个阿秒脉冲的输出, 不过目前这种强度高且脉宽极短的激光条件在实验室中很难实现.

4. 结 论

本文研究了聚焦的圆偏振高斯激光束与静电子的非线性汤姆孙散射过程, 提出了一种用紧聚焦

图 9 是非紧聚焦和紧聚焦情形的辐射信号对应

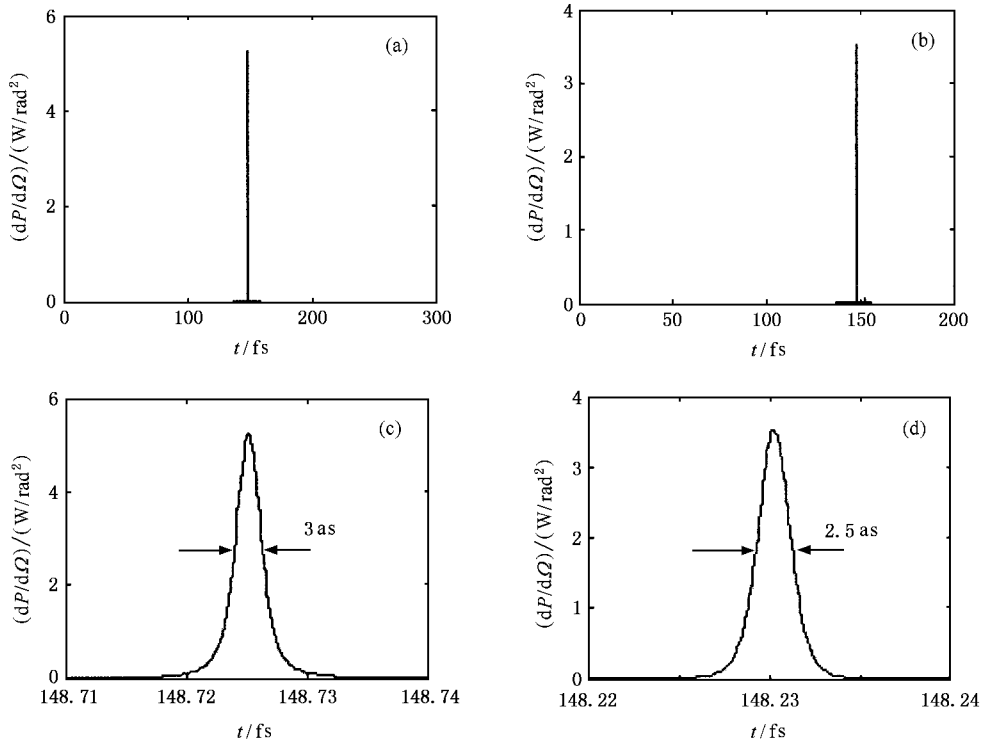


图 10 (a)(b)电子与超短激光脉冲作用最大辐射强度时间谱 (c)(d)为辐射信号最高峰的放大图.激光束脉宽为 4.5fs,强度为 $I = 2 \times 10^{20} \text{W/cm}^2$.所选激光束腰半径 (a)(c)为 $b_0 = 30\lambda$ (b)(d)为 $b_0 = 3\lambda$

激光束实现单个阿秒脉冲输出的新机理.通过比较散射光在非紧聚焦和紧聚焦情况下得到的辐射信号的时间特性,发现非紧聚焦情况下辐射最强的方向上单位立体角辐射功率的时间谱为一阿秒脉冲序列.利用紧聚焦的高斯光束可以有效的增大辐射脉冲链的信噪比,即可以实现单个的阿秒脉冲输出.且随着激光强度的增加,辐射信噪比也增大,辐射脉冲的脉宽减小.在紧聚焦情形下,改变束腰半径也能有

效地改善辐射信号的信噪比,激光束的束腰半径越小,得到辐射信号的信噪比先增大后减小.同时我们还研究了在几个光周期的极短聚焦激光束作用下电子的辐射信号特性,发现利用几个光周期的极短激光脉冲也可以实现单个的阿秒脉冲输出,但是这种激光条件目前在实验室中很难实现.因此紧聚焦高斯激光束(脉宽为 20fs)与电子的非线性汤姆孙散射是实现单个阿秒脉冲输出的一种有效方法.

[1] Hentschel M, Kienberge R, Spielmann Ch *et al* 2001 *Nature* **414** 509
 [2] Drescher M, Hentschel M, Uiberacker M *et al* 2002 *Science* **297** 1144
 [3] Antoine P, L'Huillier A, Lewenstein M 1997 *Phys. Rev. Lett.* **77** 1234
 [4] Platonenko V T, Strelkov V V 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 435
 [5] Chang Z H 2004 *Phys. Rev. A* **70** 043802
 [6] Kien F L, Midorikawa K, Suda A 1998 *Phys. Rev. A* **58** 3311
 [7] Christov P, Mumane M M, Kapteyn H C 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 1251
 [8] Esarey E, Ride S K, Sprangle P 1993 *Phys. Rev. E* **48** 3003
 [9] Yu W, Yu M Y, Ma J X 1998 *Phys. Plasmas* **5** 406

[10] Hartemann F V 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2037
 [11] Lee K, Cha Y H, Shin M S *et al* 2003 *Phys. Rev. E* **67** 026502
 [12] 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、余玮 2005 物理学报 **54** 1018]
 [13] 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]
 [14] Kienberger R, Goulielmakis E, Uiberacker M *et al* 2004 *Nature* **427** 817
 [15] Drescher M, Hentschel M, Kienberge R *et al* 2002 *Nature* **419** 803
 [16] He F, Yu W, Lu P X *et al* 2003 *Phys. Rev. E* **68** 046407
 [17] Jackson J D 1975 *Classical Electrodynamics* (Wiley, New York)

Single attosecond pulse generation by tightly focused laser beam-electron interaction ^{*}

Cao Wei Lan Peng-Fei Lu Pei-Xiang[†]

(*State Key Laboratory of Laser Technology , Wuhan National Laboratory for Optoelectronics ,
Huazhong University of Science and Technology , Wuhan 430070 , China*)

(Received 13 April 2005 ; revised manuscript received 27 October 2005)

Abstract

The nonlinear Thomson scattering by an electron in a focused circularly polarized laser beam is investigated and a novel scheme for single attosecond pulse generation is proposed. Through computer simulation we find that by using a tightly focused laser beam ,the ratio of the highest peak pulse and the second highest peak pulse of the radiation which is defined as the signal-to-noise ratio can be efficiently increased , such that a single attosecond pulse rather than a train of attosecond pulses is obtained. The pulse duration of the radiation decreases and the signal-to-noise ratio increases with increasing laser intensity. Simultaneously ,the signal-to-noise ratio can be also improved as the beam-waist decreases. We find that a single attosecond pulse can be generated by using a few-cycle ultrashort laser pulse as well.

Keywords : attosecond pulse , tightly focused , signal-to-noise ratio

PACC : 0350 , 6180C

^{*} Project supported by the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education (Grant No. 20040487023) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10574050).

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