

# 用变换方程测量窄带阿秒超紫外线 XUV 脉冲的强度时间结构

葛愉成<sup>†</sup>

(北京大学技术物理系, 北京 100871)

(2005 年 11 月 30 日收到, 2006 年 1 月 8 日收到修改稿)

阿秒超紫外线(extreme ultra-violet, XUV)与飞秒超短激光脉冲共同激发惰性气体原子产生光电子,其终态能量与光电子产生时刻即激光相位有关.介绍光电子的激光相位确定法,并利用光电子能谱本身(其比例谱),计算出待测窄带 XUV 脉冲的强度时间结构.研究表明,在与激光线性极化方向成  $0^\circ$  或  $180^\circ$  方向测量得到的光电子能谱动态范围大,容易解谱. XUV 脉冲的时间宽度的测量范围为半个激光振荡周期,时间分辨率主要取决于测量系统的时间晃动和控制精度.

关键词:光电子能谱,相位确定法,变换方程,脉冲强度时间结构

PACC: 3280F, 3365, 3280, 3365C

## 1. 引 言

测量阿秒( $1\text{as} = 10^{-18}\text{s}$ )超紫外线(extreme ultra-violet, XUV)的强度随时间分布的信息是当今超快速测量领域的前沿课题<sup>[1-14]</sup>,但国际上只有少数实验室才能开展这方面的研究,原因之一是没有简单可靠的测量和计算方法.通常采用的方法是先假设未知 XUV 脉冲的强度为高斯形分布或其他形状,通过调节时间宽度参数,使计算得到的光电子能谱拟合实验谱,从而确定未知 XUV 脉冲的时间宽度.这种做法包含了很强的数学假设.在文献[15,16]中提出了测量窄带飞秒 XUV 脉冲时间结构的方法和相关的变换方程,利用的是光电子的能量微分谱;在文献[17,18]中提出了测量阿秒 XUV 脉冲强度和频率时间分布的方法以及相关的变换方程,利用的是光电子的能量积分谱.本文则利用光电子的能谱本身,即其比例谱,计算出窄带阿秒 XUV 脉冲的强度时间结构.这三种方法在科学上显示出很好的逻辑性,并且不需要对于待测量 XUV 脉冲的强度时间分布作任何形式的数学假设,是直接的测量方法,能有效提高超快速测量的时间分辨率.这些方法的确立,为进一步开展与超快速测量相关的理论和实验

研究,奠定了很好的基础.应用这些新的测量方法和实验技术,不仅能准确测量并提高超短 X 射线脉冲光源的光学品质、发光效率等指标,而且能促进表面、原子和凝聚态等物理的研究,以及推动新的超快速化学反应动力学、生命物质运动过程等科学前沿领域的研究.

## 2. 光电子在强激光场中的运动

XUV 和飞秒超短激光脉冲共同激发惰性气体原子产生光电子,可以认为是光电子从一种能量自由态跃迁到另一种能量自由态的过程,如图 1(a)所示.为了简化,用半经典近似模型<sup>[19,20]</sup>描述这种运动.原子吸收一个较高能量的 XUV 光子后,立即电离出一个光电子.随后该光电子作为经典带电粒子在激光电场中运动<sup>[21]</sup>.激光电场可表示为

$$\begin{aligned} E_L(t) &= E_0(t-t_0)\cos\omega_L t \\ &= E_0 F(t-t_0)\cos\omega_L t, \end{aligned}$$

其中  $E_0$  为电场强度  $E_0(t-t_0)$  在  $t=t_0$  时刻的最大值,  $F(t-t_0)$  为载波包络函数,  $\omega_L$  为激光角频率,  $\Phi = \omega_L t_0$  为载波-包络相位.一般地,对于 XUV 激发惰性气体原子,光电子的初始动量分布和空间分布具有各向同性的特点,因此对于线性极化的超短激

<sup>†</sup> E-mail: gzgyc@sina.com

光脉冲, 光电子的动量改变  $\Delta P$  的方向将沿着激光的极化方向或其反方向, 其大小决定于光电子产生的时刻或其激光相位. 除了满足  $\omega_L t_k = k\pi, k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$  这些特殊时刻  $t_k$  周围小区域内的时间点外,  $t$  时刻产生的光电子在激光脉冲离开相互作用区后, 沿着激光线性极化方向的终态的动量改变为

$$\begin{aligned} \Delta P(t) &= -e \int_t^\infty E_L(t') \lambda dt' \\ &\approx -\frac{eE_a(t-t_0)}{\omega_L} \sin \omega_L t, \\ &\approx -2\sqrt{m_e U_0} F(t-t_0) \sin \omega_L t, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} W(t, \theta) &= W_i(t) + 2U_p(t-t_0) \sin^2 \omega_L t \cos 2\theta \\ &+ \sqrt{8U_p(t-t_0)} \cdot [W_i(t) - 2U_p(t-t_0) \sin^2 \omega_L t \sin^2 \theta] \cdot \sin \omega_L t \cos \theta, \end{aligned} \quad (3)$$

式中  $\theta$  是电子运动方向与激光线性极化方向之间的夹角,  $W_i(t) = \hbar\omega_X - W_b = \sqrt{2m_e P_i(t)}$  是不同时刻产生的光电子的初始动能,  $\omega_X$  为 XUV 的角频率,  $W_b$  为惰性气体原子的电离能. 对于窄带 XUV,  $W_i(t) \approx W_0$ ,  $W_0$  为相应于入射 XUV 能量分布的中心能量,  $\Delta W$  为其带宽.

图 1(b) 是 XUV 和激光脉冲交叉关联 (cross-correlation) 测量装置示意图. 通过高次谐波产生 (high-order harmonic generation, HHG) 能量带宽很窄 (要求几个电子伏特) 的阿秒 XUV, 聚焦到约几个微米的束斑大小, 同时激光脉冲聚焦到几十微米的束斑尺寸, 并使两者在惰性气体流中实现交叉关联. 由于激光束尺寸远大于 XUV 的尺寸, 因此在技术上可以认为 XUV 激发产生的光电子能量被空间均匀的电场所调制. 调制后的光电子能量由右边所示的

式中  $-e$  和  $m_e$  分别是电子的电荷和质量,  $U_0$  是电子在激光振荡周期内的平均动能 (电子的质动能, ponderomotive energy)  $U_p(t-t_0)$  的最大值.  $U_p(t-t_0)$  可用下式表达:

$$\begin{aligned} U_p(t-t_0) &= \frac{e^2 E_a^2(t-t_0)}{4m_e \omega_L^2} \\ &= U_0 F^2(t-t_0). \end{aligned} \quad (2)$$

根据 (峰值) 激光强度公式  $S = \epsilon_0 c E_0^2 / 2$  则  $U_0 = e^2 S / 2\epsilon_0 c m_e \omega_L^2$ , 其中  $\epsilon_0$  和  $c$  分别是真空中的介电常数和光速. 在  $t$  时刻产生、当激光脉冲离开相互作用区后, 与激光束垂直的平面内任意方向的光电子能量  $W_i(t, \theta)$  可用下式计算:

微通道板位置分辨电子能量谱仪 (micro-channel-plate position-resolved electron energy spectrometer, MCP-PREES) 测量<sup>[15, 16]</sup>. 该谱仪由电子飞行管道 (flight tube)、偏转电极、双微通道板 MCP、荧光屏和电荷耦合器件 (CCD) 图像读取装置等组成, 整个系统工作在真空环境中. 不同能量的光电子经过飞行管道 (一般长度为 50cm 左右) 后在偏转电场的作用下, 会以不同的偏转角飞向微通道板, 并在通道管壁上激发出大量次级电子. 这些次级电子被加于微通道板两面的高压电场加速, 从而激发出更多的次级电子, 最后输出一个较大的信号脉冲. 这种类型的谱仪既可测量电子的飞行时间, 又可通过测量与微通道板平行相连的荧光屏上闪光位置来确定电子的能量. 后一种方式与前一种相比, 克服了飞行时间只对应于最快的那部分光电子的限制.

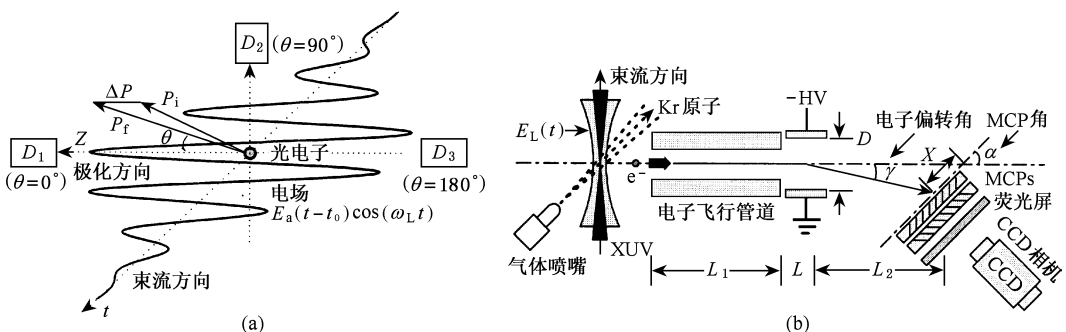


图 1 (a) 光电子在激光电场中的运动.  $D_1, D_2$  和  $D_3$  分别是放置于  $\theta = 0^\circ, 90^\circ$  和  $180^\circ$  处用于测量被 XUV 和激光所激发和调制的光电子动能的谱仪. (b) 激光和 XUV 的交叉关联及微通道板位置分辨光电子能量谱仪的结构示意图

根据(3)式,当 $\theta = 90^\circ$ 和 $180^\circ$ 时,出射光电子的终态动能表达式分别为

$$W_{90^\circ}(t) = W_0 - 2U_0 F^2(t - t_0), \quad (4)$$

$$W_0(t) = W_0 + 2U_0 F^2(t - t_0) \sin^2 \omega_L t + \sqrt{8U_0 W_0(t)} F(t - t_0) \sin \omega_L t, \quad (5)$$

$$W_{180^\circ}(t) = W_0 + 2U_0 F^2(t - t_0) \sin^2 \omega_L t - \sqrt{8U_0 W_0(t)} F(t - t_0) \sin \omega_L t, \quad (6)$$

除 $\theta = 90^\circ$ 情形,对于通常的激光强度,条件 $U_0 \ll W_0$ 一般都能满足,光电子能量的变化以(5)和(6)两式中的第三项为主.以(5)式为例,在半个激光振荡周期内, $t > 0$ 时产生的光电子终态动能增加, $t < 0$ 时产生的光电子终态动能减少.当激光太强时,减少的动能会超过光电子的初始动能 $W_0(t)$ 而使其向反方向运动,从而使能谱复杂化.因此,在测量时,要

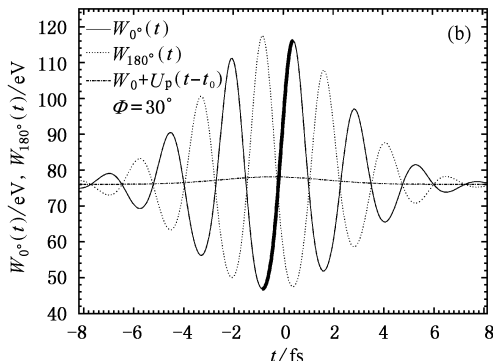
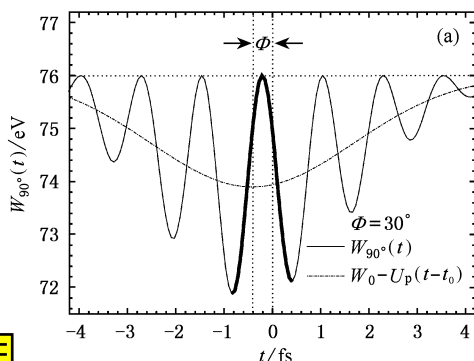


图2 (a) $\theta = 90^\circ$ 情形,不同时刻产生的初始动能为76eV的光电子在波长为750nm、峰值强度为 $4 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup>的激光电场中运动的终态能量函数 $W_{90}(t)$ (细实线).粗实线对应激光电场单调变化的半个周期.点划线描述了 $W_0 - U_p(t - t_0)$ 的变化.(b)与(a)条件相同,不同时刻产生的光电子在 $\theta = 0^\circ$ 和 $180^\circ$ 方向上的终态能量函数 $W_0(t)$ (细实线)和 $W_{180}(t)$ (虚线).同样,粗实线对应激光电场单调变化的半个周期.点划线描述了 $W_0 + U_p(t - t_0)$ 的变化

另外,根据(3)式,当 $\theta = 0^\circ$ 和 $180^\circ$ 时, $dW_0(t, \theta)d\theta = 0$ ,因此,在这些角度出射的光电子的能量随角度的变化很小,谱仪在这些方向上可用较大的立体角接收光电子.

综合上述分析,在实验上可以采用在 $\theta = 0^\circ$ 或 $180^\circ$ 方向上测量光电子能谱.

### 3. 光电子激光相位确定法

测量窄带XUV脉冲强度时间分布,关键是要确定在 $\theta = 0^\circ$ 或 $180^\circ$ 方向上测量得到的光电子的产生时刻(或相对于激光载波的相位,即激光相位),以及该时刻XUV脉冲的强度信息.

首先需要确定能谱的相位.为此,可以将(5)式

等价地表示为

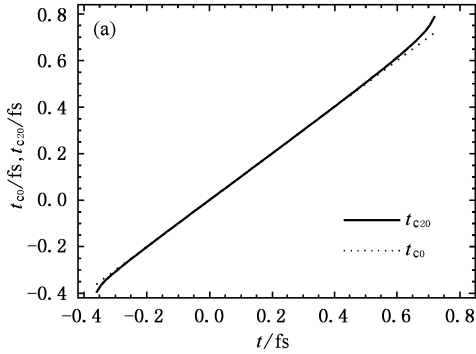
$$\begin{aligned} \sin \omega_L t &= \frac{\sqrt{W_{0^\circ}} - \sqrt{W_0}}{\sqrt{2U_0} F(t - t_0)} \\ &= \frac{\sqrt{m_e \epsilon_0 c}}{e} \cdot \frac{\omega_L}{\sqrt{S}} \cdot \frac{1}{F(t - t_0)} \\ &\quad \cdot (\sqrt{W_{0^\circ}} - \sqrt{W_0}), \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $W_{0^\circ}$ 为在 $\theta = 0^\circ$ 方向上测量得到的光电子能量,即光电子的能谱位置.用上式可以确定所测量得到的光电子的激光相位.同样,若 $W_{180^\circ}$ 为在 $\theta = 180^\circ$ 方向上测量得到的光电子能量,则确定该光电子的激光相位的方程为

$$\sin \omega_L t = \frac{\sqrt{W_0} - \sqrt{W_{180^\circ}}}{\sqrt{2U_0} F(t - t_0)}$$

$$= \frac{\sqrt{m_e \epsilon_0 c}}{e} \cdot \frac{\omega_L}{\sqrt{S}} \cdot \frac{1}{F(t - t_0)} \cdot (\sqrt{W_0} - \sqrt{W_{180^\circ}}). \quad (8)$$

由于方程(7)和(8)两边同时出现了与时间相关的非线性函数,因此,需要用数值解法或迭代算法解这两个方程.对于迭代算法,可以先假设  $F(t - t_0) = 1$  作为其零级近似,从而计算出光电子激光相位的零级近似值.然后用该相位对应的时间值  $t_{c0}$  计



算  $F(t_{c0} - t_0)$ , 并以此作为  $F(t - t_0)$  的一级近似,代入方程(7)和(8),从而计算出光电子激光相位和产生时刻的一级近似值  $t_{c1}$ . 用同样的方法,依次计算出光电子激光相位和产生时刻的高级近似值.图3(a)和(b)显示了用方程(7)经过20步迭代后的计算结果  $t_{c20}$ . 实际上,这种迭代算法的收敛速度很快,只要经过2—3步计算就可以得到很准确的结果.

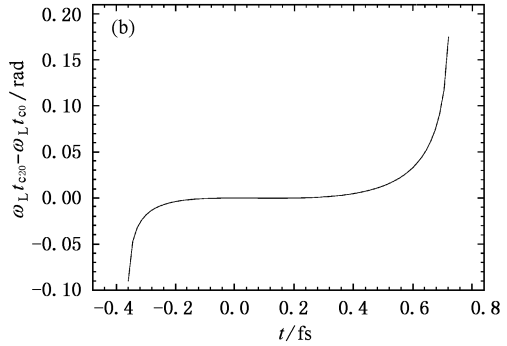


图3 用迭代算法解方程(7)和(8)的计算结果.(a)中的虚线为假设  $F(t - t_0) = 1$  (零级近似)时计算得到的光电子产生时刻  $t_{c0}$ ,实线为经过20步迭代计算的结果  $t_{c20}$ .(b)表示20步迭代计算的结果与零级近似计算结果的相位差  $\omega_L t_{c20} - \omega_L t_{c0}$  (弧度)

## 4. 光电子能谱变换方程

现在来分析和推导光电子能谱及其与变换方程的关系.图4(a)表示与激光相关的时间函数  $F(t - t_0)$ ,  $F(t - t_0) \cos \omega_L t$  和  $F(t - t_0) \sin \omega_L t$  等的变化.其中用阴影表示的XUV脉冲在时间上被定位在  $t = 0$  附近、且在激光电场单调变化的半个周期内.图中粗虚线  $A'P'B'$  和粗实线  $APB$  分别表示激光电场和光电子在激光电场中获得的动量随时间的变化示意图.图4(b)中的粗实线  $APB$  表示在这半个周期内产生的光电子在  $\theta = 0^\circ$  方向上的终态能量随时间的变化.假设XUV脉冲出现在时间值  $a, b$  范围内 ( $a < b$ ),其强度分布用  $f(t)$  表示,在图中用钟罩形的粗实线表示.测量得到的光电子能谱用  $n(W)$  表示,它是能谱位置  $W$  处单位能量内测量得到的光电子数.如图4(b)所示,在能谱位置  $W$  处很小的能量间隔  $dW$  内测量得到的光电子数,与在时间上相对应的时刻  $t$  和很小的时间间隔  $dt$  内的XUV光子数成正比,可用下式表示:

$$n(W)dW = g\eta\sigma(\hbar\omega_X)f(t)dt, \quad (9)$$

式中参数  $g$  为谱仪的几何因子,  $\eta$  为谱仪的测量效率,  $\rho$  为气体原子密度,  $\sigma(\hbar\omega_X)$  为XUV光子的激发函数,即原子与XUV光子相互作用的光电截面的能量函数.通常对于固定的测量系统,  $g$  和  $\rho$  为常数,  $\eta$  虽与光电子能量有关,但通过对测量数据作适当的修正后(9)式中的  $\eta$  仍可用常数代替.对于窄带XUV  $\sigma(\hbar\omega_X)$  在带宽范围内可以近似作为一个常数.若(9)式中的参数乘积  $g\eta\rho\sigma(\hbar\omega_X)$  用另一个参数  $1/\mu$  代替(9)式可以化简为

$$f(t) = \mu n(W) \frac{dW}{dt}. \quad (10)$$

参数  $\mu$  可以通过实验测量,用下式计算得到:

$$\mu = \frac{\int n(W)dW}{\int f(t)dt} \equiv \frac{N_1}{N_0}, \quad (11)$$

其中  $N_1$  为谱仪测量得到的光电子数,  $N_0$  为窄带XUV脉冲所包含的实际光子数或它的某种量度.在实际计算中,为了简化,常常将其设置为常数1,这并不影响相对强度分布的表示.

很明显(10)式左边是未知的XUV脉冲强度时间分布,右边包含了实验测量得到的光电子能谱的

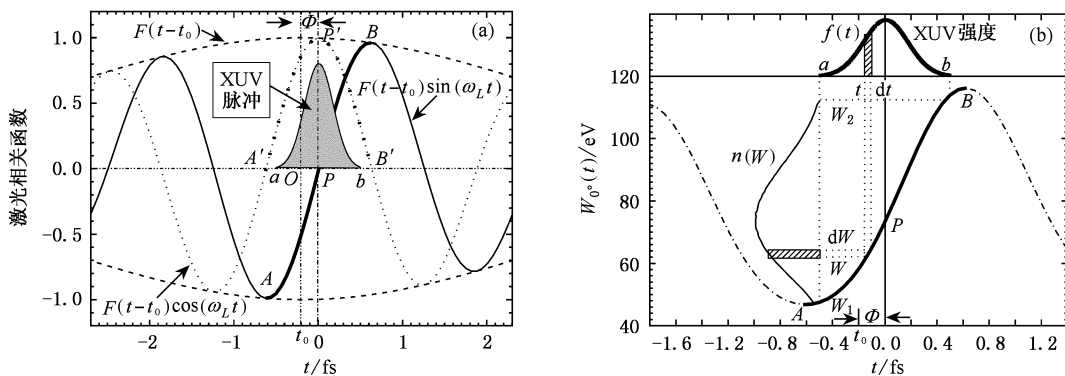


图 4 (a)激光相关函数  $F(t-t_0)$ ,  $F(t-t_0)\cos\omega_L t$  和  $F(t-t_0)\sin\omega_L t$ . 加阴影的高斯型曲线是 XUV 脉冲强度分布示意图. 粗实线和粗虚线代表激光电场单调变化的半个振荡周期. (b) 光电子能谱和变换方程推导示意图

比例项(即比例谱),而  $dW/dt$  可以从(5)式的能量表达式计算得到,即

$$\begin{aligned} \frac{dW}{dt} &\equiv \frac{dW_0(t)}{dt} \\ &= 2U_0 \left[ 2F(t-t_0) \frac{dF(t-t_0)}{dt} \sin^2 \omega_L t \right. \\ &\quad \left. + 2\omega_L F^2(t-t_0) \sin\omega_L t \cos\omega_L t \right] \\ &\quad + \sqrt{8U_0 W_0} \left[ \frac{dF(t-t_0)}{dt} \sin\omega_L t \right. \\ &\quad \left. + \omega_L F(t-t_0) \cos\omega_L t \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

注意到在  $t=0$  时刻附近半个激光周期内  $dF(t-t_0)dt \approx 0$ , 并且当  $U_0 \ll 2W_0$  时(12)式可以近似简化为

$$\frac{dW}{dt} \approx \omega_L \sqrt{8U_0 W_0} F(t-t_0) \cos\omega_L t, \quad (13)$$

而(10)式可以近似表达为

$$f(t) \approx \omega_L \sqrt{8U_0 W_0} F(t-t_0) \cos\omega_L t \cdot \mu n(W). \quad (14)$$

(10)式(用(12)式计算  $dW/dt$ )和简化的(14)式就是所要推导的变换方程,可用它们从测量得到的光电子能谱  $n(W)$  计算出未知 XUV 脉冲强度的时间分布  $f(t)$ .

由于 XUV 光子有一定的能量带宽  $\Delta W$ , 因此用(7)式和(8)式计算确定的光电子相位有相应的时间不确定性(temporal uncertainty),并使计算得到的 XUV 的强度分布也有一定的时间不确定性. 如果将这种不确定性用误差棒来表示,其长度为  $\Delta t$ , 则不同时刻对应的  $\Delta t$  可用下式计算:

$$\Delta t = \frac{\Delta W}{|dW/dt|}, \quad (15)$$

其中  $dW/dt$  用(12)或(13)式计算得到.

### 5. 计 算

设 XUV 脉冲的强度时间分布为  $f_0(t)$ , 它是由 4 个半高宽(full width at half maximum, FWHM)为 150as 的高斯型脉冲组成,如图 5(a)中的粗实线所示. 脉冲间的时间间隔为 300as, 其中高度为其他三个脉冲高度 2 倍的 XUV 脉冲的时间中点定位在  $t=0$  时刻. XUV 光子的中心能量  $\hbar\omega_X = 90\text{eV}$ , 带宽  $\Delta W = 5\text{eV}$ . 用 Kr 作为工作气体,其 4p 电子的电离能  $W_b = 14\text{eV}$ . 因此,光电子初始动能为  $W_0 = 76\text{eV}$ , 带宽也为  $\Delta W = 5\text{eV}$ . 采用 Ti:Sapphire 激光器产生的波长  $\lambda = 750\text{nm}$ , 时间宽度  $\tau = 7\text{fs}$ (FWHM)的线性极化激光束. 激光脉冲包络为高斯型函数,  $F(t-t_0) = \exp[-4\ln 2 \cdot (t-t_0)^2/\tau^2]$ ,  $\Phi = -30^\circ$ , 激光振荡周期  $T = 2.5\text{fs}$ , 峰值强度  $S = 4 \times 10^{13} \text{W/cm}^2$ , 此时  $U_0 = 2.1\text{eV}$  满足条件  $U_0 \ll 2W_0$ .

在  $\theta = 0^\circ$  方向,用(5)式和不同的能量间隔,即能谱 Bin 道宽度,如 1eV, 2eV 等,计算光电子能谱  $n(W)$ . 图 5(b)中的粗实线是在 1eV Bin 道宽度下,利用(10)式从  $n(W)$  计算得到的  $f(t)$ . 为了简化,在计算时,已取参数  $\mu = 1$ . 图中不同时刻对应的误差棒长度是用(15)式和(12)式计算得到的时间不确定性. 无论是计算得到的  $f(t)$  的形状,还是其幅度,完全重建了原始强度分布  $f_0(t)$ . 即使在考虑了时间不确定性后,整个曲线的结构也清晰可见,因此用上述方法可以从测量得到的光电子能谱重建未知 XUV 的强度时间结构. 图 5(c)是用同样方法,但取 Bin 道宽度为 2eV, 分别用(10)式(粗实线)和(14)

(虚线)从  $n(W)$  计算得到的  $f(t)$ . 在  $t=0$  时刻附近, 用两个公式计算的结果几乎重合. 而在半个激光周期内的其他位置, 两种计算结果相差也很小. 因此, 无论用 (10) 式还是 (14) 式, 或者选取不同的能谱能量间隔, 都得到了很好的重建结果.

用上述方法和多脉冲重复测量 (multi-shot) 技术, 不仅可以用来测量单脉冲 XUV 的强度时间分布和时间宽度, 而且可以测量其精细的单脉冲强度分布的不对称形状及侧峰结构, 还可以测量量程 (即半个激光振荡周期) 范围内的多脉冲序列及其精细结构. 这对于改善超短 XUV 或 X 射线 (特别是水窗波段的 X 射线, 光子能量在 283.7—532.1 eV 范围内) 光源的品质, 以及研究超快速化学反应及其他动力学研究非常有意义.

虽然上述方法本身有很好的时间分辨率, 但最终测量结果的时间分辨率取决于 XUV 光子的能量带宽、谱仪的能量分辨率、光学系统的时间抖动和涨落等因素, 这在实验上需要深入的研究.

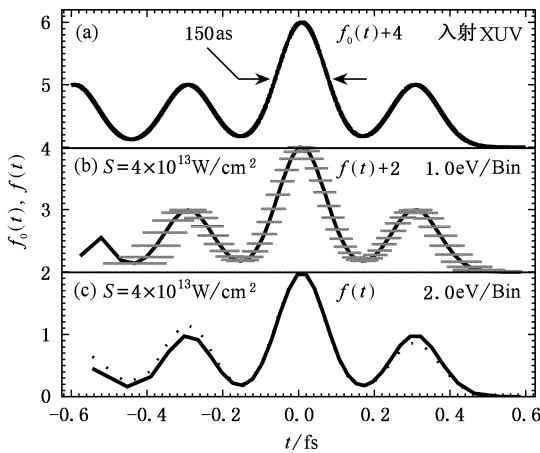


图 5 (a) 入射多脉冲 XUV 初始强度分布  $f_0(t)$ . 脉冲半高宽时间宽度为 150 as, 间隔 300 as. (b) 取 Bin 道宽度为 1 eV 时计算能谱, 用 (10) 式计算得到的强度分布  $f(t)$ . 误差棒代表不同时刻的时间不确定性. (c) 取 Bin 道宽度为 2 eV 时计算能谱, 用 (10) 式 (粗实线) 和 (14) 式 (虚线) 分别计算得到的强度分布  $f(t)$

## 6. 讨 论

激光强度的提高, 可以增加光电子能谱的动态

变化范围, 有利于测量 XUV 脉冲的时间结构. 但是在强激光场中, 气体原子会发生场致电离 (laser induced ionization, LII), HHG 和 阈上电离 (above-threshold ionization, ATI) 等过程, 限制了对激光强度的进一步提高. 这三种过程对测量本底的影响, 与激光强度密切相关. 通过计算得到, 使中性 He, Ne, Ar, Kr, Xe 气体原子发生 LII 的激光强度阈值, 分别为  $1.5 \times 10^{15}$ ,  $8.7 \times 10^{14}$ ,  $2.5 \times 10^{14}$ ,  $1.5 \times 10^{14}$ ,  $8.3 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup>. 在本文所采用的激光强度  $4 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup> 和工作介质 Kr, LII 电子的能量小于  $2U_0$ , 对光电子能谱没有影响. 根据 HHG 的能量截断法则 (cut-off law)<sup>[22]</sup>, 即 HHG 能谱约在  $W_b + 3.17U_0$  处截止, 因此 HHG 的能谱将在 20 eV 以下的低能区, 与光电子能谱没有重叠. 与 LII 相比, ATI 谱将较平稳地延伸至  $10U_0$  (在本文条件下为 21 eV), 但在数量级上减少很多<sup>[23]</sup>. 实际上, 只要测量得到的本底谱截止能量低于光电子谱的下限能量, 或者本底谱和光电子谱的重叠并不严重, 适当增加激光的强度是可行的. 文献 [1] 中实验所用的激光参数和 XUV 能量与本文相同, 其测量结果证明了光电子谱的本底是很低的.

## 7. 结 论

采用飞秒超短激光和阿秒 XUV 脉冲间的交叉关联技术, 从与激光线性极化方向成  $0^\circ$  或  $180^\circ$  方向上测量得到的光电子能谱, 可以重建窄带 XUV 的强度分布的精细时间结构. XUV 脉冲的时间宽度测量范围为  $1/2$  激光振荡周期, 能量从几十 eV 的 XUV 到更高能量的 X 射线. 测量的时间分辨率主要取决于光路系统的抖动和双光束之间的延时控制精度.

本文所提出的方法和文献 [15, 17] 中介绍的两种测量方法, 为超快速测量领域的进一步发展奠定了数学物理基础, 对于新一代超短 X 射线脉冲光源的建设, 具有理论和实验指导意义.

作者感谢与清华大学康克军教授, 李元景教授, 中国科学院西安光学精密机械研究所的赵宝升研究员, 北京大学吴念祖教授, 叶沿林教授, 江栋兴教授, 刘松秋教授, 刘洪涛教授的讨论. 感谢何海萍的支持和帮助.

- [ 1 ] Drescher M , Hentschel M , Kienberger R *et al* 2001 *Science* **291** 1923
- [ 2 ] Hentschel M , Kienberger R , Spielmann Ch *et al* 2001 *Nature* **414** 509
- [ 3 ] Drescher M , Hentschel M , Kienberger R *et al* 2002 *Nature* **419** 803
- [ 4 ] Paul P M , Toma E S , Breger P *et al* 2001 *Science* **292** 1689
- [ 5 ] Constant E , Taranukhin V D , Stolow A *et al* 1997 *Phys. Rev. A* **56** 3870
- [ 6 ] Scrinzi A , Geissler M , Brabec Th *et al* 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 412
- [ 7 ] Itatani J , Quéré F , Yudin G L *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 173903
- [ 8 ] Kitzler M , Milosevic N , Scrinzi A *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 173904
- [ 9 ] Dinu L C , Muller H G , Kazamias S *et al* 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 063901
- [ 10 ] Mairesse Y , Quéré F 1998 *Phys. Rev. A* **58** 3124
- [ 11 ] Quéré F , Itatani J , Yudin G L , Corkum P B 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 073902
- [ 12 ] Bandrauk A D , Chelkowski S , Shon N H 2003 *Phys. Rev. A* **68** 041802
- [ 13 ] Kienberger R , Goulielmakis E , Uiberacker M *et al* 2004 *Nature* **427** 817
- [ 14 ] Goulielmakis E , Uiberacker M , Kienberger R *et al* 2004 *Science* **305** 1267
- [ 15 ] Ge Y C 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 349
- [ 16 ] Ge Y C , Li Y J , Kang K J 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 2669 ( in Chinese ) [ 葛愉成、李元景、康克军 2005 物理学报 **54** 2669 ]
- [ 17 ] Ge Y C 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 1916
- [ 18 ] Ge Y C 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 2653 ( in Chinese ) [ 葛愉成 2002 物理学报 **54** 2653 ]
- [ 19 ] Gallagher T F 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 2304
- [ 20 ] Corkum P B , Burnett N H , Brunel F 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 1259
- [ 21 ] Dykhne A M 1977 *Usp. Fiz. Nauk.* **121** 157  
Dykhne A M 1978 *Usp. Fiz. Nauk.* **125** 377
- [ 22 ] Milosevic D B , Ehlötzky F 1998 *Phys. Rev. A* **58** 3124
- [ 23 ] Krause J L , Schafer K J , Kulander K C 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 3535

## Laser phase determination and transfer equation to directly measure the temporal structure of narrow bandwidth attosecond XUV pulse

Ge Yu-Cheng<sup>†</sup>

( Department of Technical Physics , Peking University , Beijing 100871 , China )

( Received 30 November 2005 ; revised manuscript received 8 January 2006 )

### Abstract

A laser phase determination method and a transfer equation which makes use of the proportional term of the measured photoelectron energy spectrum are presented to directly measure the detailed temporal structure of a narrow bandwidth attosecond XUV pulse. The method is based on the spectrum measurement of electrons generated by XUV photo-ionization interacting with a femtosecond laser field. The results of the study suggest that the measurement should be taken at  $0^\circ$  or  $180^\circ$  with respect to the linear laser polarization. The method has a temporal measurement range of about half a laser oscillation period. The temporal resolution also depends on the jitter and control precision of the laser and XUV pulses.

**Keywords** : photoelectron energy spectrum , phase determination , transfer equation , pulse intensity temporal structure

**PACC** : 3280F , 3365 , 3280 , 3365C

<sup>†</sup> E-mail : gzygc@sina.com