

激光驱动晶体发射高次谐波的特性研究

管仲 李伟 王国利 周效信

Study of high-order harmonic generation in crystals exposed to laser fields

Guan Zhong Li Wei Wang Guo-Li Zhou Xiao-Xin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 063201 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.063201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.063201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I6>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

势函数对强激光辐照下原子高次谐波辐射的影响

Influence of atomic potential on the generation of high harmonic generation from the atoms irradiated by mid-infrared laser pulses

物理学报.2016, 65(3): 033201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.033201>

空间非均匀啁啾双色场驱动下氦离子的高次谐波以及孤立阿秒脉冲的产生

High-order harmonics and attosecond pulse generation of a He<sup>+</sup> ion by a chirped two-color inhomogeneous laser field

物理学报.2015, 64(19): 193201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.193201>

不同波长下氩原子高阶阈上电离的类共振增强结构

Resonance-like enhancement in high-order above-threshold ionization of argon at different wavelengths

物理学报.2015, 64(14): 143201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.143201>

高频激光脉冲作用下原子的光子和光电子发射

Photon and photoelectron emission of the atom under the action of high-frequency laser pulse

物理学报.2015, 64(4): 043201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.043201>

两束同色激光场和中红外场驱动氦原子在等离激元中产生的单个阿秒脉冲

Single isolated attosecond pulse generated by helium atom exposed to the two laser pulses with the same color and midinfrared intense laser pulse in the plasmon

物理学报.2014, 63(20): 203201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.203201>

# 激光驱动晶体发射高次谐波的特性研究\*

管仲 李伟 王国利 周效信†

(西北师范大学物理与电子工程学院, 兰州 730030)

(2015年11月26日收到; 2015年12月28日收到修改稿)

通过数值模拟激光驱动下电子在周期性势阱中的动力学行为, 研究了晶体在激光场中发射高次谐波的特性. 研究发现在一定的激光波长和光强驱动下, 晶体发射的谐波谱会呈现出双平台结构, 经分析后得知第一个平台主要来自于最低导带与价带间的电流(电子-空穴对复合), 第二个平台主要来源于较高导带与价带间的电流(电子-空穴对复合), 且两个平台的截止位置处的能量都与激光场的振幅呈线性关系. 在少周期激光驱动下, 晶体谐波第二平台的截止位置与激光的载波相位呈单调变化, 由此我们提出可以利用晶体谐波第二平台的截止位置来确定少周期激光的载波相位. 进一步研究发现, 在啁啾激光驱动下, 晶体发射谐波谱的第二平台有较大变化, 第二平台的发射效率会随啁啾参数而改变, 能够通过改变啁啾激光场来提高晶体谐波第二平台的发射效率.

**关键词:** 高次谐波, 晶体, 载波相位, 啁啾激光

**PACS:** 32.80.Rm, 42.65.Ky, 42.65.Re, 42.50.Hz

**DOI:** 10.7498/aps.65.063201

## 1 引言

高次谐波(HHG)是激光与物质相互作用过程中出现的一种非线性效应<sup>[1]</sup>, 目前它已广泛应用于各个领域, 如利用高次谐波来实现分子轨道的成像<sup>[2]</sup>、合成超短的阿秒脉冲<sup>[3]</sup>以及新的XUV光源<sup>[4]</sup>等, 特别是最近利用高次谐波来测量晶体带隙的方法也获得成功<sup>[5]</sup>. 因此, 对高次谐波的研究引起了人们极大的兴趣. 近年来, 人们研究的重点集中在气体状态的原子分子发射的高次谐波. 原子分子发射高次谐波的过程可以用Corkum<sup>[6]</sup>提出的“三步模型”来解释: 处于基态原子(或分子)中的电子通过隧穿电离进入连续态, 处于连续态的电子在激光场中加速, 当激光场反向时, 没有反向的电子会直接被电离, 反向的那些电子会经激光场加速重新回到母核附近, 如果与母离子中的其他电子发生碰撞, 会产生非序列双电离, 如果与母核复合就会发射高能光子即高次谐波, 其截止位置可以表示

为 $I_p + 3.17U_p$ ,  $I_p$ 是原子的电离能,  $U_p = E_0^2/4m\omega^2$ 是自由电子在激光场中的有质动力能( $E_0$ 是入射激光振幅,  $\omega$ 是入射激光角频率). 一般来说, 由处于气体状态的原子分子发射高次谐波的效率比较低, 通常转换效率在 $10^{-5}$ — $10^{-4}$ 之间<sup>[7]</sup>, 这给产生高强度的高次谐波带来了一定的困难, 因此如何提高高次谐波的强度就变得尤为重要.

相对于气体而言, 由于固体具有密度高的特点, 人们推测固体材料可能更适合于产生高强度的高次谐波, 因此科学家将注意力逐渐转向激光与固体相互作用来产生高次谐波. 最近, 美国科学家从实验<sup>[8]</sup>上发现当激光与具有周期性结构的固体材料相互作用时发射的高次谐波谱有一些不同于原子发射谐波的独特性质, 因此对于这些性质的研究也迅即展开. Ghimire等<sup>[9]</sup>的研究表明, 晶体中发射高次谐波与原子分子发射高次谐波的机理有所不同, 晶体在激光驱动下, 电子波包在导带上的布洛赫振荡以及能带间隧穿产生了高次谐波. 文献<sup>[10]</sup>和<sup>[11]</sup>也分别对晶体和半导体材料在激光场

\* 国家自然科学基金(批准号: 11264036, 11364038, 11465016)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhoux@nwnu.edu.cn

中发射的高次谐波进行了理论研究; 最新的实验和理论<sup>[12]</sup>还研究了半导体材料 ZnO 发射的高次谐波, 研究表明固体材料发射高次谐波的机理与“三步模型”有一定差别, 其发射过程主要归因于固体材料中电子波包在带间发生的布洛赫振荡以及电子-空穴对的复合. 但是, 对固体材料发射高次谐波的研究才刚刚开始, 通过了解它的发射机理进而达到控制其发射过程还需要进一步的研究.

另一方面, 基于激光技术的快速发展, 持续时间仅有二、三个光学周期的激光脉冲(即少周期激光脉冲)已在实验室中实现<sup>[4]</sup>, 对于少周期的激光, 载波包络相位(carrier-envelope phase, CEP)是一个重要的参数. 由于激光电场随时间变化很快, 实验上很难对 CEP 进行直接测量, 人们通常利用某些现象来间接测量 CEP. 如在激光场中, 某些原子(或分子)的电离信号<sup>[13]</sup>或高次谐波信号<sup>[14,15]</sup>会随 CEP 规律性地变化, 人们把这些规律量化来反映 CEP 的信息. 本文探究了晶体高次谐波的截止位置随 CEP 的变化, 发现第二个平台的截止位置与激光的载波相位呈单调变化, 这种性质能够作为测量激光 CEP 的一种新方法.

此外, 啁啾激光是激光技术发展的另一产物, 如今它已广泛应用于理论和实验中. 在原子分子体系下, 啁啾激光的加入会展宽高次谐波的平台<sup>[16]</sup>, 在晶体情况下, 我们的研究表明啁啾激光驱动下晶体发射的谐波、啁啾参数会对谐波第二平台的发射效率有较大影响.

## 2 理论与方法

考虑一维体系下的激光-晶体相互作用, 激光极化方向沿着晶体的晶格方向, 在速度规范下, 体系的哈密顿量为(如无特别说明, 均使用原子单位)

$$H(t) = \hat{H}_0 + A(x, t)\hat{p}, \quad (1)$$

其中  $H_0$  是无外场时体系的哈密顿量,  $\hat{H}_0 = \hat{p}^2/2 + U(x)$ ,  $U(x)$  是晶格的周期性势, 因为我们考虑的波长远大于晶格常数, 根据偶极近似可得到,  $A(x, t) \approx A(t)$ . 由布洛赫定理, 我们得到无外场的本征方程:

$$\hat{H}_0|\phi_{nk}\rangle = E_n(k)|\phi_{nk}\rangle, \quad (2)$$

其中  $n$  表示能带的指标,  $E_n(k)$  表示第  $n$  个能带下的本征值, 每个布洛赫态都可以认为是平面波和周

期性函数的乘积,

$$\langle x|\phi_{nk}\rangle = e^{ikx}U_{nk}(x). \quad (3)$$

求出布洛赫态后, 我们接着处理体系的含时演化问题, 即求解体系的含时薛定谔方程<sup>[15]</sup>:

$$i\frac{d}{dt}\psi(x, t) = H(t)\psi(x, t). \quad (4)$$

在每一个  $k_0$  下, 用布洛赫态将含时波函数展开,

$$|\psi_{k_0}(t)\rangle = \sum_n \alpha_{nk_0}(t)|\phi_{k_0}^n\rangle. \quad (5)$$

通过 Crank-Nicolson 方法<sup>[17]</sup>进行演化, 在每一个  $k_0$  下, 我们得到,

$$j_{k_0} = -\{\text{Re}[\langle\psi_{k_0}|\hat{p}|\psi_{k_0}\rangle] + A(t)\}. \quad (6)$$

最后求出总的含时密度电流,

$$j(t) = \sum_{n \in \text{VB}} \int j_{k,n}(t) dk, \quad (7)$$

$k$  的积分范围限定在第一布里渊区.

虽然布洛赫态作为基函数的求解方法简便, 但是不能够分离晶体带内的电流和带间的电流对谐波的贡献, 使用休斯顿态作为基函数很容易解决这一问题<sup>[9]</sup>, 休斯顿态是含时哈密顿量的本征态,

$$H(t)|\tilde{\phi}_{nk_0}(t)\rangle = E_n(k(t))|\tilde{\phi}_{nk_0}(t)\rangle. \quad (8)$$

通过对角化方法求出休斯顿态, 用它作为基函数展开含时波函数,

$$|\psi_{k_0}(t)\rangle = \sum_n \alpha_{nk_0}(t)|\tilde{\phi}_{k_0}^n(t)\rangle. \quad (9)$$

与前述相同的方法进行演化, 在每一个  $k_0$  下, 我们得到

$$j_{k_0} = -\text{Re}[\alpha_{n'k_0}^* \alpha_{nk_0} \langle\varphi_{nk(t)}|\hat{p}|\varphi_{nk(t)}\rangle]. \quad (10)$$

带内电流的贡献只涉及相同能带上的休斯顿态, 带间电流的贡献涉及不同能带上的休斯顿态, 密度电流分别为

$$j_{\text{intra}} = -\sum_n [|\alpha_{nk_0}|^2 \langle\varphi_{nk(t)}|\hat{p}|\varphi_{nk(t)}\rangle], \quad (11)$$

$$j_{\text{inter}} = -\text{Re} \left[ \sum_{n' \neq n} \alpha_{n'k_0}^* \alpha_{nk_0} \langle\varphi_{nk(t)}|\hat{p}|\varphi_{n'k(t)}\rangle \right]. \quad (12)$$

高次谐波谱可以通过对密度电流进行傅里叶变换得到, 在傅里叶变换之前乘一个 Hanning 窗函数, 窗函数的引入并不会抑制激光峰值处驱动产生的非线性电流.

### 3 结果与分析

在计算中晶体内的周期势采用 Mathieu-type 势, 这个周期势已广泛应用于晶体计算中<sup>[18]</sup>, 具体形式是  $V(x) = -V_0[1 + \cos(2\pi x/a_0)]$ , 其中  $V_0 = 0.37$  a.u., 晶格常数  $a_0 = 8$  a.u. 因为第一个价带束缚得很深, 可以选择第二个价带作为演化初态. 图 1 给出了能带的分布情况, 在图中标出了当电子在激光场中发生布洛赫振荡时, 会产生带内电流, 当激光强度较大时, 电子就有可能从第二个价带隧穿出来后进入第一个导带形成电子-空穴对并在激光场中运动, 若发生电子-空穴对复合时, 将产生带间电流<sup>[12]</sup>. 实际的情况可能会更复杂, 电子有可能隧穿出第一个导带进入更高的导带, 在激光场作用下形成其他的带内带间电流. 如果将所有能带的带内和带间电流都考虑进去就得到了晶体的高次谐波, 总的带内电流与 (11) 式对应, 总的带间电流与 (12) 式对应.

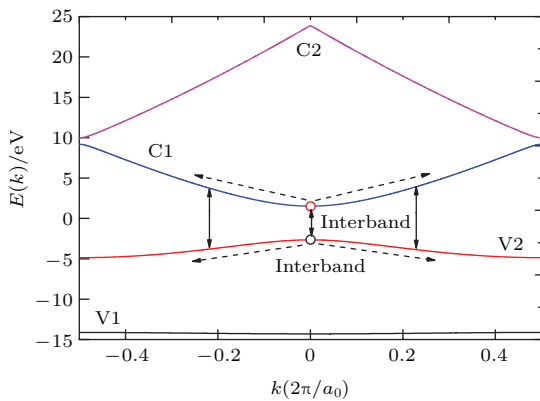


图1 (网刊彩色) 体系的晶体能带结构  
Fig. 1. (color online) Band structures of crystal used.

在计算中我们使用的激光包络是  $\cos^2$  包络, 激光持续时间为8个周期, 激光波长  $3.2 \mu\text{m}$ , 激光强度  $I = 8.1 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ , 为了得到准确的能带结构, 我们使用了51个布洛赫态作为基函数求解本征带. 在含时演化过程中考虑51个能带的带间电流和带内电流时, 就得到图 2(a) 和 (b) 的实线图. 可以看到谐波谱呈现出了双平台结构. 为了确定谐波第一个平台和第二个平台的来源, 仅需要在含时演化过程中移除某些能带的贡献. 首先我们只考虑5个能带的带间电流及带内电流(即5个能带间的电子空穴复合及带内布洛赫振荡), 我们称之为5带

模型. 得到的谐波谱显示在图 2(a), 可以看到5带模型下计算的结果与51带模型下计算的结果几乎重合, 可以推断, 5带间及5带内的电流对高次谐波的贡献是主要的, 较高导带对谐波的贡献很小, 可以忽略. 如果从5带模型中将第4和第5个带移除, 含时演化时只考虑3个能带的贡献, 从图 2(b) 虚线可以看出, 第二个平台消失, 第一个平台强度几乎不变. 由此可以得出两个结论: 1) 涉及第4和第5个能带的带间的电流和带内电流对第二个平台的贡献是主要的; 2) 由于第一个价带束缚得很深, 对第一个平台有贡献的主要是第2和第3个能带的带内和带间电流.

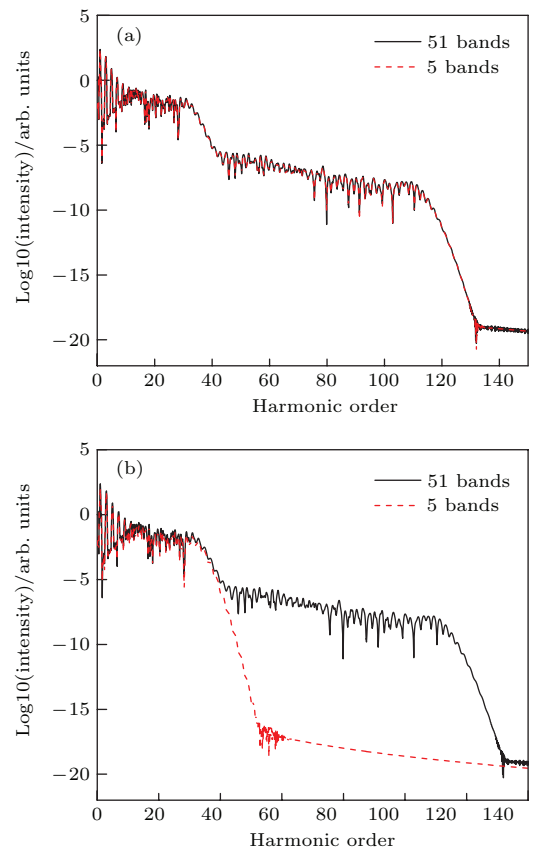


图2 (网刊彩色) 晶体发射的高次谐波谱 (a) 5带模型和51带模型下的结果; (b) 3带模型和51带模型下的结果  
Fig. 2. (color online) HHG spectra in bulk crystals: (a) HHG spectra obtained from 5-band model and 51-band model; (b) HHG spectra obtained from 3-band model and 51-band model.

下面我们来研究激光场振幅与两个平台截止位置处能量之间的关系. 由上面的分析可知, 谐波第一个平台主要来源于第2和第3个能带内和能带间电流的贡献, 因此可以用3带模型来研究第一个平台截止能量与激光场振幅的变化关系; 而第4、第



5个与价带间的电流则对第二个谐波平台的贡献起主要作用, 因此可以用5带模型研究第二个平台截止能量与振幅之间的关系. 通过改变激光场振幅从  $E_0 = 0.002$  a.u到  $E_0 = 0.01$  a.u, 其他参数保持不变, 得到了两个谐波平台截止位置随激光场振幅的变化关系(见图3). 从图3可以看出, 两个平台截止位置随激光场振幅的变化均呈线性增大, 不过第一个平台截止能量与激光场振幅变化较慢, 这种线性关系与实验结果[8]和其他理论结果[19]相符, 而第二个平台截止能量随激光场振幅的增加要快, 直线的斜率是第一平台的1.6倍左右.

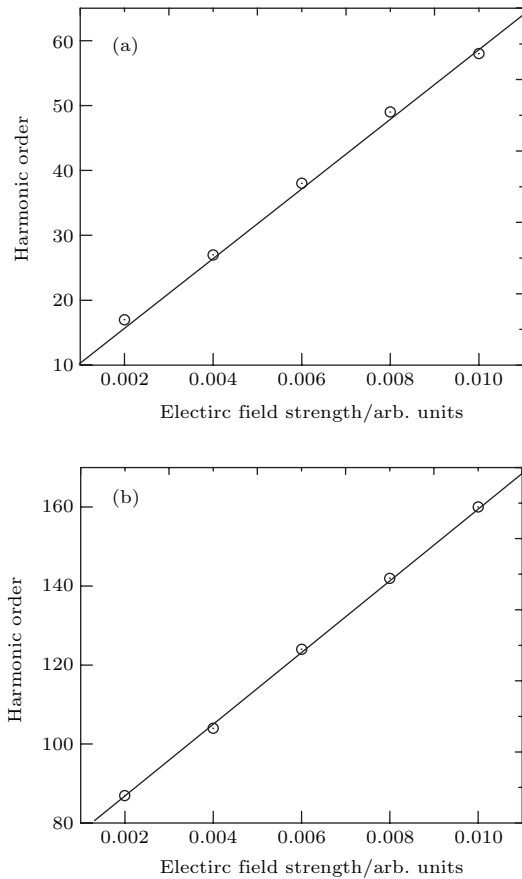


图3 晶体发射谐波截止位置随激光振幅的变化 (a) 第一个平台的变化情况; (b) 第二个平台的变化情况  
Fig. 3. HHG cutoff of crystal as a function of field strength: (a) The first plateau; (b) the second plateau.

当少周期的激光驱动原子分子时, 如果激光的 CEP 改变, 原子分子的电离性质和发射谐波的规律都会发生变化, 于是我们可以推测当少周期激光与晶体相互作用时, 激光的 CEP 效应对晶体发射的谐波也会有一定影响. 下面我们进一步研究晶体发射谐波对少周期激光 CEP 的依赖关系. 在原子分子体系中, 当激光周期数越少, 这种 CEP 效应就越

明显. 首先我们取激光脉冲为3个周期, 激光波长  $3.2 \mu\text{m}$ , 激光强度  $I = 8.1 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ , 图4(b)给出了晶体环境下, 取两个不同 CEP 得到的谐波谱. 从图中看到, 即使激光的包络保持不变, 只要 CEP 改变, 谐波的结构会发生变化, 第一个平台的截止位置变化不明显, 而第二个平台截止位置变化明显. 对上述现象可以利用晶体谐波发射的机理来解释: 晶体谐波的第一个平台主要来源于第2和第3个能带的带内和带间电流, 而第二个平台会涉及更高的导带的带内和带间电流. 由于较高导带间的带隙较小, 处在较高导带的电子更容易发生隧穿和复合, 它们受电场的调控作用更大.

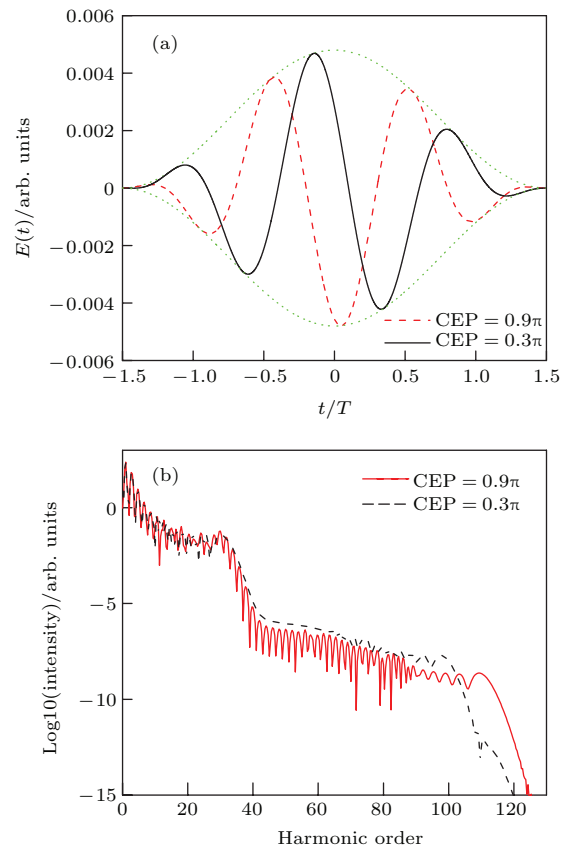


图4 (网刊彩色) 3周期下不同 CEP 的电场分布和晶体的谐波谱 (a) 不同 CEP 的激光场; (b) 不同 CEP 的谐波谱  
Fig. 4. (color online) The electric field of the 3-cycle laser pulse with different CEP and the corresponding HHG spectra of crystal: (a) Laser pulses in different CEP; (b) HHG in different CEP.

当将激光脉冲改为2个周期, 激光强度设  $I = 5.07 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ , CEP 分别为  $0.25\pi$  和  $0.5\pi$ , 在激光的包络保持不变情况下, 激光的电场振幅分布也随 CEP 发生明显改变, 如图5(a)所示. 从

图5(b)看到, 随 CEP 变化谐波谱的两个平台的截止位置和强度都发生了变化. 经过理论分析, 可以发现在低阶区发射的谐波主要来源于带内电流的贡献, 当谐波的能量接近晶体带隙的能量(最高价

带和最低导带)间隔时, 带内电流和带间电流对谐波的贡献强度相当, 当谐波的能量高于带隙能量间隔时, 主要是来自于带间电流对谐波的贡献, 如图5(c)和(d)所示.

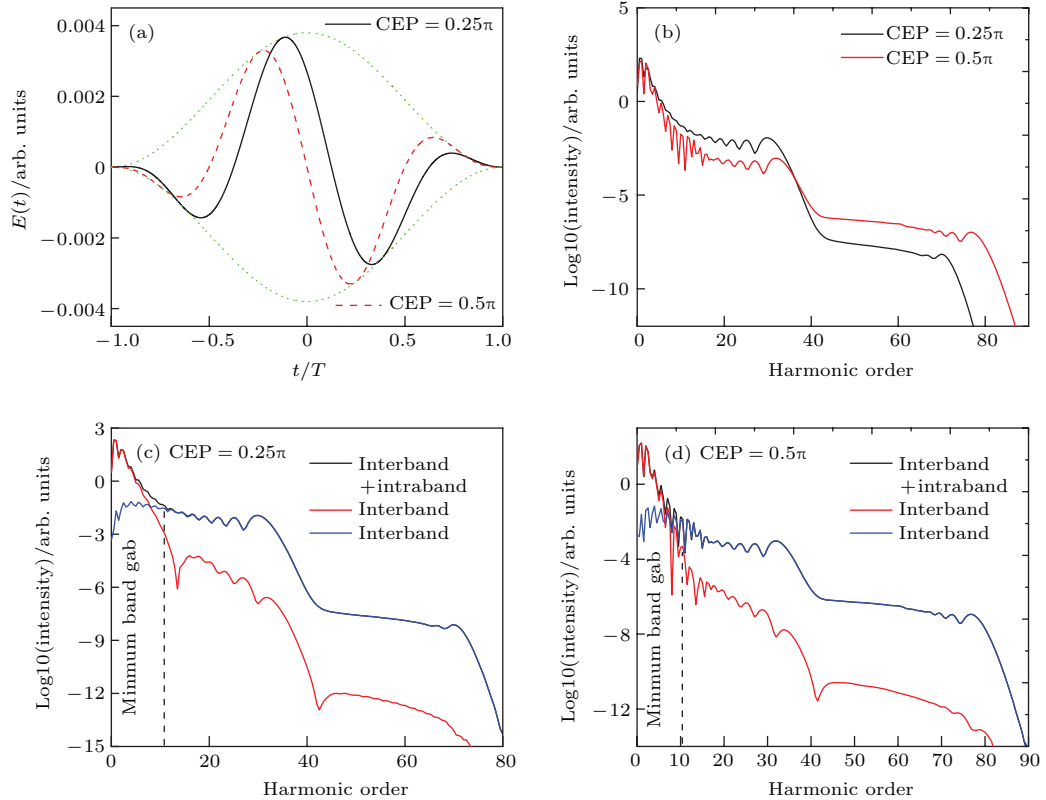


图5 (网刊彩色) 2周期下不同 CEP 的电场分布和晶体的谐波谱 (a) 不同 CEP 的激光场; (b) 不同 CEP 谐波谱; (c) CEP= $0.25\pi$ 时, 带内电流及带间电流诱导的谐波谱; (d) CEP= $0.5\pi$ 时, 带内电流及带间电流诱导的谐波谱  
Fig. 5. (color online) The electric field of the 2-cycle laser pulse with different CEP and the corresponding HHG spectra of crystal: (a) Laser pulses in different CEP; (b) HHG in different CEP; (c) HHG induced by intraband current and interband current with CEP= $0.25\pi$ ; (d) HHG induced by intraband current and interband current with CEP= $0.50\pi$ .

从上面的讨论可知, 在少周期激光作用下, 激光 CEP 效应对晶体谐波的截止位置有一定的影响. 为了了解 CEP 如何影响着谐波谱的截止位置, 我们探究了 3 周期激光作用下晶体谐波第二平台截止位置随 CEP 的变化(这种情况下第 1 平台截止位置几乎不变), 以及 2 周期激光作用下晶体发射谐波第一、第二平台截止位置随 CEP 的变化. 由于我们所研究的体系是对称体系,  $\pi-2\pi$ 的结果和  $0-\pi$ 的结果一一对应, 以  $\pi$  为周期, 所以取  $0 \leq \phi < \pi$ . 图6(a)给出了 3 周期激光下谐波第二个平台的截止位置随 CEP 的变化情况, 从图中看出, 谐波第二个平台的截止位置与激光的载波相位呈单调变化; 在 2 周期激光作用下, 当 CEP 变化时, 谐波谱

的两个平台的截止位置都会发生变化. 当  $\phi = 0$  和  $\phi = 0.9\pi$  时, 第二个平台的谐波强度很低, 我们剔除这两个相位下的结果, 图6(b)和图6(c)分别给出了两个平台的截止位置随 CEP 的变化情况. 可以看出, 第一个平台的截止位置随激光 CEP 的改变呈现出类抛物线的变化趋势, 第二平台的截止位置与激光的载波相位呈单调变化. 由于第一个平台截止位置随 CEP 的变化不是单值对应, 通过测量谐波的截止位置不能惟一确定激光的 CEP, 但是第二个平台截止位置随激光 CEP 的变化单调增加. 因此不论是 2 周期还是 3 周期的激光, 实验上都可以通过测量晶体发射高次谐波第二平台的截止位置来确定少周期激光的 CEP 数值.

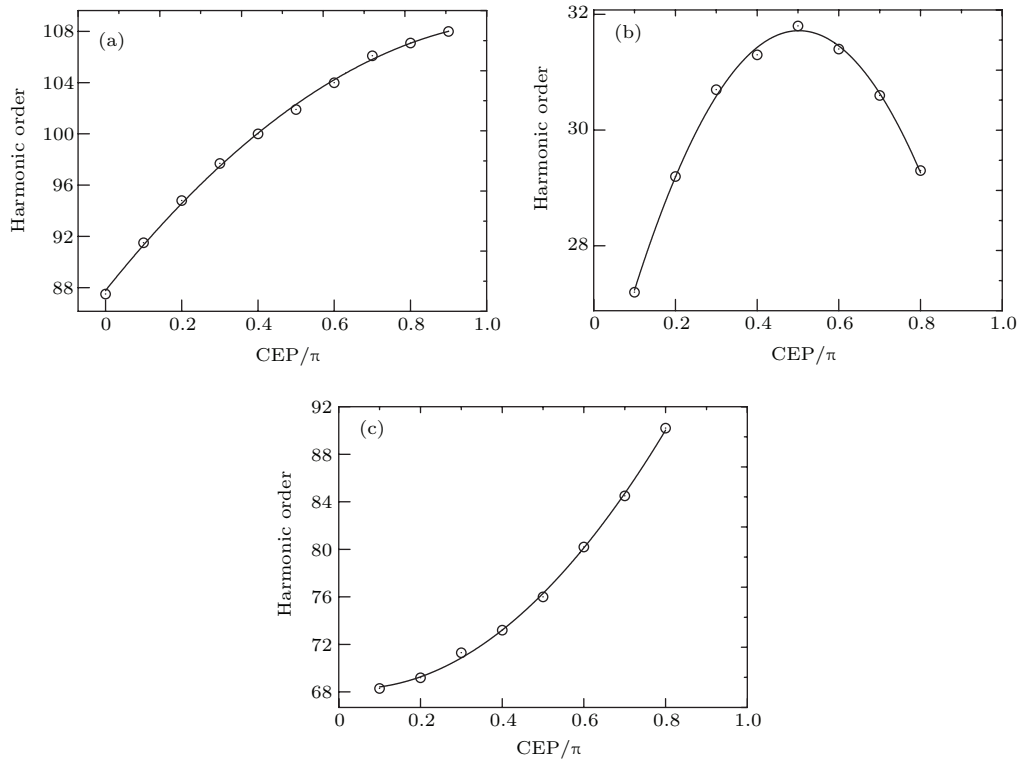


图6 晶体发射谐波谱的截止能量随 CEP 的变化 (a) 3 周期激光下, 第二个平台截止位置随 CEP 的变化; (b) 2 周期激光下第一个平台截止位置随 CEP 的变化; (c) 2 周期激光下第二个平台截止位置随 CEP 的变化

Fig. 6. The HHG cutoff of crystals changes with CEPs: (a) The first plateau changes with CEPs of crystals driven by 3-cycle laser pulse; (b) the first plateau changes with CEPs driven by 2-cycle laser pulse; (c) the second plateau changes with CEPs driven by 2-cycle laser pulse.

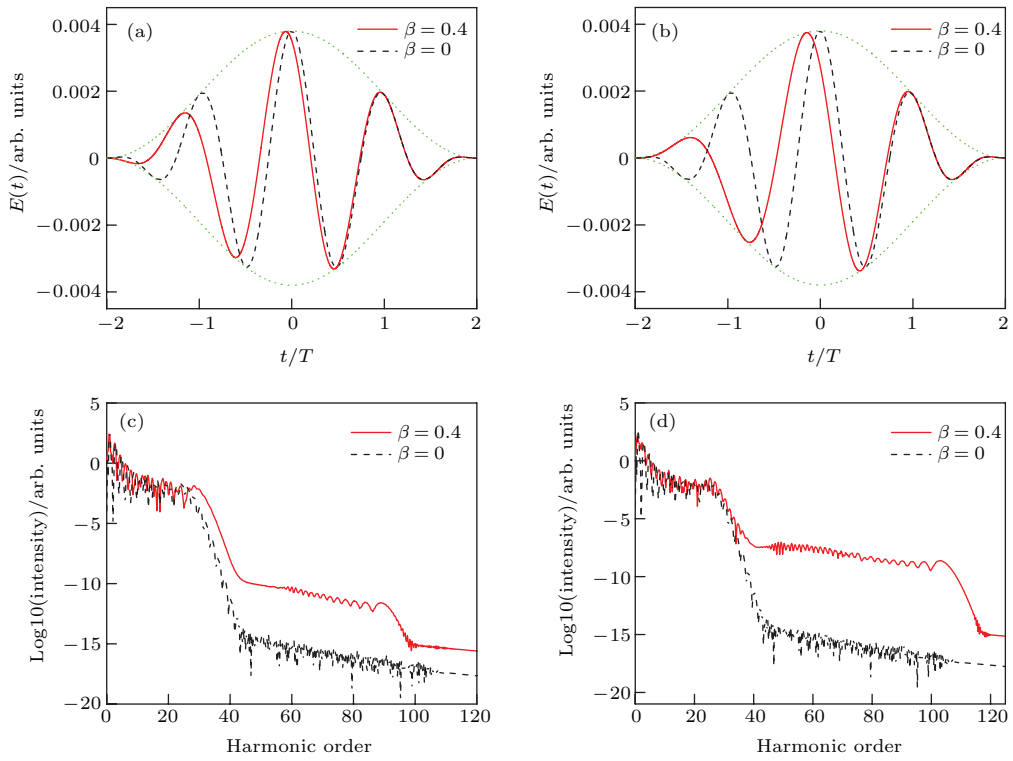


图7 (网刊彩色) 不同啁啾参数下激光电场分量及对应的晶体谐波谱

Fig. 7. (color online) Laser fields with different chirps and corresponding HHG of crystals.

从上面的研究可以看出, 晶体发射高次谐波第二平台的强度较低, 为了提高谐波第二平台的强度, 我们尝试利用啁啾激光与晶体相互作用, 考察谐波第二平台的变化. 这里我们使用的激光场的电场分量为

$$E(t) = E_0 f_1(t) \cos(\omega t + \varphi(t)), \quad (13)$$

其中  $\varphi(t) = \beta((t - t_0)/\tau)^2$ ,  $\beta$  是啁啾参数,  $t_0$  和  $\tau$  可以用来调整啁啾脉冲形状, 这种线性啁啾已广泛地使用在理论<sup>[16]</sup>和实验<sup>[20]</sup>中. 我们取激光强度  $I = 5.07 \times 10^{11}$  W/cm<sup>2</sup>, 激光波长 3.2  $\mu\text{m}$ . 图 7(a) 和 (b) 给出了不同啁啾参数下激光场随时间的变化. 可以看出, 由于啁啾的作用, 激光场的形状发生了变化, 但脉冲包络保持不变. 图 7(c) 和 (d) 给出了不同啁啾激光下产生的高次谐波, 可以看出, 啁啾参数的变化对晶体谐波第 1 个平台的影响较小, 但是会明显影响到第二个平台的发射效率, 且发射效率随啁啾参数的增加而增大. 从上面的理论分析可以得出, 啁啾激光的引入会极大地改变晶体价带和更高导带之间的电流, 对价带和较低导带之间的电流影响很小. 这一现象与啁啾激光和原子相互作用发射高次谐波的情况有所不同, 在原子情况下, 啁啾激光的引入只会扩展谐波的截止位置, 对提高谐波的强度影响很小<sup>[16,21]</sup>, 足见晶体发射谐波的机理与原子发射谐波的机理有较大差别. 由此, 我们提出实验上通过优化啁啾参数能有效提高晶体发射谐波第二平台的发射强度.

## 4 结 论

本文通过数值模拟电子在周期性势阱中的动力学行为, 研究了激光作用下晶体发射高次谐波谱的特点. 研究表明, 晶体在相对较弱的激光驱动下就能够发射高次谐波, 谐波谱与原子发射的谐波谱特征相似, 包含了速降区、平台区和截止位置等谐波所共有的特点, 不同的是晶体发射高次谐波具有两个平台区. 通过引入布洛赫态展开法和休斯顿态展开法, 分析了晶体发射高次谐波的特点和机理. 结果表明: 晶体发射高次谐波的机理与原子发射谐波的机理有所不同, 原子发射的谐波能够用半经典的“三步模型”描述, 晶体发射谐波则用晶体内形成的电流来描述; 在晶体发射高次谐波的过程中, 一般会在晶体内形成两类电流, 即带内电流和

带间电流, 而带内电流源于带内布洛赫振荡, 带间电流可以归结为在晶体内不同能带间形成的电子-空穴对复合. 经理论分析后得知高次谐波的速降区主要来源于带内电流的贡献, 第一个平台区的主要贡献则来源于最低导带与价带间电流, 而较高导带与价带间的电流主要贡献于谐波的第二个平台. 通过改变激光场振幅, 表明两个平台的截止能量都与激光场振幅呈线性关系. 在少周期激光场驱动下, 激光的 CEP 对晶体谐波的截止有一定的影响, 在 3 周期激光和 2 周期激光下, 晶体谐波第二平台的截止位置随 CEP 单调变化. 根据这种关系, 我们提出了一种测量少周期激光 CEP 的方法. 最后探究了啁啾激光驱动下晶体发射谐波的特点, 这些特点与原子的情况有所不同, 发现啁啾激光的啁啾参数对谐波第二平台影响很大, 由此我们提出可以通过改变啁啾激光场来提高晶体谐波较高平台的发射效率.

感谢中国科学院武汉物理与数学研究所卞学滨研究员的有益讨论.

## 参考文献

- [1] Salieres P, L'huillier A, Antoine P, Lewenstein M 1999 *Advanced in Atomic, Molecular, and Opt. Phys.* **41** 83
- [2] Itatani J, Levesque J, Zeidler D, et al. 2004 *Nature* **432** 867
- [3] Zhao K, Zhang Q, Chini M, et al. 2012 *Opt. Lett.* **37** 3891
- [4] Krausz F, Ivanov M 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 163
- [5] Vampa G, Hammond T, Thire C, et al. 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 193603
- [6] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [7] Chen J, Zeng B, Liu X, Cheng Y, Xu Z 2009 *New J. Phys.* **11** 113021
- [8] Ghimire S, DiChiara A D, Sistrunk E, Agostini P, DiMauro L F, Reis D A 2011 *Nat. Phys.* **7** 138
- [9] Ghimire S, DiChiara A D, Sistrunk E, et al. 2012 *Phys. Rev. A* **85** 043836
- [10] Wu M, Ghimire S, Reis D A, Schafer K J, Gaarde M B 2015 *Phys. Rev. A* **91** 043839
- [11] McDonald C R, Vampa G, Corkum P B, Brabec T 2015 *Phys. Rev. A* **92** 033845
- [12] Vampa G, et al. 2015 *Nature* **522** 462
- [13] Wittmann T, et al. 2009 *Nat. Phys.* **5** 357
- [14] Haworth C A, Chipperfield L E, Robinson J S, et al. 2007 *Nat. Phys.* **3** 52
- [15] Xiang Y, Lu J, Niu Y, Gong S 2015 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **48** 135601



- [16] Li P C, Zhou X X, Wang G L, Zhao Z X 2009 *Phys. Rev. A* **80** 053825
- [17] Bian X B 2014 *Phys. Rev. A* **90** 033403
- [18] Slater J C 1952 *Phys. Rev.* **87** 807
- [19] Chen G, Yang Y J, Guo F M 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 083202 (in Chinese) [陈高, 杨玉军, 郭福明 2013 物理学报 **62** 083202]
- [20] Chang Z, Rundquist A, Wang H, Christov I, Kapteyn H C, Murnane M M 1998 *Phys. Rev. A* **58** R30
- [21] Zhao S F, Zhou X X, Li P C, Chen Z 2008 *Phys. Rev. A* **78** 063404

## Study of high-order harmonic generation in crystals exposed to laser fields\*

Guan Zhong Li Wei Wang Guo-Li Zhou Xiao-Xin<sup>†</sup>

(College of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal University, Lanzhou 730070, China)

( Received 26 November 2015; revised manuscript received 28 December 2015 )

### Abstract

Crystal structures are very different from the atomic structure in the gaseous state, so the high-order harmonic generation (HHG) from the crystal irradiated by an intense laser is also different from that of an atom exposed to a strong laser field. By simulating the dynamics of a single active electron in periodic potentials based on the expansion method of the basis functions, we study the HHG in crystals and find, in certain wave lengths and intensity of the laser, that solid harmonic generation exhibits the characteristics of double plateaus. After analyzing the induced electric current of laser field, which is the source of HHG in the crystal, we find that the first plateau of HHG arises chiefly from the electric current between the lowest conduction band and the valence band (electron-hole recollision), and the second plateau is predominantly due to electric current between higher conduction bands and the valence band (electron-hole recollision). The cutoff energies of the two plateaus vary approximately linearly with the laser field strength. Furthermore, by considering the crystal driven by the few-cycle laser pulse, the cutoff energy of the second plateau changes monotonously with carrier-envelope phases. Based on this phenomenon, it can be a way to measure the carrier-envelope phases of the few-cycle laser pulse. Finally, we study further the HHG from crystals driven by the chirped laser and find that it has a great influence on the HHG, and the second plateau of HHG is sensitive to the chirp parameter. According to this phenomenon, we propose a novel way that is capable of greatly improving the emission efficiency of the second plateau by changing the chirp parameter of the driving laser.

**Keywords:** high-order harmonic generation, crystal, carrier-envelope phase, chirped laser

**PACS:** 32.80.Rm, 42.65.Ky, 42.65.Re, 42.50.Hz

**DOI:** 10.7498/aps.65.063201

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11264036, 1364038, 11465016).

† Corresponding author. E-mail: [zhouxx@nwnu.edu.cn](mailto:zhouxx@nwnu.edu.cn)