

He 原子体系中偶极子响应的周期性量子相位调控的理论研究

丁晶洁 王全军 刘作业 胡碧涛

Theoretical study of the periodic quantum phase modulation of the dipole response in atomic He

Ding Jing-Jie Wang Quan-Jun Liu Zuo-Ye Hu Bi-Tao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 243201 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.243201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.243201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I24>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

磁单负材料板附近的原子的自发辐射场分布

Spontaneous emission field excited by an atom near the  $\mu$ -negative metamaterials slab

物理学报.2015, 64(1): 014206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.014206>

基于普通汞灯光源的横向塞曼效应背景校正大气汞检测方法研究

New transverse Zeeman effect method for mercury detection based on common mercury lamp

物理学报.2014, 63(7): 074202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.074202>

低速  $^{84}\text{Kr}^{15+17+}$  离子轰击 GaAs 单晶

Slow ions  $^{84}\text{Kr}^{15+17+}$  bombardment on GaAs

物理学报.2014, 63(5): 053201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.053201>

应用于铯原子喷泉钟的二维磁光阱研制

A two-dimensional magneto-optical trap for a cesium fountain clock

物理学报.2013, 62(6): 063201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.063201>

铯原子气室中相干布居俘获的参数依赖关系研究

Investigation of experimental parameters of coherent population trapping with cesium vapor cell

物理学报.2012, 61(23): 233201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.233201>

# He原子体系中偶极子响应的周期性量子相位调控的理论研究\*

丁晶洁 王全军 刘作业<sup>†</sup> 胡碧涛<sup>‡</sup>

(兰州大学核科学与技术学院, 兰州 730000)

(2015年7月14日收到; 2015年9月26日收到修改稿)

基于激光诱导相位模型, 研究了周期性相位调控的He原子体系的光谱响应. 研究发现, 周期性的相位调控会导致He原子吸收谱由单个孤立的洛伦兹线型转化为等间隔的“梳状”结构. “梳状”光谱的性质主要由原子系统和控制脉冲链的性质决定, 并给出了表征“梳状”光谱的理论公式. 该机理具有普遍适用性, 它可以应用到任意原子体系, 进而推广到任意波段, 并且为任意波段的脉冲整形提供了可能.

**关键词:** 吸收谱, 光偶极子响应, 周期性相位调控

**PACS:** 32.30.Jc, 32.70.Jz, 42.50.Nn, 42.50.Ct

**DOI:** 10.7498/aps.64.243201

## 1 引言

从十九世纪开始, 人们已经在研究物质的光吸收, 如太阳光的夫琅禾费线<sup>[1]</sup>. 随后, 研究表明每种化学元素都具有特征吸收谱线, 进而解释了大气对太阳光的吸收现象<sup>[2]</sup>. 同时, 不仅是化学元素, 化学聚合物如双原子分子、生物分子等同样具有特征吸收谱. 对于原子来讲, 吸收谱线所处的位置对应于初始态(一般为基态)和激发态的能量差, 而吸收谱线型为孤立的洛伦兹型, 谱线的宽度对应激发态的寿命.

光吸收的动力学过程可以由抽运-探测测量的时间分辨光谱学进行探测, 而利用飞秒激光脉冲的抽运-探测测量是近二十年来研究的重点<sup>[3-7]</sup>. 最近, 反转抽运和探测脉冲到达靶物质的顺序, 观察相关的量子动力学过程成为光与物质相互作用研究的最新热点<sup>[8,9]</sup>. 探测脉冲作为激发脉冲触发一个量子体系, 抽运脉冲随后与该体系作用, 其偶极子的振荡相位会受到调制作用而导致吸收谱线型

的改变, 该效应被称为量子相位操控机理<sup>[8]</sup>. 调整探测脉冲的强度可以实现吸收谱线型在洛伦兹型和法诺型间的相互转换. 该工作一经报道, 立即引发了广泛的关注<sup>[10,11]</sup>. Chini等<sup>[12]</sup>在实验上观测到了He原子的束缚态(1s3p)的光致瞬态斯塔克偏移. 利用光谱相位相干直接电场重构法(SPIDER), 研究人员完成了对内壳层电子跃迁的偶极子相位的直接测量<sup>[13]</sup>. 利用红外飞秒脉冲能将自电离态耦合到其临近的激发态而切断其衰变过程, 因此可通过调控红外脉冲的时间延迟达到控制吸收谱线型的目的<sup>[14]</sup>. 利用阿秒脉冲链和气态的He原子相互作用, 人们研究了电子波包干涉对He原子的光谱响应的影响: 多光子(红外光)激发和单光子(紫外光)激发的不同及不同的干涉机理对光吸收概率的影响<sup>[15]</sup>. 同时, Chen等<sup>[16-18]</sup>做了大量的理论研究, 并提出了理论模型<sup>[18]</sup>用于研究吸收谱线型对控制脉冲的依赖关系.

基于相位控制理论, 本文从理论上研究了He原子体系的偶极子响应在时域上的周期性相位调制, 研究发现调制后的光谱响应为周期性的“梳状”

\* 国家自然科学基金(批准号: 11504148, 11135002)和兰州大学中央高校基本科研业务费(批准号: lzujbky-2015-269)资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: zyl@lzu.edu.cn

<sup>‡</sup> 通信作者. E-mail: hubt@lzu.edu.cn

结构. 同时, 该理论可推广到任意原子体系中, 实现任意波段的光谱调制.

## 2 激光诱导相位模型

光与物质的相互作用时, 系统的偶极子响应  $d(t)$  与极化率成正比, 可用于描述作用过程. 对于稀疏的介质,  $d(t)$  可以用来描述电磁辐射的吸收或辐射 [19,20]. 考虑一个二能级系统 (基态  $|1\rangle$  和激发态  $|2\rangle$ ), 系统的偶极子振荡与吸收谱  $\alpha$  或者吸收截面  $\sigma$  存在关系

$$\begin{aligned} \sigma(\omega) &\propto \alpha(\omega) \propto \text{Im} \left\{ \frac{\tilde{d}(\omega)}{E_{\text{excite}}(\omega)} \right\} \\ &= \text{Im} \left\{ \frac{\text{FFT}[d(t)]}{E_{\text{excite}}(\omega)} \right\}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中,  $E_{\text{excite}}(\omega)$  为激光场,  $\tilde{d}(\omega)$  为偶极子  $d(t)$  的傅里叶变换,  $\tilde{d}(\omega) = \text{FFT}[d(t)]$ . 理论模拟的核心在于确定偶极子的响应  $d(t)$ .  $d(t)$  由偶极矩的期望值给出:  $\langle \Psi(t) | d | \Psi(t) \rangle$ , 其中  $d$  为系统的跃迁偶极矩. 量子态的时间演化:

$$|\Psi(t)\rangle = c_1(t)e^{-i\frac{E_1}{\hbar}t} |1\rangle + c_2(t)e^{-i\frac{E_2}{\hbar}t} |2\rangle, \quad (2)$$

其中,  $|1\rangle$  为基态,  $|2\rangle$  为激发态;  $E_i$  表示相应态的本征值, 由薛定谔方程给出;  $|c_i(t)|^2$  为态  $|i\rangle$  的布居数.

假设跃迁偶极矩  $\langle i | d | i \rangle$  为零, 跃迁偶极矩阵元  $\langle 2 | d | 1 \rangle$  不存在时间依赖性. 偶极子振荡存在衰变宽度  $\Gamma$ , 它主要受制于系统的各向异性和自发辐射展宽. 因此, 偶极子振荡为

$$\begin{aligned} d(t) &= c_2^*(t)c_1(t)e^{i\frac{E_2-E_1}{\hbar}t} \langle 2 | d | 1 \rangle e^{-\frac{\Gamma}{2}t} + \text{c.c.} \\ &= c_2^*(t)c_1(t)e^{i\omega_{21}t} \langle 2 | d | 1 \rangle e^{-\frac{\Gamma}{2}t} + \text{c.c.}, \end{aligned} \quad (3)$$

这里,  $\omega_{21} = (E_2 - E_1)/\hbar$ . 假设未知的跃迁偶极矩阵元  $\langle 2 | d | 1 \rangle$  为常数, 系数  $c_2^*(t)$  可由时间演化的微扰理论计算得到 [21]. 激光脉冲在偶极子衰变过程引入一个微扰项  $\lambda \mathbf{W}(t)$ , 相应的时间演化的薛定谔方程为

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = [\mathbf{H}_0 + \lambda \mathbf{W}(t)] |\Psi(t)\rangle, \quad (4)$$

相应的解为

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_j c_j(t)e^{-i\frac{E_j}{\hbar}t} |j\rangle. \quad (5)$$

将 (5) 式代入方程 (4), 并投影到态  $|2\rangle$ , 系数  $c_2(t)$  可以下面公式得出:

$$i\hbar \frac{d}{dt} c_2(t) = \lambda \sum_j c_j(t)e^{i\omega_{2j}t} \langle 2 | \mathbf{W}(t) | j \rangle. \quad (6)$$

$\lambda \ll 1$ , 系数  $c_m(t)$  以  $\lambda$  展开为

$$c_2(t) = c_2^{(0)}(t) + \lambda c_2^{(1)}(t) + \lambda^2 c_2^{(2)}(t) + \dots \quad (7)$$

把  $c_m(t)$  代入方程 (4), 并且按照  $\lambda$  的级数分类, 进而确定系数  $c_2^{(2)}$  的取值.

在  $t = 0$  时, 系统处于基态  $|1\rangle$ . 因此,  $c_2^{(0)} = \delta_{21}$ ,  $c_2^{(i)} = 0$  ( $i \geq 1$ ),

$$c_2^{(1)}(t) = -\frac{i}{\hbar} \int_0^t dt' e^{i\omega_{21}t'} \langle 2 | \mathbf{W}(t') | 1 \rangle,$$

微扰  $\mathbf{W}(t)$  可以由系统的偶极矩  $d$  和激发场  $E_{\text{excite}}(t)$  给出, 因此

$$\begin{aligned} c_2^{(1)}(t) &= -\frac{i}{\hbar} \int_0^t dt' e^{i\omega_{21}t'} \langle 2 | d E_{\text{excite}}(t') | 1 \rangle \\ &= -\frac{i}{\hbar} \int_0^t dt' e^{i\omega_{21}t'} E_{\text{excite}}(t') \langle 2 | d | 1 \rangle. \end{aligned} \quad (8)$$

系统的偶极矩阵元  $\langle 2 | d | 1 \rangle$  是未知的, 这里假设其取值为常数. 因此, 将  $c_2^*(t)$  的结果代入, 模拟中偶极子振荡可以确定为

$$\begin{aligned} d(t) &\propto \frac{i}{\hbar} \left( \int_0^t dt' e^{-i\omega_{21}t'} E_{\text{excite}}(t') \right) e^{-\frac{\Gamma}{2}t} e^{i\omega_{21}t} \\ &+ \text{c.c.} \end{aligned} \quad (9)$$

目前为止, 我们只考虑了一个激光脉冲与样品相互作用, 即激发脉冲. 激发脉冲实现原子体系的激发, 产生一个偶极子响应. 随后, 一个周期性的红外飞秒链 (控制光场) 与该体系相作用. 飞秒脉冲链的电场为

$$\varepsilon(t) = \cos(\omega_L t) \sum_{j=0}^{\infty} E_{\text{control}}(t - t_0 - jT_{\text{rep}}),$$

其中,  $t_0$  为第一个脉冲的中心时间,  $\omega_L$  为脉冲的中心频率,  $E_{\text{control}}(t) = \varepsilon_0 \text{sech}(\gamma t)$  表示单个脉冲 [22,23]. 激光场的振幅  $E_{\text{control}}$  与激光峰值功率密度  $I_{\text{control}}$  存在关系  $I_{\text{control}} = c \cdot \varepsilon_0^2 / (8\pi)$ , 带宽  $\gamma$  对应脉冲持续时间的半高宽 (FWHM)  $\tau_d = 2\text{arccosh}(\sqrt{2})/\gamma$ . 只考虑周期性激光场中的一个激光脉冲. 由于瞬态的斯塔克效应, 控制脉冲会导致共振频率的偏移. 偏移量是由激光脉冲的强度决定的  $\Delta\omega(t) = \tilde{c} \cdot |E_{\text{control}}(t)|^2 = \tilde{c} \cdot I_{\text{control}}(t)$ . 激光脉冲诱导的频率偏移具有时间依赖性, 导致系统偶极子的振荡相位的变化量为

$$\Delta\phi = \int_0^t dt' \Delta\omega(t') \approx -(1/2)\alpha_d \int E_{\text{control}}^2(t) dt,$$

$\alpha_d$  为激发态的有效的动力学极化度. 相位变化量  $\Delta\phi$  与激光强度成线性变化关系. 相应的吸收谱可由 (1) 式给出.

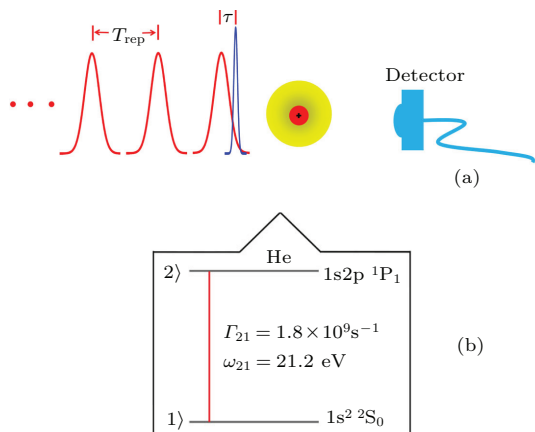


图 1 (网刊彩色) (a) 原子体系中周期性相位控制实现的原理图; (b) He 原子体系中的二能级系统的能级图

Fig. 1. (color online) (a) Illustration of the phase manipulation using pulsed light to create the coherence (blue) and temporally locked pulses (red) with (b) the scheme of the two level system in atomic He.

### 3 结果与讨论

应用激光诱导相位模型, 我们理论研究了 He 原子体系中二能级系统的偶极子响应的周期性相位调控, 并模拟系统的光谱响应. 图 1 (a) 所示为实现原子体系中周期性相位控制的原理图. 首先, 一个 Delta 脉冲与原子系统相互作用, 将电子由基态激发到激发态. 随后, 红外的飞秒脉冲链与该体系作用, 每一个飞秒脉冲都会导致系统的偶极子响应一个相位变化  $\Delta\phi$ . 红外脉冲链中相邻脉冲的时间间隔为  $T_{rep}$ , 对应的重复频率为  $f_{rep}$ , 单个脉冲的持续时间为  $2\tau_d$ .  $\Delta\phi$  的大小依赖于激光脉冲的峰值功率密度  $I_{control}$ . 同时, 调整红外飞秒脉冲链与 Delta 脉冲的时间延迟  $\tau$ , 红外脉冲链的首个脉冲与 Delta 脉冲在时间上部分重合. 进而独立的调整首个飞秒脉冲导致的初始相移

$$\phi = -(1/2)\alpha_d \int_{\tau}^{2\tau_d} E_{control}^2(t).$$

图 1 (b) 所示为 He 原子体系中二能级系统的  $1s^2 \rightarrow 1s^2p$  跃迁的能级图. 跃迁的寿命为 6 ns, 对应的衰变宽度为  $\Gamma_{21} = 1.8 \times 10^9 s^{-1}$ , 激发态与基态的能级差为  $\omega_{21} = 21.2 eV$ . 对于 He 原子体系中

$1s^2p$  态  $\alpha_d = 354 a.u.$ , 与弱恒定场的计算结果相符合 [24,25]. 模拟中采用阿秒脉冲作为 Delta 脉冲与系统相互作用, 将电子由基态激发到激发态. 阿秒脉冲在实验上可以通过红外飞秒脉冲与惰性气体原子相互作用产生高次谐波, 进而合成阿秒脉冲. 不考虑红外脉冲链的作用, 该系统的光谱响应为对称的洛伦兹线型的吸收谱, 如图 2 (a) 和图 2 (b) 中灰色实线所示. 在时间零点, 利用红外飞秒脉冲链对体系的偶极子的振荡相位进行调控. 红外脉冲链的重复频率为 5 GHz, 单个脉冲的中心频率为 1.5 eV, 脉冲持续时间为 100 fs. 为了使相位变化量  $\Delta\phi$  满足  $\Delta\phi = \pi$ , 计算中红外脉冲的峰值功率密度  $I_{control} = 1.37 \times 10^{11} W/cm^2$ . 控制红外脉冲链和

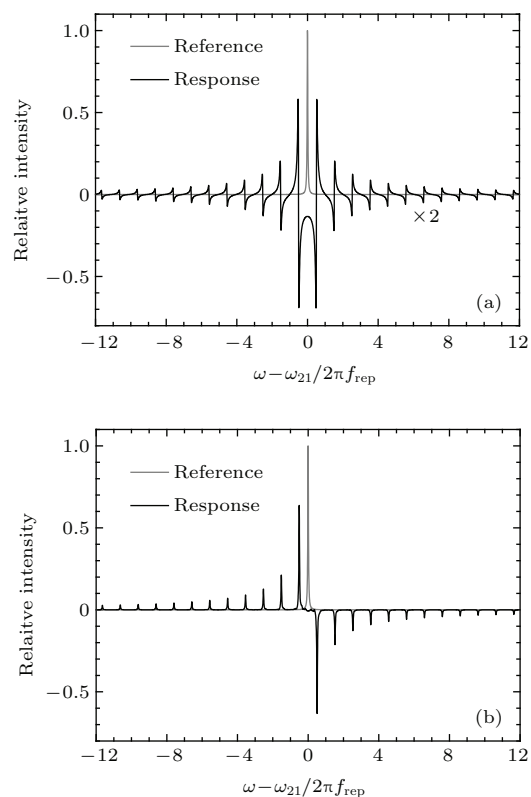


图 2 控制红外脉冲链的单脉冲的峰值功率密度  $I_{control} = 1.37 \times 10^{11} W/cm^2$ , 红外脉冲链和 Delta 脉冲的时间延迟为 (a) 50 fs 和 (b) 25 fs 时, He 原子的光谱响应. 图中灰色实线为不存在红外脉冲链时, He 原子对 Delta 脉冲的吸收谱

Fig. 2. Controlling the peak power density of the NIR laser pulse to be  $I_{control} = 1.37 \times 10^{11} W/cm^2$ , the spectral response of the system are simulated by setting the time delay between the delta pulse and the NIR laser pulse train to be (a) 50 fs and (b) 25 fs. The gray solid line is the absorption line without the presence of the NIR laser pulse train.



Delta脉冲的时间延迟为 $\tau \geq 50$  fs. 首个飞秒脉冲全部与该系统相作用, 其引起的初始相移为 $\phi = \pi$ . 周期性相位调控的He原子体系的光谱响应为“梳状”结构, 如图2(a)黑色实线所示. 梳齿的频率间隔由红外脉冲链的重复频率 $f_{\text{rep}}$ 决定. 每个梳齿中同时存在吸收和辐射的频率成分, 梳齿的形状为法诺线型. 梳齿的谱线强度以 $\omega_{21}$ 为中心向两侧衰减. 控制红外脉冲链和Delta脉冲的时间延迟为 $\tau = 25$  fs, 即首个飞秒脉冲部分(50%)与该系统相作用, 其引起的初始相移为 $\phi = \pi/2$ . 作用后的He原子的光谱响应同为“梳状”结构, 但梳齿的线型为对称的洛伦兹线型, 如图2(b)黑色实线所示. 梳齿的间隔同样由红外脉冲链的重复频率 $f_{\text{rep}}$ 决定, 而梳齿的谱线宽度对应激发态的衰变宽度 $\Gamma_{21}$ . 以 $\omega_{21}$ 为中心, 其右侧的梳齿的频率成分为辐射而左侧为吸收, 并且梳齿的谱线强度以 $\omega_{21}$ 为中心向两侧衰减.

只考虑相位变化量 $\Delta\phi$ 和初始相移 $\phi$ 对系统的影响, 通过对系统的偶极子响应进行傅里叶分析, 得出He原子的光谱响应对应不同的相位变化量 $\Delta\phi$ 和初始相移 $\phi$ 的分析公式:

$$\alpha(\omega) \propto \text{Im} \left\{ i e^{i(\phi - \Delta\phi/2)} \times \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{a_n}{\Gamma/2 - i[\Delta E - 2\pi \cdot f_{\text{rep}}(n - \Delta\phi/(2\pi))]} \right\}, \quad (10)$$

对应的系数为

$$a_n = -\frac{\sin(\Delta\phi/2)}{\pi[n - \Delta\phi/(2\pi)]}, \quad (11)$$

其中,  $n$ 为整数,  $f_{\text{rep}} = 1/T_{\text{rep}}$ 为相位控制的重复频率. 由(10)式可知: “梳状”光谱是以共振频率 $\omega_{21}$ 为中心, 相邻的梳齿的频率间隔由重复频率 $f_{\text{rep}}$ 决定. 由(10)式可知每一个梳齿具有相同的谱线宽度 $\Gamma$ , 并且具有相位 $e^{i(\phi - \Delta\phi/2)}$ . 控制初始相移 $\phi$ 和相位变化量 $\Delta\phi$ 保持关系式 $\phi = \Delta\phi$ , 梳齿的线型为对称的法诺型; 控制初始相移 $\phi$ 和相位变化量 $\Delta\phi$ 保持关系式 $\phi = \Delta\phi/2$ , 梳齿的线型为对称的洛伦兹型. 每个梳齿的强度可以由(11)式给出. 由(10)式可知, 通过调节相位变化量 $\Delta\phi$ 可以微调频率梳的位置, 梳齿的位置为

$$E_n = E_r + n \times 2\pi f_{\text{rep}} - f_{\text{rep}} \times \Delta\phi. \quad (12)$$

但是必须恰当地选择初始相位 $\phi$ 的取值来保持梳齿谱线的对称性.

红外脉冲的强度 $I_{\text{control}}$ 与相位变化量成线性变化关系. 控制红外脉冲链和Delta脉冲的时间延迟为50 fs ( $\phi = \Delta\phi$ ), 调整红外脉冲的峰值功率密度 $I_{\text{control}}$ 在0到 $2.74 \times 10^{11}$  W/cm<sup>2</sup>范围内变化, 对应的偶极子振荡相位的变化量的取值范围为 $0\pi$ 到 $2.0\pi$ . 图3(a)为He原子的光谱响应对相位变化量 $\Delta\phi$ 的依赖关系. 对应相位变化量 $\Delta\phi = 0$ 和 $\Delta\phi = 2\pi$ 时, 系统的光谱响应为孤立的洛伦兹吸收谱, 谱线的中心对应着激发态的激发能 $\omega_{21}$ . 相位变化量 $\Delta\phi$ 在从 $0\pi$ 和 $1.0\pi$ 变化时, 可以发现每个梳齿的线型为法诺型, 由非对称转换为对称. 以 $\omega_{21}$ 为中心, 左侧的梳齿主要表现为吸收, 右侧的梳齿以辐射为主, 并且梳齿的强度在 $\Delta\phi = 0.5\pi$ 达到极大. 相位变化量 $\Delta\phi$ 从 $1.0\pi$ 到 $2.0\pi$ 变化时, 可以发现每个梳齿的线型逐渐由对称转换为非对称. 以 $\omega_{21}$ 为中心, 左侧的梳齿以辐射为主, 右侧的梳齿以吸收为主. 为了更好地说明上述变化关系, 图3(b)所示为对应相位变化量 $\Delta\phi = 0.1\pi, 0.5\pi, 1.0\pi, 1.5\pi, 1.9\pi$ 时, He原子的光谱响应. 可以发现梳齿的线型随着 $\Delta\phi$ 的变化在洛伦兹线型和法诺线型之间的转换.

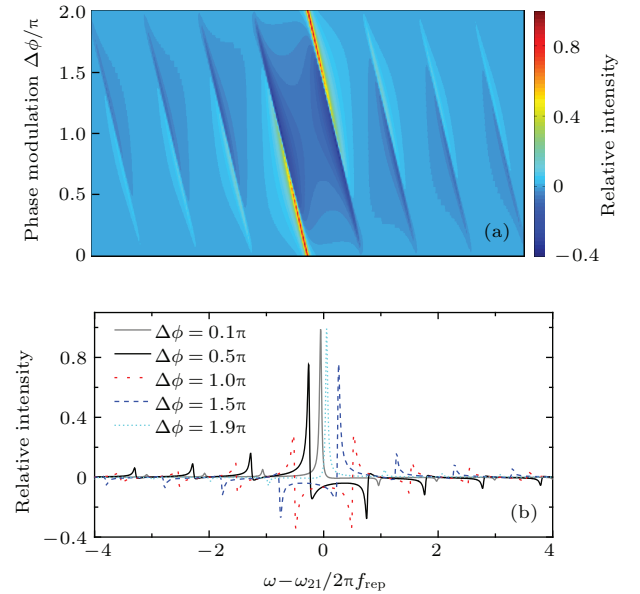


图3 (网刊彩色) 控制红外脉冲链和Delta脉冲的时间延迟为50 fs ( $\phi = \Delta\phi$ ) (a) He原子的光谱响应随着相位变化量 $\Delta\phi$  ( $\Delta\phi \propto I_{\text{control}}$ )的变化关系; (b) 对应 $\Delta\phi = 0.1\pi, 0.5\pi, 1.0\pi, 1.5\pi, 1.9\pi$ 时, He原子的光谱响应

Fig. 3. (color online) Setting the time delay between the delta pulse and the NIR laser pulse train to be 50 fs ( $\phi = \Delta\phi$ ), (a) the dependence of the simulated spectral responses of the system on the incremental phase steps  $\Delta\phi$  ( $\Delta\phi \propto I_{\text{control}}$ ) and (b) the spectral responses by setting the incremental phase steps  $\Delta\phi = 0.1\pi, 0.5\pi, 1.0\pi, 1.5\pi, 1.9\pi$ .

对于模拟所需的红外飞秒脉冲链,无论是强度还是重复频率都高于现存的激光振荡器所能提供的极限.一种可行的产生高强度、高重复频率的红外飞秒脉冲链的方法是:将Ti:Sa放大器产生的脉冲宽度为几十个飞秒,重复频率kHz,单脉冲能量为mJ的激光脉冲耦合到外部的Fabry-Perot腔中,产生理论模拟所需强度和重复频率的红外飞秒脉冲链.另外,我们期待着正在进行的高能高频( $\mu\text{J}$ , GHz)的飞秒振荡器的研究<sup>[26-28]</sup>能够突破现有的瓶颈,为我们提供所需的红外飞秒脉冲.同时,我们的研究也为飞秒激光技术的研究提供了一个新的动机.

## 4 结 论

基于激光诱导相位模型,理论研究了He原子体系中的偶极子响应的周期性相位调控.结果表明周期性的相位调控会导致He原子吸收谱的变化:从孤立的洛伦兹线型的吸收谱转化为等间隔的“梳状”结构.梳齿的间隔是由控制脉冲链的重复频率决定,而梳齿的线型由激光脉冲的强度决定.该机理具有普遍适用性,可应用到任意波段,利用高电荷态离子的跃迁<sup>[29]</sup>甚至可以将其推广到硬X射线波段.在高电荷态离子中需要选用亚稳态的跃迁<sup>[30]</sup>以提高光梳的频率分辨.同时,给出了表征频率梳的分析公式,可以简单地确定所需的实验参数.利用该机理产生的“梳状”光谱可以用于相应波段频率的相对测量.它不但使高频波段(XUV, X-ray)的高精度测量及其应用成为可能,同样也为任意波段的脉冲整形提供了可能.

## 参考文献

- [1] Fraunhofer J 1817 *Annalen der Physik* **56** 264
- [2] Kirchhoff G, Bunsen R 1860 *Annalen der Physik* **186** 161
- [3] Liu Z Y, Shi Y C, Hu B T 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 184206 (in Chinese) [刘作业, 史彦超, 胡碧涛 2014 物理学报 **63** 184206]
- [4] Liu Z Y, Sun S H, Shi Y C, Ding P J, Liu Q C, Liu X L, Ding B W, Hu B T 2013 *Chin. Phys. B* **22** 075204
- [5] Sun S H, Liu X, Liu Z Y, Wang X, Ding P, Liu Q, Guo Z, Hu B T 2013 *Chin. Phys. Lett.* **30** 045202

- [6] Zhang Z X, Xu R J, Song L W, Wang D, Liu P, Leng Y X 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 184209 (in Chinese) [张宗昕, 许荣杰, 宋立伟, 王丁, 刘鹏, 冷雨欣 2012 物理学报 **61** 184209]
- [7] Dai X C, Richter M, Li H B, Bristow A D, Falvo C, Mukamel S, Cundiff S T 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 193201
- [8] Ott C, Kaldun A, Raith P, Meyer K, Laux M, Evers J, Keitel C H, Greene C H, Pfeifer T 2013 *Science* **340** 716
- [9] Ott C, Kaldun A, Argenti L, Raith P, Meyer K, Laux M, Zhang Y, Blättermann A, Hagstotz S, Ding T, Heck R, Madroñero J, Martín F, Pfeifer T 2014 *Nature* **516** 374
- [10] Lin C D, Chu W C 2013 *Science* **340** 694
- [11] Liu Z Y, Cavaletto S M, Ott C, Meyer K, Mi Y, Harman Z, Keitel C H, Pfeifer T 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 033003
- [12] Chini M, Zhao B, Wang H, Cheng Y, Hu S X, Chang Z 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 073601
- [13] Mashiko H, Yamaguchi T, Oguri K, Suda A, Gotoh H 2014 *Nat. Commun.* **5** 6599
- [14] Zhao J, Lein M 2012 *New J. Phys.* **14** 065003
- [15] Lucchini M, Herrmann J, Ludwig A, Locher R, Sabbar M, Gallmann L, Keller U 2013 *New J. Phys.* **15** 103010
- [16] Chen S, Bell M J, Beck A R, Mashiko H, Wu M, Pfeiffer A N, Gaarde M B, Neumark D M, Leone S R, Schafer K J 2012 *Phys. Rev. A* **86** 063408
- [17] Chen S, Wu M, Gaarde M B, Schafer K J 2013 *Phys. Rev. A* **87** 033408
- [18] Chen S, Wu M, Gaarde M B, Schafer K J 2013 *Phys. Rev. A* **88** 033409
- [19] Fano U, Cooper J W 1968 *Rev. Mod. Phys.* **40** 441
- [20] Pollard W T, Mathies R A 1992 *Annu. Rev. Phys. Chem.* **43** 497
- [21] Tannoudji C C, Diu B, Lalöe F 1977 *Quantum Mechanics* (Vol. II) (New York: Wiley-Interscience Press) pp1095-1108
- [22] Rosen N Zener C 1932 *Phys. Rev.* **40** 502
- [23] Lewenstein M, Zakrzewski J, Rzążewski K 1986 *J. Opt. Soc. Am. B* **3** 22
- [24] Budker D, Kimball D F, DeMille D P 2004 *Atomic Physics* (Oxford: Oxford University Press) pp13-18
- [25] Drake G W F 2006 *High Precision Calculations for Helium* (Springer Handbook of Atomic Molecular and Optical Physics) (New York: Springer) pp107-217
- [26] Pekarek S, Klenner A, Südmeyer T, Fiebig C, Paschke K, Erbert G, Keller U 2012 *Opt. Express* **20** 4248
- [27] Lim J, Chen H, Xu S, Yang Z, Chang G, Kärtner F X 2014 *Opt. Lett.* **39** 2060
- [28] Klenner A, Golling M, Keller U 2014 *Opt. Express* **22** 11884
- [29] Bernitt S, Brown G V, Rudolph J K, et al. 2012 *Nature* **492** 225
- [30] Derevianko A, Johnson W R 1997 *Phys. Rev. A* **56** 1228

# Theoretical study of the periodic quantum phase modulation of the dipole response in atomic He\*

Ding Jing-Jie Wang Quan-Jun Liu Zuo-Ye<sup>†</sup> Hu Bi-Tao<sup>‡</sup>

(School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

( Received 14 July 2015; revised manuscript received 26 September 2015 )

## Abstract

Based on the laser-induced-phase model, periodic quantum phase modulation of the dipole response in atomic He is studied theoretically. The two-level system of the transition  $1s^2 \rightarrow 1s2p$  with a delay width of  $1.8 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$  and an energy difference of 21.2 eV between the excited state and the ground state is used in the calculation. The system is excited by attosecond laser pulse from high harmonic generator, and the spectral response of the system is of single isolated symmetric Lorentzian absorption line. After the excitation, near infrared (NIR) femtosecond laser pulse train with a repetition rate of 5 GHz, central frequency 780 nm, and pulse duration of 100 fs, is utilized to periodically modify the spontaneous decay of the excited  $1s2p$  level. The incremental phase step  $\Delta\phi$  depends on the intensity of the NIR laser pulse, while the initial offset phase  $\phi$  can be controlled independently by partially overlapping the first NIR pulse with the excitation. Simulated results show that the Lorentzian absorption line is transformed into comb-like spectral structure with equal gap depending on the repetition rate of the NIR pulse train. The line shape of each comb tooth is symmetric Lorentzian line by setting  $\phi = \Delta\phi/2 = \pi/2$ , while it is Fano line by setting  $\phi = \Delta\phi = \pi$ . The location of the comb structure is mainly dependent on the energy difference between the excited state and the ground state, while it can be slightly tuned by controlling the incremental phase step  $\Delta\phi$ . We develop an analytic description of the comb-like spectral structure by Fourier analysis, depending on both the atomic and the phase-control properties. The analytical expressions can be readily used to estimate the exact experimental parameters. The universality of this mechanism allows the spectral modulation in arbitrary atomic system at arbitrary frequency, including the hard X-ray regime, by using reference transitions in highly charged ions. The generalization of this approach should thus not only enable relative frequency measurement and relevant applications at extremely high frequencies, but also open the way for pulse shaping at arbitrary frequencies.

**Keywords:** absorption line, dipole response, periodic quantum phase modulation

**PACS:** 32.30.Jc, 32.70.Jz, 42.50.Nn, 42.50.Ct

**DOI:** 10.7498/aps.64.243201

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11504148, 11135002) and the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. lzujbky-2015-269).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [zyl@lzu.edu.cn](mailto:zyl@lzu.edu.cn)

<sup>‡</sup> Corresponding author. E-mail: [hobt@lzu.edu.cn](mailto:hobt@lzu.edu.cn)