

不同波长下氩原子高阶阈上电离的类共振增强结构

王品懿 贾欣燕 樊代和 陈京

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

Wang Pin-Yi Jia Xin-Yan Fan Dai-He Chen Jing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 143201 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.143201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.143201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I14>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

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>

μ 介子氢原子在双色激光场驱动下产生单个仄秒脉冲

Single zeptosecond pulse generation from muonic atoms under two-color XUV fields

物理学报.2014, 63(7): 073201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.073201>

共振条件下载波包络相位效应对阈上电离谱的影响

Effect of carrier envelope phase on the above threshold ionization under resonant condition

物理学报.2013, 62(15): 153202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.153202>

三种不同表象下多组态含时 Hartree Fock 理论实现方案

Multi-configuration time dependent Hartree Fock method in three different representations

物理学报.2013, 62(12): 123202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.123202>

不同波长下氩原子高阶阈上电离的类共振增强结构*

王品懿¹⁾ 贾欣燕^{1)†} 樊代和¹⁾ 陈京^{2)‡}

1)(西南交通大学量子光电实验室, 成都 610031)

2)(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2014年12月8日收到; 2015年3月18日收到修改稿)

利用量子S-矩阵理论, 借助一致近似方法, 研究了波长分别为800, 1300与2000 nm的强激光场下氩原子高阶阈上电离光电子能谱的类共振增强结构. 结果表明: 在近红外和中红外波段的强激光场下, 阈上电离光电子能谱中均会出现类共振增强结构, 而出现的光强正好满足通道关闭条件, 从而进一步证实了类共振增强的通道关闭机理解释; 发现随着激光波长和光强的增加, 光电子能谱中类共振增强和抑制会交替出现, 该原因可能是电子返回次数不同的“量子轨道”间的相干叠加, 这可以解释实验观察到的长波长下出现的类共振增强能量范围展宽的现象. 研究表明, 在中红外波段的强激光场下, 也会出现与近红外波段类似的type-I和type-II类共振增强结构.

关键词: 强激光场, 阈上电离, 类共振增强

PACS: 32.80.Rm, 33.80.Rv, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.64.143201

1 引言

近年来, 随着高功率、高重复率激光技术的飞速发展, 原子分子与强激光场相互作用体系呈现出了许多新奇的现象, 包括多光子电离、阈上电离 (above threshold ionization, ATI)、非次序双电离及高次谐波等. 其中ATI现象在强场物理中占据着非常重要的地位. 事实上, 该现象最早是由Agostini等^[1]于1979年在实验中观测到的, 它是指处在强激光场中的原子、分子可以吸收多于电离阈值的最少光子数而发生电离. ATI现象自被发现以来就受到了广泛的关注, 多个实验与理论小组对其开展了进一步的研究. 发现阈上电离光电子能谱具有特殊的结构. 例如, 在光电子能谱的低能区, 光电子产量随其能量的增加快速下降, 即出现一个明显

的快速下降区; 随着光电子能量的增加, 在高能区光电子能谱会出现一个平台结构^[2,3]; 最后在平台结构的末端, 光电子产量会再次快速下降, 平台截止位置对应能量大约是 $10U_p$ (U_p 为电子的有质动能). 这种平台和截止结构产生的物理机理可以用电子再散射机制来解释^[4,5].

1997年, Hertlein等^[6]和Hansch等^[7]分别从实验中观测到: 在特殊的激光强度下, 稀有气体的ATI电子能谱的高能平台区存在类共振增强结构 (resonance-like enhancement, RLE), 即当激光强度仅仅增加几个百分比时, 平台上一系列临近的ATI峰就会表现出明显的增强现象, 并且这些结构对光强很敏感. 该现象自发现以来就引起了人们的广泛关注, 国内外多个实验和理论小组都对该现象都进行了深入研究.

* 国家自然科学基金 (批准号: 11104225, 11274050, 11334009, 61308008, 11425414)、中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: 2682014CX081, 2682014CX082) 和国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2011CB808102, 2013CB922201) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xyjia@live.cn

‡ 通信作者. E-mail: chen_jing@iapcm.ac.cn

目前,关于高能平台区出现的RLE结构的理论解释大体分为两种.第一种解释是基于里德堡态共振,即该类共振增强现象源于随着激光光强变化而变化的激发态能级与基态能级的多光子共振^[8-14].另一种解释是以强场近似理论框架为基础,在考虑大量电子的量子轨道之间的相长干涉^[15-21]就可以很好地重复出RLE现象.该理论认为RLE现象发生在通道关闭(channel closing, CC)条件对应的光强附近,即激光光强满足

$$I_p + U_p = n\omega, \quad (1)$$

其中 n 是激光光子数,它的最小值是 $[I_p/\omega]$; ω 是激光场的频率; $U_p = I/4\omega^2$ 是有质动能; I 是激光光强, I_p 是电子的电离能.电子在激光场中电离后获得的动能为

$$E_P = \frac{P^2}{2m} = n\omega - I_p - U_p. \quad (2)$$

从方程(2)可以看出,当激光光强满足CC条件时,吸收光子的能量刚好克服电离能与有质动能之和,导致电离电子消失;而当激光光强稍微高于CC光强时,会产生大量具有低能量的电子,它们会在光场的作用下被库仑势多次反射,返回次数不同的轨道间的相长干涉最终会导致RLE现象.值得注意的是,不同于前一种解释的是,后一种解释中不需要考虑任何的激发态.另外, Milošević等^[19]在上述第二种理论的框架下,将类共振增强结构分为type-I和type-II两类,其中前者出现在稍低于通道关闭光强的时刻,它对光强的依赖比较平缓;而后者恰好出现在通道关闭光强的时刻,它对光强的依赖比较敏锐.这两类增强出现的原因均是电子返回次数不同的“量子轨道”间的相长干涉.2013年,Quan等^[22]对双原子分子 N_2 和 O_2 高阶阈上电离电子能谱中的RLE现象进行了研究,进一步支持了轨道干涉机理.但是,尽管人们试图通过各种实验测量以及理论模拟来解释RLE现象背后的物理机理,但始终没有达成共识.因此,对于这一问题还需要进一步深入的探讨.

另一方面,近年来随着可调谐中红外波段超短、超强激光技术的重大突破,使得强场原子物理的实验研究逐步由近红外波段向中红外波段拓展,为进一步研究深隧穿区域的原子动力学行为提供了有利工具^[23-27].

本文主要在强场近似的框架下,利用S-矩阵理

论方法,研究了惰性气体Ar原子在不同波长下的强激光场中的阈上电离高能平台的RLE结构.

2 理论与方法

研究强激光场与原子相互作用最直接、精确的方法是数值求解Schrödinger方程,然而求解复杂原子在强激光场中Schrödinger方程的计算量非常大.因此,作为解析模型的量子S-矩阵理论,由于其需要相对较小的计算量,以及可以提供清晰的物理图像,得到了广泛关注和应用.在利用量子S-矩阵理论研究强激光场与原子的相互作用时,人们需要采用近似方法,即所谓的“强场近似”(strong-field approximation, SFA):处于强激光场中的原子,其价电子一般被激发到高激发态或连续态上,此时这些价电子受母体离子的库仑作用要远小于外场对它们的作用,在这种情况下,可以忽略库仑势的影响,而将这些电子看作准自由电子.

SFA下,ATI现象可以用S-矩阵理论中的跃迁矩阵元展开式的前两项很好地描述,它们分别对应直接电离过程与再散射过程.即,阈上电离的跃迁矩阵元包括如下两部分:

$$M_p = M_{\text{dir}} + M_{\text{resc}}, \quad (3)$$

直接电离矩阵元也就是著名的Keldysh-Faisal-Reiss振幅^[28-30]

$$M_{\text{dir}} = -i \int_{-\infty}^{\infty} dt' \langle \psi_{\mathbf{P}}^{(V)}(t')/V | \psi_0(t') \rangle; \quad (4)$$

再散射矩阵元为^[31]

$$M_{\text{resc}} = - \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^t dt' \times \langle \psi_{\mathbf{P}}^{(V)}(t) | V U^{(V)}(t, t') V | \psi_0(t') \rangle; \quad (5)$$

其中 V 是原子的束缚势, $U^{(V)}(t, t')$ 是时间演化算符,且

$$U^{(V)}(t, t') = \int d^3\mathbf{k} \left| \psi_{\mathbf{k}}^{(V)}(t) \right\rangle \left\langle \psi_{\mathbf{k}}^{(V)}(t') \right|, \quad (6)$$

$\psi_{\mathbf{k}}^{(V)}(t)$ 是电离电子的沃尔科夫态,它满足

$$\langle \mathbf{r} | \psi_{\mathbf{k}}^{(V)}(t) \rangle = \exp\left(-\frac{i}{2} \int_t^{\infty} d\tau [\mathbf{k} + \mathbf{A}(\tau)]^2\right) \times e^{i[\mathbf{k} + \mathbf{A}(t)] \cdot \mathbf{r}}. \quad (7)$$

我们研究的外场是线极化单色场,其矢势 $\mathbf{A}(t) = \mathbf{A}_0 \mathbf{e}_x \cos \omega t$.

要精确计算直接电离矩阵元(4)式和再散射矩阵元(5)式,首先必须处理多维积分^[15].我们可以用鞍点法来近似求解.但是,对于一个周期场,给定末态动能时会有不止一个解,一般在每个周期内都会有一对解,这些解对应于电子从束缚态隧穿出来后,在场中振荡并于 t 时刻与母体离子发生弹性散射的轨道,这些轨道称为“量子轨道”.而鞍点近似的方法在出射电子动能达到ATI截止能量附近时将会失效.具体地,在高于截止能量时,一对量子轨道的其中之一对于再散射矩阵元的贡献应该舍弃.而一致近似法是一种更好、更严密的数学方法,它可以解决上面提到的鞍点近似法中出现的问题.这种方法已经被成功地应用到高阶ATI^[32]、高次谐波的产生中^[33,34].一致近似法在鞍点近似的基础上,在再散射振幅中引入Bessel函数,将一对量子轨道(分别用下标 i, j 表示)对再散射矩阵元的贡献写为如下形式:

$$M_{i+j} = \sqrt{2\pi\Delta S/3} \exp(i\bar{S} + i\pi/4) \times \{\Delta A [J_{1/3}(\Delta S) + J_{-1/3}(\Delta S)] + \bar{A} [J_{2/3}(\Delta S) - J_{-2/3}(\Delta S)]\}, \quad (8)$$

与

$$M_{i+j} = \sqrt{2i\Delta S/\pi} \exp(i\bar{S}) \times [\bar{A}K_{1/3}(-i\Delta S) + i\Delta AK_{2/3}(-i\Delta S)]. \quad (9)$$

式中,四个独立的参数 $\Delta S, \bar{S}, \Delta A, \bar{A}$ 可以用鞍点近似矩阵元里的振幅和作用量表示.其中(8)和(9)式分别适用于出射电子动能低于、高于ATI截止能量.

总之,在一致近似法中,每对量子轨道的鞍点近似振幅可以被振幅(8)与(9)式代替.而一致近似法解决了鞍点近似中超过ATI截止能量时,一对量子轨道的其中之一对于再散射矩阵元的贡献应该舍弃的问题.

3 结果与讨论

利用上述方法,我们计算了Ar原子在三种不同波长 $\lambda = 800, 1300, 2000$ nm、相同光强 8×10^{13} W/cm²的强激光下的ATI光电离能谱,如图1所示.其中激光场为线极化单色激光场,考虑出射电子沿外场方向的情况.我们发现,该ATI电离光电子能谱与实验^[2]中的ATI能谱结构一致,

在低能区有一个快速的衰减区,高能区会出现一个平台,最后在平台结构的末端,光电子产量会再次快速下降,平台截止位置对应能量大约是 $10U_p$.

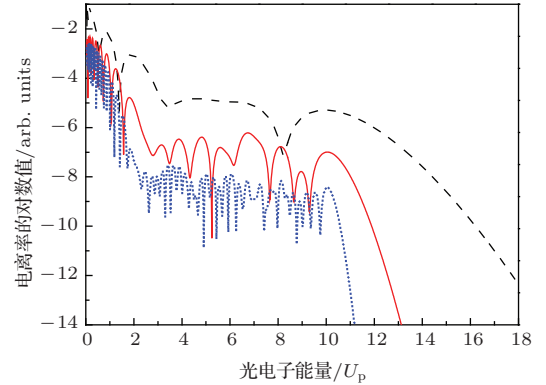


图1 (网刊彩色) Ar原子ATI的光电子能谱.激光光强为 8×10^{13} W/cm²,波长分别为800(虚线),1300(实线),和2000 nm(短点线)

Fig. 1. (color online) Photoelectron energy spectra for Ar atom at an intensity of 8×10^{13} W/cm² and wavelengths of 800 nm (dash line), 1300 nm (solid line) and 2000 nm (shot dotted line).

此外,为了研究在这三种波长下Ar原子的ATI光电子能谱中高能平台区的RLE结构,图2—图4分别给出了激光波长为800, 1300, 2000 nm,三种光强下的ATI光电离能谱.其中,实线是CC时所对应的光强,虚线是光强低于CC时所对应的光强,短点线是光强高于CC时所对应的光强.从图中可观察到,当光强恰好等于CC的光强时,ATI电子能谱的高能平台区电子电离率就会表现出明显的增强现象,即出现了RLE现象.

图2(a)—图2(c)分别描述光子数 n 为17, 19, 25时通道关闭时的光强对应的RLE结构.从图中可以看出,在 $n = 17, 19, 25$ 的CC光强下, U_p 分别为10.58, 13.7, 22.9 eV.对应的共振增强的能量范围分别约为30—80 eV ($2.84U_p$ — $7.56U_p$), 50—105 eV ($3.65U_p$ — $7.66U_p$), 80—110 eV ($3.5U_p$ — $4.80U_p$)与136—148 eV ($5.94U_p$ — $6.46U_p$).图3(a)—(c)中的CC光强分别对应光子数 n 分别为21, 23, 35的电离通道关闭的光强.我们发现,在 $n = 21, 23, 35$ 时的CC光强下, U_p 分别为4.3, 6.2, 17.6 eV.对应的共振增强峰在能量约为10—22 eV ($2.33U_p$ — $5.12U_p$), 15—35 eV ($2.42U_p$ — $5.65U_p$), 40—105 eV ($2.27U_p$ — $5.97U_p$)与131—144 eV ($7.41U_p$ — $8.18U_p$).图4(a)—(c)中电子电离通道关闭时,光子数 n 分别为35,

37和51, 对应 U_p 分别为6.0, 7.2, 15.8 eV. 它们对应的增强峰的能量约为10—20 eV ($1.67U_p$ — $3.33U_p$)与42—48 eV ($7U_p$ — $8U_p$), 15—30 eV ($2.08U_p$ — $4.17U_p$)与48—60 eV($6.677U_p$ — $8.33U_p$), 30—80 eV($1.9U_p$ — $5.06U_p$)与106—123 eV ($6.71U_p$ — $7.78U_p$). 从图2、图3和图4中可以看出: 随着激光波长的增加, 光电子能谱结构中会有类共振增强和抑制的交替出现. 并且这种交替现象随着激光光强的增加会变得更加明显. 譬如, 如图4所示, 激光波长为2000 nm时, 在不同的激光光强下均会有类共振增强和抑制的交替出现. 而在波长为1300 nm

时(图3), 只有在光强较大时(图3(c)), 这种交替现象才比较明显. 而电子能谱中的这种类共振增强和抑制的交替出现, 可能是由于电子返回次数不同的“量子轨道”之间的相干叠加所致. 并且, 到目前为止, 还未见用任何一种理论说明这一现象的报道. 正是由于在长波长下类共振增强和抑制交替现象更加明显, 使得能谱上从共振增强开始到最后结束的范围就要展览, 因此, 在长波长下出现类共振增强的能量范围就要展览, 这与Agostini等^[26]的实验结果相一致.

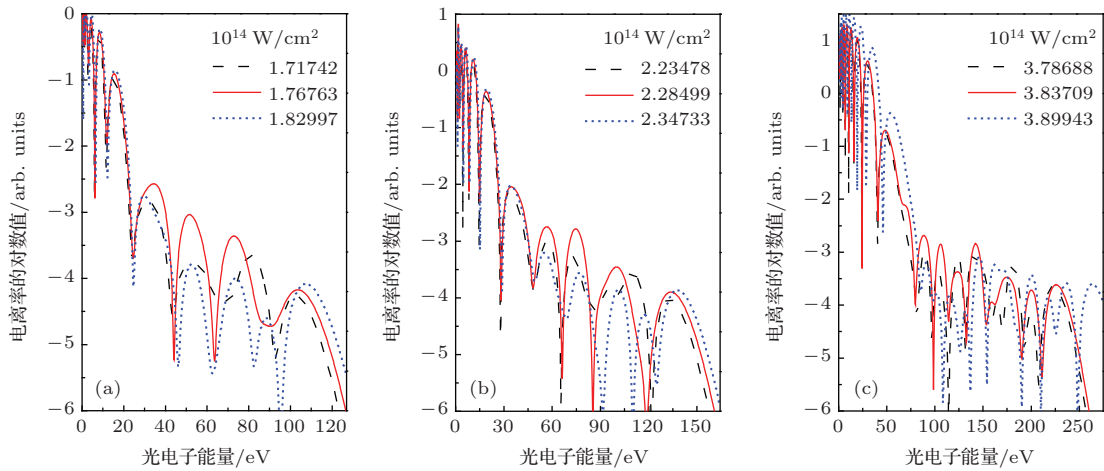


图2 (网刊彩色) 激光波长为800 nm时 Ar原子的ATI光电子能谱的RLE结构 (a), (b), (c)中实线分别对应光子数 $n = 17, 19, 25$ 时通道关闭时的光强

Fig. 2. (color online) RLE structures in ATI photoelectron energy spectra of Ar at 800 nm. The solid lines of panels (a) to (c) are corresponding to the laser intensities of the 17, 19, 25-photon channel closings, respectively.

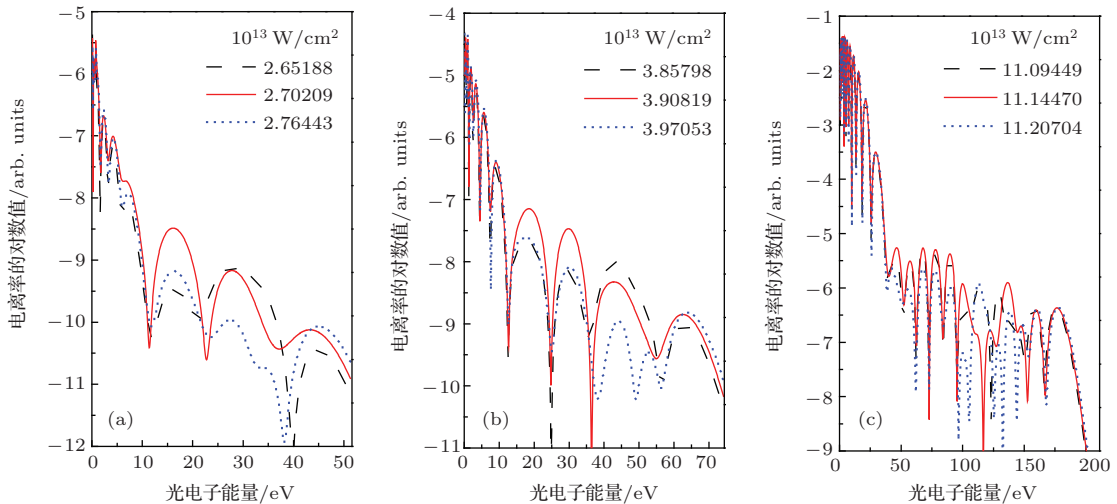


图3 (网刊彩色) 激光波长为1300 nm时 Ar原子的ATI光电子能谱的RLE结构 (a), (b), (c)中实线分别对应光子数 $n = 21, 23, 35$ 时通道关闭时的光强

Fig. 3. (color online) RLE structures in ATI photoelectron energy spectra of Ar at 1300 nm. The solid lines of panels (a) to (c) are corresponding to the laser intensities of the 21, 23, 35-photon channel closings, respectively.

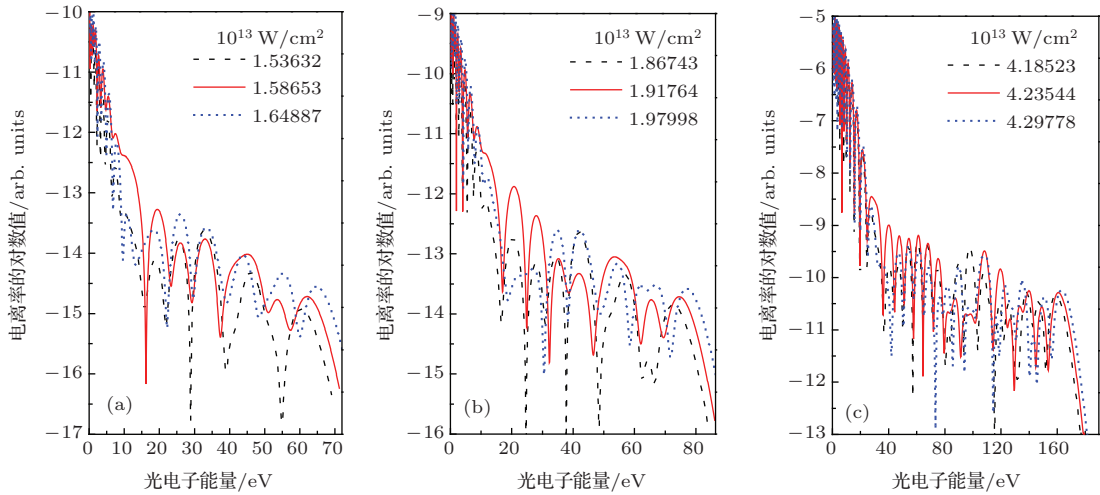


图4 (网刊彩色) 激光波长为2000 nm时 Ar原子的ATI光电子能谱的RLE结构 (a), (b), (c)中实线分别对应光子数 $n = 35, 37, 51$ 时通道关闭时的光强

Fig. 4. (color online) RLE structures in ATI photoelectron energy spectra of Ar at 2000 nm. The solid lines of panels (a) to (c) are corresponding to the laser intensities of the 35, 37, 51-photon channel closings, respectively.

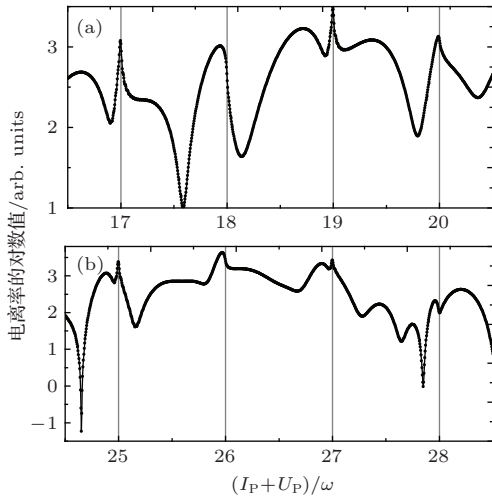


图5 激光波长为800 nm时 Ar原子的电离率的对数值随参数 $(I_p + U_p)/\omega$ 的变化关系

Fig. 5. Ionization rate (in log scale) of Ar as a function of the parameter $(I_p + U_p)/\omega$, for the wavelength of 800 nm.

Ar原子ATI的光电子能谱中的RLE结构, 还可以用光电子电离率的对数值随参数 $(I_p + U_p)/\omega$ 的关系曲线来描述, 也可利用一致近似法计算得到. 不同激光波长下的结果如图5—图7所示, 我们只考虑电子在场的极化方向出射的情况. 图5是800 nm的结果, 其中图5(a)对应出射电子动能为 $E_p = 55$ eV的情况, 横坐标对应的光强变化范围从 1.6×10^{14} W/cm² 到 2.7×10^{14} W/cm², 用相应的参数 $(I_p + U_p)/\omega$ 的值来表示, 其中包含CC数: $n = 17, 18, 19, 20$ (见方程(1)); 图5(b)描述

的是 $E_p = 105$ eV的结果, 光强变化范围是从 3.0×10^{14} W/cm² 到 5.2×10^{14} W/cm², 相应的参数 $(I_p + U_p)/\omega$ 的值包含CC数: $n = 25, 26, 27, 28$. 从图中可以看出, 恰好在奇数CC数: $n = 17, 19, 25, 27$ 时电离谱中对应的峰是一个极其尖锐的峰. 根据文献[35—39]增强是阈值现象, 即原子基态所应对的轨道量子数 l 是奇数时, 增强出现在奇数CC, 反之则出现在偶数CC. 在我们的计算中, Ar原子处于基态3p轨道 ($l = 1$), 因此会在奇数CC下出现尖锐的峰, 这种增强称为type-II增强[19]. 从图中还发现, 在参数 $(I_p + U_p)/\omega$ 值低于偶数CC值5%—10%的区域也会出现突起, 这对应着type-I增强. 图6和图7是计算得到的中红外波段下的结果.

图6中激光波长为1300 nm, 图6(a)表示出射电子动能 $E_p = 20$ eV的情况, 光强变化范围从 2.6×10^{13} W/cm² 到 5.2×10^{13} W/cm², 相应参数 $(I_p + U_p)/\omega$ 的值包含CC: $n = 21, 22, 23, 24$; 图6(b)对应 $E_p = 90$ eV, 光强变化范围从 1.0×10^{14} W/cm² 到 1.5×10^{14} W/cm², 参数 $(I_p + U_p)/\omega$ 的值包括CC: $n = 35, 36, 37, 38$. 同样, 当 n 为奇数21, 23, 35, 37时可从图中观察到type-II共振增强, 当 n 为偶数22, 24, 36, 38时观察到type-I共振增强. 图7对应波长为2000 nm的结果, 其中图7(a)中电子出射动能 $E_p = 20$ eV, 光强变化范围是从 1.5×10^{13} W/cm²

到 2.5×10^{13} W/cm², 对应参数 $(I_p + U_p)/\omega$ 的值所包含 CC: $n = 35, 36, 37, 38$; 图 7(b) 中 $E_p = 75$ eV, 光强变化范围是从 4.1×10^{13} W/cm² 到 4.6×10^{13} W/cm², 参数 $(I_p + U_p)/\omega$ 含 CC: $n = 51, 52, 53, 54$. 同样, 当 n 为奇数 35, 37, 51, 53 时观察到 type-II 增强, n 为偶数 22, 24, 35, 38 时观察到 type-I 增强.

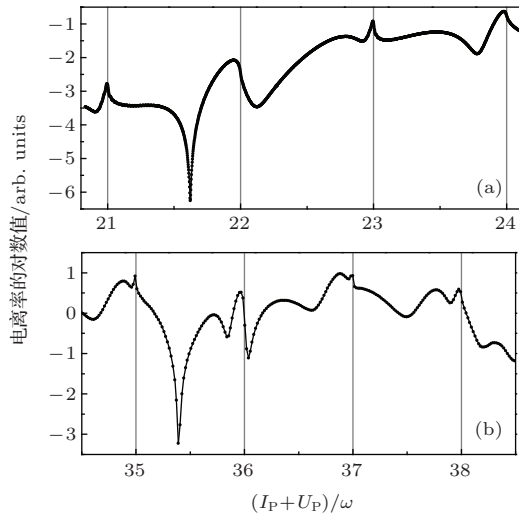


图 6 激光波长为 1300 nm 时 Ar 原子的电离率的对数值随参数 $(I_p + U_p)/\omega$ 的变化关系

Fig. 6. Ionization rate (in log scale) of Ar as a function of the parameter $(I_p + U_p)/\omega$, for the wavelength of 1300 nm.

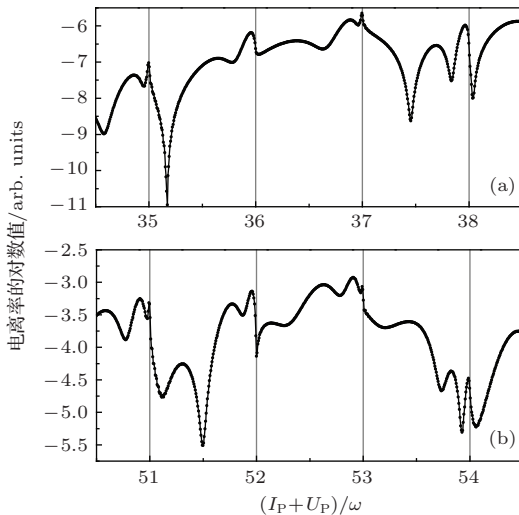


图 7 激光波长为 2000 nm 时 Ar 原子的电离率的对数值随参数 $(I_p + U_p)/\omega$ 的变化关系

Fig. 7. Ionization rate (in log scale) of Ar as a function of the parameter $(I_p + U_p)/\omega$, for the wavelength of 2000 nm.

综上所述, 由图 5—图 7 结果可观察到, 中红外波段的强激光场与近红外波段的情况类似, 也

会出现当原子基态对应的轨道量子数 l 是奇数时, type-II 增强出现在奇数 CC, 而在参数 $(I_p + U_p)/\omega$ 值低于偶数 CC 值 5%—10% 的区域则会出现 type-I 增强.

4 结 论

本文利用量子 S-矩阵理论研究了不同激光波长下 Ar 原子的 ATI 光电子能谱中的 RLE 结构, 即当激光光强有微小变化时, 光电子能谱中的某些峰就会出现明显的突起. 研究表明, 在近红外和中红外波段的强激光场下, ATI 光电子能谱中均会出现 RLE 结构. 而出现该增强的激光光强正好满足通道关闭 (CC) 条件, 从而进一步证实了出现 RLE 的通道关闭机理. 通过将不同波长、不同光强的强激光场下 Ar 原子 ATI 光电子能谱中的 RLE 结构进行深入的比较, 我们发现随着激光波长和光强的增加, 电子能谱中 RLE 和抑制会交替出现. 而该现象出现的可能原因是电子返回次数不同的“量子轨道”间的相干叠加, 利用它可以解释实验中观察到的长波长下 RLE 出现的能量范围展宽的现象 [26]. 同时, 通过 Ar 原子 ATI 电离率的对数值随参数 $(I_p + U_p)/\omega$ 的变化关系进一步研究了其 RLE 结构, 结果表明, 中红外波段的强激光场与近红外波段的情况类似, 也会出现当原子基态对应的轨道量子数 l 是奇数时, type-II 增强出现在奇数 CC, 而在参数 $(I_p + U_p)/\omega$ 值低于偶数 CC 值 5%—10% 的区域则会出现 type-I 增强.

参考文献

- [1] Agostini P, Fabre F, Mainfray G, Petite G, Rahman N K 1979 *Phys. Rev. Lett.* **42** 1127
- [2] Paulus G G, Nicklich W, Xu H L, Lambropoulos P, Walther H 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 2851
- [3] Yu X G, Wang B B, Cheng T W, Li X F, Fu P M 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3542 (in Chinese) [余晓光, 王兵兵, 程太旺, 李晓峰, 傅盘铭 2005 物理学报 **54** 3542]
- [4] Schafer K J, Baorui Yang, DiMauro L F, Kulander K C 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 1599
- [5] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [6] Hertlein M P, Bucksbaum P H, Muller H G 1997 *J. Phys. B* **30** L197
- [7] Hansch P, Walker M A, van Woerkom L D 1997 *Phys. Rev. A* **55** R2535
- [8] Muller H G, Kooiman F C 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 1207
- [9] Muller H G 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3158

- [10] Muller H G 1999 *Phys. Rev. A* **60** 1341
- [11] Cormier E, Garzella D, Breger P, Agostini P, Cheriaux G, Leblanc C 2001 *J. Phys. B* **34** L9
- [12] Wassaf J, Veniard V, Taieb R, Maquet A 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 013003
- [13] Potvliege R M, Vucic S 2006 *Phys. Rev. A* **74** 023412
- [14] Potvliege R M, Vucic S 2009 *J. Phys. B* **42** 055603
- [15] Kopold R, Becker W 1999 *J. Phys. B* **32** L419
- [16] Kopold R, Becker W, Kleber M, Paulus G G 2002 *J. Phys. B* **35** 217
- [17] Popruzhenko S V, Korneev Ph A, Goreslavski S P, Becker W 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 023001
- [18] Hasovic E, Busuladzic M, Gazibegovic-Busuladzic A, Milosevic D B, Becker W 2007 *Laser Phys.* **17** 376
- [19] Milosevic D B, Hasovic E, Busuladzic M, Gazibegovic-Busuladzic A, Becker W 2007 *Phys. Rev. A* **76** 053410
- [20] Milosevic D B, Hasovic E, Odzak S, Busuladzic M, Gazibegovic-Busuladzic A, Becker W 2008 *J. Mod. Opt.* **55** 2653
- [21] Milosevic D B, Becker W, Okunishi M, Prumper G, Shimada K, Ueda K 2010 *J. Phys. B* **43** 015401
- [22] Quan W, Lai X Y, Chen Y J, Wang C L, Hu Z L, Liu X J, Hao X L, Chen J, Hasovic E, Busuladzic M, Becker W, Milosevic D B 2013 *Phys. Rev. A* **88** R021401
- [23] Quan W, Lin Z, Wu M, Kang H, Liu H, Liu X, Chen J, Liu J, He X T, Chen S G, Xiong H, Guo L, Xu H, Fu Y, Cheng Y, Xu Z Z 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 093001
- [24] Blaga C I, Catoire F, Colosimo P, Paulus G G, Muller H G, Agostini P, DiMauro L F 2009 *Nat. Phys.* **5** 335
- [25] Wu C Y, Yang Y D, Liu Y Q, Gong Q H, Wu M Y, Liu X, Hao X L, Li W D, He X T, Chen J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 043001
- [26] Agostini P, DiMauro L F 2008 *Contemp. Phys.* **49** 179
- [27] Lin Z Y, Wu M Y, Q W, Liu X J, Chen J, Cheng Y 2014 *Chin. Phys. B* **23** 023201
- [28] Keldysh L V 1965 *Sov. Phys. JETP* **20** 1307
- [29] Faisal F H M 1973 *J. Phys. B* **6** L89
- [30] Reiss H R 1980 *Phys. Rev. A* **22** 1786
- [31] Lohr A, Kleber M, Kopold R, Becker W 1997 *Phys. Rev. A* **55** R4003
- [32] Figueira de Morisson Faria C, Schomerus H, Becker W 2002 *Phys. Rev. A* **66** 043413
- [33] Milosevic D B, Becker W 2002 *Phys. Rev. A* **66** 063417
- [34] Chipperfield L E, Gaier L N, Knight P L, Marangos J P, Tisch J W G 2005 *J. Mod. Opt.* **52** 243
- [35] Frolov M V, Manakov N L, Pronin E A, Starace A F 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 053003
- [36] Frolov M V, Manakov N L, Pronin E A, Starace A F 2003 *J. Phys. B* **36** L419
- [37] Manakov N L, Frolov M V 2006 *JETP Lett.* **83** 536
- [38] Krajewska K, Fabrikant I I, Starace A F 2006 *Phys. Rev. A* **74** 053407
- [39] Krajewska K, Fabrikant I I, Starace A F 2007 *Laser Phys.* **17** 368

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

Wang Pin-Yi¹⁾ Jia Xin-Yan^{1)†} Fan Dai-He¹⁾ Chen Jing^{2)‡}

1) (Southwest Jiaotong University, Quantum Optoelectronic Laboratory, Chengdu 610031, China)

2) (Beijing Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China)

(Received 8 December 2014; revised manuscript received 18 March 2015)

Abstract

Quantum S-matrix theory and “uniform approximation” method are used to study the resonance-like enhancement (RLE) structures in photoelectron spectrum of high-order above-threshold ionization (HATI) for argon atoms subjected to strong laser fields at different wavelengths. Our results show that both in the near infrared and mid-infrared fields, the RLE structures in the photoelectron spectra will appear, which manifests as a group of adjacent HATI peaks that show a significant enhancement when the laser intensity increases only a few percent. The RLE occurs precisely when the laser intensity satisfies the channel-closing (CC) condition, and this further confirms the explanation of CC mechanism of the RLE. More importantly, we find that with increasing laser wavelength, the resonance-like enhancement and suppression will appear alternately in the photoelectron energy spectrum, and this alternation phenomenon will be more pronounced as the intensity increases. This phenomenon may be attributed to the interference of “quantum orbital” of electrons which collide with the core at different return time. Since in the condition of long wavelength, the alternation phenomenon of the RLE is more pronounced, the RLE is distributed from the low-energy regime to the cutoff-regime in the photoelectron energy spectrum, thus making the RLE broader than that in the case of short wavelength. This may be used to explain the experimentally observed extension of the RLE energy region at longer wavelength. In addition, it is also shown that similar to the case of the near infrared laser fields, two types of RLE structures are also found in strong mid-infrared laser fields, where type-I enhancement occurs in the region 5%–10% below even CC for Ar atom whose ground state has an odd parity, and its intensity dependence is comparatively smooth; and type-II enhancement appears exactly at the channel closing and has a particularly sharp intensity dependence. And both types of enhancements are due to the constructive interference of a large amount of quantum orbits.

Keywords: strong laser field, above threshold ionization (ATI), resonance-like enhancement

PACS: 32.80.Rm, 33.80.Rv, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.64.143201

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11104225, 11274050, 11334009, 61308008, 11425414), the Fundamental Research Funds for the Central Universities of China (Grant Nos. 2682014CX081, 2682014CX082), and the National Basic Research Program of China (Grant Nos. 2011CB808102, 2013CB922201).

† Corresponding author. E-mail: xyjia@live.cn

‡ Corresponding author. E-mail: chen_jing@iapcm.ac.cn