

吸收谱线 Doppler 展宽对原子多步光电离的影响

卢肖勇 张小章 张志忠

Influences of Doppler broadening of absorption lines on a multi-step photoionization process of atoms

Lu Xiao-Yong Zhang Xiao-Zhang Zhang Zhi-Zhong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 193201 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.193201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.193201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I19>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

类钠离子光电子角分布的非偶极效应

Non-dipole effects in the angular distributions of photoelectrons on sodium-like ions

物理学报.2017, 66(4): 043201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.043201>

强场隧穿电离模式下的氦原子电离时间问题研究

Ionization time of He atom in the strong field tunnelling ionization mode

物理学报.2016, 65(15): 153201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.153201>

氖原子光电子角分布的理论计算

Theoretical calculation of the photoelectron angular distribution of neon

物理学报.2016, 65(8): 083201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.083201>

碱金属原子的光激发与光电离

Photoexcitation and photoionization of alkali atoms

物理学报.2015, 64(13): 133201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.133201>

高空核爆炸下大气的 X 射线电离及演化过程数值模拟

Numerical simulation of X-ray ionization and atmospheric temporal evolutions with high-altitude nuclear explosions

物理学报.2012, 61(8): 083201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.083201>

吸收谱线 Doppler 展宽对原子多步光电离的影响

卢肖勇¹⁾ 张小章^{1)†} 张志忠²⁾

1) (清华大学工程物理系, 北京 100084)

2) (核工业理化工程研究院, 天津 300180)

(2017年5月15日收到; 2017年7月10日收到修改稿)

原子法激光同位素分离的核心之一是如何高效地将原子激发电离. 本文从原子法激光同位素分离的实际情况出发, 研究了原子吸收谱线的 Doppler 展宽对原子电离率的影响. 研究中使用的理论工具是原子激发电离的密度矩阵方程, 并利用数值计算方法对方程进行求解. 研究表明: 当吸收谱线有 Doppler 展宽时, 在激光参数不变的条件下原子电离率会降低; 且当激光功率固定时, 存在使原子电离率为最大的线宽值. 这与已发表文献中无 Doppler 展宽时的计算结果有很大不同. 为了追求最佳的原子电离效果, 在原子法激光同位素分离系统中激光应该尽可能地工作在最佳线宽条件下. 如果激光线宽有不可控的随机波动, 在技术上让激光线宽略大于最佳线宽更为有利. 无论如何控制激光线宽, 尽可能地降低原子吸收谱线的 Doppler 展宽都有利于原子电离率的提高.

关键词: Doppler 展宽, 激光线宽, Rabi 频率, 电离率

PACS: 32.80.-t, 32.80.Fb, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.66.193201

1 引言

原子多步光电离是原子蒸汽激光同位素分离 (atom vapor laser isotope separation, AVLIS) 中关键的一步, 由于涉及目标同位素原子的提取率和分离选择性, 国内外许多学者对此进行了理论^[1-9]和实验研究^[10-14]. 在已有的理论研究中, 原子通常被认为处于静止状态, 即不考虑原子在激光传播方向上运动产生的吸收谱线 Doppler 展宽. 在一般的原子束光激发条件下^[15-17], 原子在激光传播方向上的速度分量很小, 可以忽略 Doppler 展宽的影响. 但是在 AVLIS 过程中, 当工作介质的加热蒸发功率很高时, 原子蒸汽束的 Doppler 展宽将十分显著. 所以, 研究有 Doppler 展宽条件下的原子光电离是十分必要的. 之前有学者采用 Maxwell 速率分布描述原子运动导致的吸收谱线的 Doppler 展宽^[18], 这种数学处理方法显然是不正确的, 因为只有在激光传播方向上的原子速度分量才会引起吸收谱线的频移. 本文采用 Maxwell 速度分布来处理这一

问题.

原则上运用速率方程理论可以求解原子的多步光电离问题^[13,14,19], 但是由于速率方程理论本身的局限性, 有些激光与原子的相互作用性质并未被考虑进去, 如跃迁的功率展宽问题. 而全量子理论又过于复杂, 且在光子数足够大的条件下与密度矩阵的计算结果一致, 因此本文采用密度矩阵方法研究 Doppler 展宽对光电离的影响.

本文以文献^[1]中给出的原子光激发电离密度矩阵方程组为基础, 建立了考虑原子吸收谱线 Doppler 展宽的光激发电离动力学方程组, 运用数值方法对方程进行计算, 根据计算结果分析了 Doppler 展宽对原子光电离的影响.

2 考虑 Doppler 展宽的光激发电离动力学方程组

在 AVLIS 中, 原子的激发电离方案如图 1 所示. 在三束不同频率激光作用下, 原子会从基态跃迁到高能态并电离. 由于原子从第二激发态 (束缚

† 通信作者. E-mail: zhangxzh@mail.tsinghua.edu.cn

态)到电离态(非束缚态)的跃迁截面非常小,一般第三束激光是将原子从第二激发态激发到自电离能级(束缚态),原子的电离则是通过自电离过程实现的.由于将原子从第二激发态激发到自电离态涉及多电子激发,这一问题在理论上还没有得到很好的解决,唯象引入自电离速率是人们较为常用的方法.且由于自电离态的能级展宽较宽,自电离过程对第三束激光的线宽不敏感,所以我们只对前两束激光线宽对原子电离率的影响做了研究.

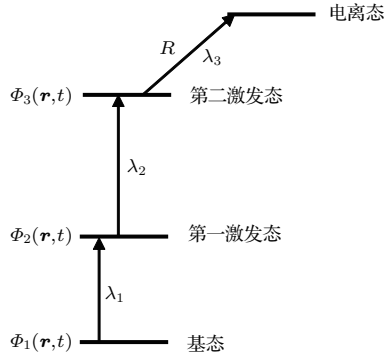


图1 原子多步光电离过程

Fig. 1. Schematic diagram of multi-step photoionization of atom.

根据文献[1], 对于一个在激光传播方向上静止的原子, 图1的激发跃迁过程可以用如下的密度矩阵方程组描述:

$$\frac{d}{dt}\rho_{11} = \frac{i}{2}\Omega_1(\rho_{21}e^{i\Delta_1 t} - \rho_{12}e^{-i\Delta_1 t}), \quad (1a)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\rho_{12} = & \frac{i}{2}\Omega_1(\rho_{22}e^{i\Delta_1 t} - \rho_{11}e^{i\Delta_1 t}) \\ & - \frac{i}{2}\Omega_2\rho_{13}e^{-i\Delta_2 t} - 2b_1\rho_{12}, \end{aligned} \quad (1b)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\rho_{13} = & \frac{i}{2}\Omega_1\rho_{23}e^{i\Delta_1 t} - \frac{i}{2}\Omega_2\rho_{12}e^{i\Delta_2 t} \\ & - \frac{R}{2}\rho_{13} - 2(b_1 + b_2)\rho_{13}, \end{aligned} \quad (1c)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\rho_{22} = & \frac{i}{2}\Omega_2(\rho_{32}e^{i\Delta_2 t} - \rho_{23}e^{-i\Delta_2 t}) \\ & + \frac{i}{2}\Omega_1(\rho_{12}e^{-i\Delta_1 t} - \rho_{21}e^{i\Delta_1 t}), \end{aligned} \quad (1d)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\rho_{23} = & \frac{i}{2}\Omega_2(\rho_{33}e^{i\Delta_2 t} - \rho_{22}e^{i\Delta_2 t}) \\ & + \frac{i}{2}\Omega_1\rho_{13}e^{-i\Delta_1 t} \\ & - \frac{R}{2}\rho_{23} - 2b_2\rho_{13}, \end{aligned} \quad (1e)$$

$$\frac{d}{dt}\rho_{33} = \frac{i}{2}\Omega_2(\rho_{23}e^{-i\Delta_2 t} - \rho_{32}e^{i\Delta_2 t}) - R\rho_{33}, \quad (1f)$$

$$\rho_{ji}(t) = \rho_{ij}^*(t), \quad (1g)$$

其中, ρ_{mm} 表示原子在能级 m 上的布居概率, Ω_m 为第 m 步跃迁的 Rabi 频率, b_m 为第 m 步激光的线宽, R 为自电离速率, Δ_m 为第 m 步激光的失谐量, 其定义如下:

$$\Delta_m = \omega_m - \omega_{m+1,m} \quad (2)$$

其中, ω_m 为第 m 步激光的频率, $\omega_{m+1,m}$ 为原子从 m 能级跃迁至 $m+1$ 能级吸收谱线的中心频率. 需要说明的是, (1a)–(1g) 式中的失谐量、激光线宽所用的数值均为圆频率. (1a)–(1g) 式表示成矩阵形式为

$$\frac{d}{dt} [\rho_{11} \ \rho_{12} \ \cdots \ \rho_{33}]^T = \mathbf{A} \cdot [\rho_{11} \ \rho_{12} \ \cdots \ \rho_{33}]^T, \quad (3)$$

其中, $[\rho_{11} \ \rho_{12} \ \cdots \ \rho_{33}]^T$ 为密度矩阵元矢量, \mathbf{A} 为一个 9×9 的系数矩阵. 如果原子在激发光传播方向有不为零的速度分量 v_{atom} , 也就是原子具有横向速度, 则由于 Doppler 效应, 原子吸收谱线的中心频率会有一个频移. 设原子横向速度方向与激光传播方向相同时速度为正, 则 (2) 式给出的第 m 步激光失谐量变为

$$\Delta_m(v_{\text{atom}}) = \omega_m - \omega_{m+1,m} - \frac{v_{\text{atom}}}{c}\omega_{m+1,m}, \quad (4)$$

其中, c 表示光速. 在原子束中有横向速度不同的各种原子, 每种原子都对应着一个系数矩阵 $\mathbf{A}(v_{\text{atom}})$. 另一方面, 由于 AVLIS 过程中脉冲激光的脉宽很短(大约在 100 ns 以下), 分离装置内的原子密度也很低(量级为 10^{13} cm^{-3}), 可以认为在激光持续作用的时间段内原子之间是没有碰撞的. 这意味着在激光作用过程中, 原子的横向速度不发生变化, 因此以不同横向速度 v_{atom} 运动原子的激发电离方程组如下:

$$\frac{d}{dt}\boldsymbol{\rho}(v_{\text{atom}}, t) = \mathbf{A}(v_{\text{atom}}, t) \cdot \boldsymbol{\rho}(v_{\text{atom}}, t), \quad (5)$$

其中, $\boldsymbol{\rho}(v_{\text{atom}}, t)$ 为横向速度 v_{atom} 运动原子的密度矩阵元矢量, $\mathbf{A}(v_{\text{atom}}, t)$ 为横向速度 v_{atom} 运动原子的系数矩阵. 其电离率则由 (6) 式给出:

$$P_{\text{ion}}(v_{\text{atom}}, t) = 1 - \sum_{m=1}^3 \rho_{mm}(v_{\text{atom}}, t). \quad (6)$$

令 $f(v_{\text{atom}})$ 表示原子束中原子按横向速度 v_{atom} 的分布函数, 则原子蒸汽束中所有原子的平均电离率可由 (7) 式得到:

$$P_{\text{ion}}(t) = \int f(v_{\text{atom}}, t) \cdot P_{\text{ion}}(v_{\text{atom}}, t) dv_{\text{atom}}. \quad (7)$$

3 计算结果

在下面的计算结果中, 取自电离速率 $R = 0.5 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$, 激光作用时间为 30 ns, 两束激光的波长 $\lambda_1 = \lambda_2 = 500 \text{ nm}$. 虽然原子蒸汽束中原子不是处于热平衡状态的, 但是为了计算方便, 原子横向速度分布采用 Maxwell 分布 [20,21]. 对于定性揭示 Doppler 展宽对原子激发电离概率影响的一般规律来讲, 这种选择并不会带来原则上的问题.

图 2(a) 给出了原子束的电离率随两束激光线宽变化的等高线图, 作为对比, 图 2(b) 给出了没有 Doppler 展宽时的情况, 贴近每条曲线处的数字表示电离率的大小. 从图 2(a) 和图 2(b) 的差别可以看出, 当原子吸收谱线没有 Doppler 展宽时, 激光的线宽越小, 原子电离概率越高, 当两束激光的线宽均为零时, 电离率达到最大值, 这与文献 [1, 2] 中得到的结论相同; 当原子束中的原子吸收谱线有 Doppler 展宽时, 激光线宽对电离率的影响在性质上有了很大的变化. 两束激光都存在一个最佳的线宽, 在两束激光都取最佳线宽时, 原子电离率达到最大值, 单频激光反而不能获得好的电离效果.

对于以上计算结果可以给出如下的解释: 单频激光只能有效激发某个横向速度附近的一小部分原子, 大部分具有其他横向速度的原子则不能被有效激发, 最终导致原子的电离率较低; 当单频光变为多频光且线宽逐渐增大时, 更大横向速度范围内的原子会被激发, 使原子的电离率增大; 但是这种电离概率的增加不会随着线宽的增加而一直增加, 原因在于: 1) 在激光功率一定的条件下, 激光线宽的增加会导致谱功率密度下降, 使得谱线中心吸收频率处于激光线宽内的原子受到的激发减弱; 2) 激光线宽增加到一定大小之后, 同样的激光线宽增量所覆盖的原子会越来越少. 以上两个因素将导致激光线宽到达某个值之后, 继续增大激光线宽会导致原子电离概率的下降. 从图 2 给出的理论计算可以知道, 最佳激发光线宽远小于吸收谱线的 Doppler 宽度.

图 3 是第一步跃迁的 Rabi 频率 Ω_1 取不同值时, 电离率随第一束激光线宽 b_1 的变化曲线, 靠近每条曲线处的数字表示第一步跃迁 Rabi 频率 Ω_1 的大小, 黑色三角形的顶点表示每条曲线的最高点. 可以看出, 最佳线宽随着激光功率 (Rabi 频率) 的增大而增大. 当激光功率较低时, 激光功率对最

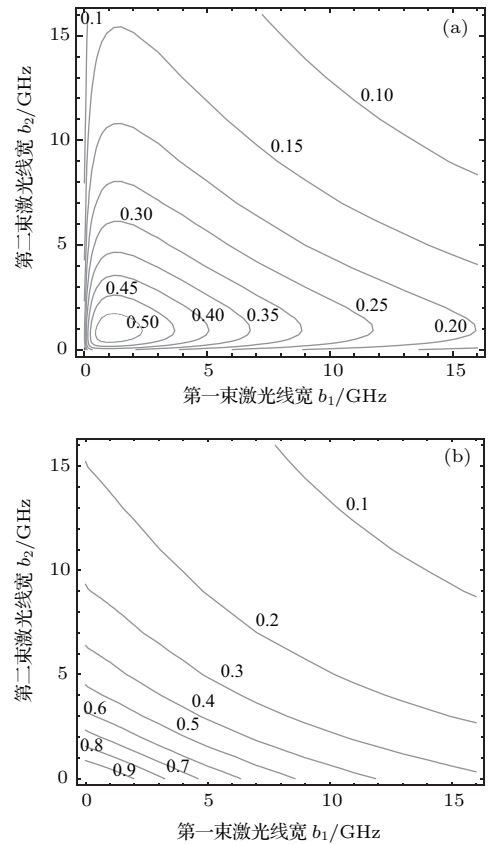


图 2 电离率随激光线宽变化的等高线图 (a) 有 Doppler 展宽; (b) 无 Doppler 展宽; 计算参数 $\Omega_1 = \Omega_2 = 1.0 \text{ GHz}$, $\Delta_1 = \Delta_2 = 0 \text{ GHz}$, $\Delta_{\text{Doppler}} = 8.0 \text{ GHz}$

Fig. 2. Contours of variation of ionization yield with laser bandwidths: (a) With Doppler broadening; (b) without Doppler broadening. Calculation parameters: $\Omega_1 = \Omega_2 = 1.0 \text{ GHz}$, $\Delta_1 = \Delta_2 = 0 \text{ GHz}$, $\Delta_{\text{Doppler}} = 8.0 \text{ GHz}$.

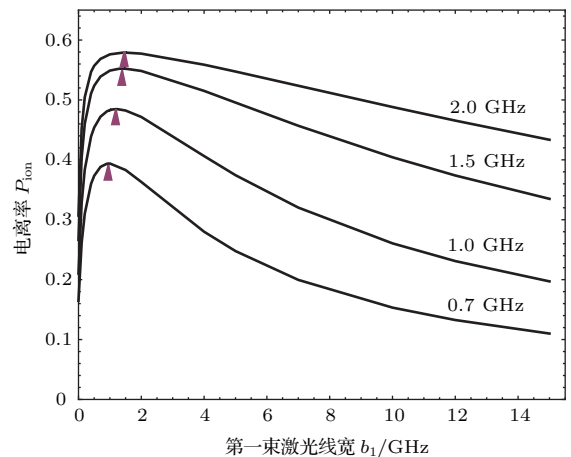


图 3 不同 Rabi 频率下电离率随激光线宽的变化 计算参数 $\Omega_2 = 1.0 \text{ GHz}$, $\Delta_1 = \Delta_2 = 0 \text{ GHz}$, $b_2 = 2.0 \text{ GHz}$, $\Delta_{\text{Doppler}} = 8.0 \text{ GHz}$

Fig. 3. Variation of ionization yield with laser bandwidths at different Rabi frequency. Calculation parameters: $\Omega_2 = 1.0 \text{ GHz}$, $\Delta_1 = \Delta_2 = 0 \text{ GHz}$, $b_2 = 2.0 \text{ GHz}$, $\Delta_{\text{Doppler}} = 8.0 \text{ GHz}$.

佳线宽的影响尤为显著,如图3中所示, Rabi 频率从0.7 GHz增大到1.0 GHz时(激光功率增大1倍),第一束激光最佳线宽则由0.98 GHz 增加到1.21 GHz.

图3中另外一个值得注意的性质是: Rabi 频率越大, $P_{\text{ion}}-b_1$ 曲线在最佳线宽点附近电离率随线宽变化越缓. 这个现象告诉我们, 激光功率较低时, 需要严格配置激光线宽. 而在激光功率较高的条件下, 激光线宽在最佳值附近有一定偏差时不会对电离率有很大影响. 当激光功率较高时, 考虑到最佳线宽点右侧曲线变化较左侧缓慢很多, 在激光线宽有不可控制的随机波动时, 可以将激光线宽设置在比最佳线宽稍大的位置, 这样可以降低线宽的随机波动对电离率的影响.

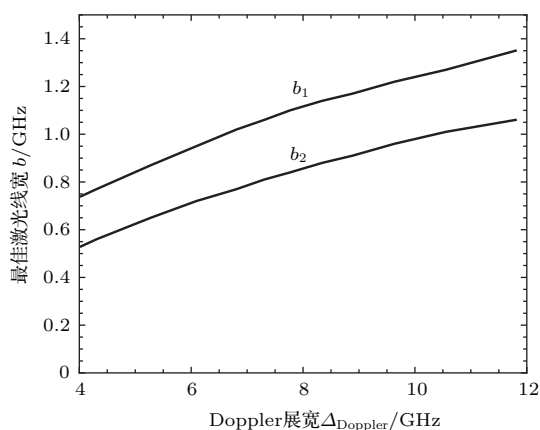


图4 最佳激光线宽随 Doppler 展宽的变化 计算参数 $\Omega_1 = \Omega_2 = 1.0 \text{ GHz}$, $\Delta_1 = \Delta_2 = 0 \text{ GHz}$

Fig. 4. Variation of best laser bandwidths with Doppler broadening. Calculation parameters: $\Omega_1 = \Omega_2 = 1.0 \text{ GHz}$, $\Delta_1 = \Delta_2 = 0 \text{ GHz}$.

图4给出了最佳激光线宽随原子吸收谱线 Doppler 展宽的变化. 可以看出, 最佳线宽随着 Doppler 展宽的增大而近似线性增大. 另外, 第一束激光的最佳线宽总是大于第二束激光的最佳线宽, 这是因为第一束激光在激发基态原子时, 在零失谐的条件下, 横向速度接近零的原子更容易被激发到第一激发态, 因此处于第一激发态上原子的横向速度分布的宽度比基态原子小, 相应的第二束激光的最佳线宽也就比第一束激光的最佳线宽要小.

图5表示电离率随 Doppler 展宽的变化曲线, 每条曲线上所标的数字是第一束激光的线宽, 第二束激光的线宽是固定的. 虚线表示两束激光的线宽均取最佳激光线宽时电离率随 Doppler 展宽的变化. 可以看出, 无论激光线宽如何选取, 电

离率都是随 Doppler 展宽的增大而下降, 这是因为 Doppler 展宽变大, 激光需要在更宽的频率范围内分配功率, 导致原子感受到的平均激发功率下降, 因此电离率下降. 从图5中还可以看出, 第一束激光线宽越小, 电离率随 Doppler 展宽增加而减小的速度越快; 当两束激光的线宽均取最佳线宽时, 电离率随 Doppler 展宽增加而减小的速度是最快的. 考虑到实际的 AVLIS 系统是工作在最佳线宽条件下的, 因此降低原子 Doppler 展宽可以有效地提高原子电离率.

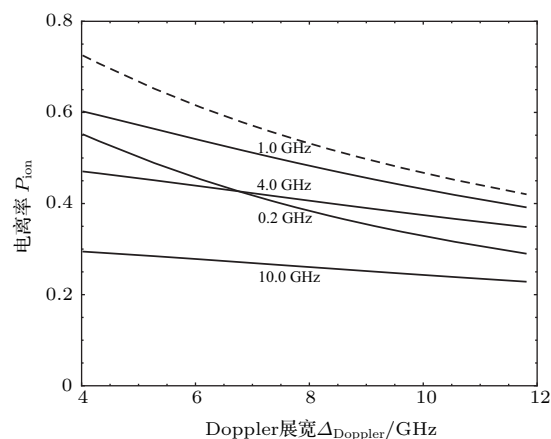


图5 不同激光线宽下电离率随 Doppler 展宽的变化 计算参数 $\Omega_1 = \Omega_2 = 1.0 \text{ GHz}$, $\Delta_1 = \Delta_2 = 0 \text{ GHz}$, $b_2 = 2.0 \text{ GHz}$

Fig. 5. Variation of ionization yield with Doppler broadening at different laser bandwidths. Calculation parameters: $\Omega_1 = \Omega_2 = 1.0 \text{ GHz}$, $\Delta_1 = \Delta_2 = 0 \text{ GHz}$, $b_2 = 2.0 \text{ GHz}$.

4 结 论

本文在考虑原子吸收谱线 Doppler 展宽的情况下, 对原子的光电离问题进行了研究. 得到了如下结论: 在原子吸收谱线有 Doppler 展宽时, 两束激光在各自取某个线宽值时可以使原子的电离概率为最大, 即激发电离效应存在最佳的激光线宽; 最佳线宽与激光功率和原子谱线的 Doppler 宽度有关, 但是小于 Doppler 宽度, 且第一步激发光的最佳线宽大于第二步激发光的最佳线宽; 当激光线宽在最佳线宽附近波动时, 原子电离概率对负波动(指激光线宽向小于最佳值的方向波动)更为敏感, 所以在实际分离过程中应当设置激光线宽略大于最佳线宽. 另外, 无论在何种条件下, 降低原子的 Doppler 展宽都可以提高原子的电离率, 且激光线宽等于最佳线宽时, 这种提高尤为显著.

参考文献

- [1] Wang D W 1999 *Theory and Application of Laser Isotope Separation* (Beijing: Atomic Energy Press) pp167–170 (in Chinese) [王德武 1999 激光分离同位素理论及其应用 (北京: 原子能出版社) 第 167—170 页]
- [2] Xie S L, Wang D W, Ying C T 1997 *Chin. J. Nucl. Sci. Eng.* **17** 166 (in Chinese) [谢世亮, 王德武, 应纯同 1997 核科学与工程 **17** 166]
- [3] Fan F Y, Wang L J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 093203 (in Chinese) [范凤英, 王立军 2011 物理学报 **60** 093203]
- [4] Zoller P, Lambropoulos P 1980 *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.* **13** 69
- [5] Choe A S, Rhee Y, Lee J, Kuzmina M A, Mishin V A 1995 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **28** 3805
- [6] Zoller P 1979 *Phys. Rev. A* **19** 1151
- [7] Qi X Q, Wang F, Dai C J 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 133201 (in Chinese) [戚晓秋, 汪峰, 戴长建 2015 物理学报 **64** 133201]
- [8] Agostini P, Georges A T, Wheatley S E, Lambropoulos P, Levenson M D 1978 *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.* **11** 1733
- [9] Dai B N, Lambropoulos P 1986 *Phys. Rev. A* **34** 3954
- [10] Olivares I E, Duarte A E, Saravia E A, Duarte F J 2002 *Appl. Opt.* **41** 2973
- [11] Saleem M, Hussain S, Rafiq M, Baig M A 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 053111
- [12] Jana B, Majumder A, Kathar P T, Das A K 2011 *Appl. Phys. B* **102** 841
- [13] Brinkmann U, Hartig W, Telle H, Walther H 1974 *Appl. Phys.* **5** 109
- [14] Li Z M, Zhu F R, Deng H, Zhang Z B, Ren X J, Zhai L H, Wei G Y, Zhang L X 2002 *J. Atom. Mol. Phys.* **19** 383 (in Chinese) [李志明, 朱凤蓉, 邓虎, 张子斌, 任向军, 翟利华, 韦冠一, 张利兴 2002 原子与分子物理学报 **19** 383]
- [15] Demtröder W (translated by Ji Y) 2012 *Laser Spectroscopy (Vol. 2: Experimental Techniques)* (Beijing: Science Press) pp147–161 (in Chinese) [沃尔夫冈·戴姆特瑞德 著 (姬扬 译) 2012 激光光谱学 (第 2 卷: 实验技术) (北京: 科学出版社) 第 147—161 页]
- [16] Sankari M, Kumar P V K, Suryanarayana M V 2006 *Opt. Commun.* **259** 612
- [17] Pomerantz A E, Zare R N 2003 *Chem. Phys. Lett.* **370** 515
- [18] Zhang G Y, Tao Q Y, Ren Z, Zheng H M 2016 *Optik* **127** 8570
- [19] Das R M, Chatterjee S, Iwasaki M, Nakajima T 2015 *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* **32** 1237
- [20] Bo Y, Bao C Y, Zhu Y H, Wang D W, Yu Y H 2000 *J. Tsinghua Univ. (Sci. Tech.)* **40** 16 (in Chinese) [薄湧, 包成玉, 诸渔泓, 王德武, 余耀辉 2000 清华大学学报 (自然科学版) **40** 16]
- [21] Xie G F, Wang D W, Ying C T 2002 *J. Tsinghua Univ. (Sci. Tech.)* **42** 1011 (in Chinese) [谢国锋, 王德武, 应纯同 2002 清华大学学报 (自然科学版) **42** 1011]

Influences of Doppler broadening of absorption lines on a multi-step photoionization process of atoms

Lu Xiao-Yong¹⁾ Zhang Xiao-Zhang^{1)†} Zhang Zhi-Zhong²⁾

1) (Department Engineering of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

2) (Research Institute of Physics and Chemical Engineering of Nuclear Industry, Tianjin 300180, China)

(Received 15 May 2017; revised manuscript received 10 July 2017)

Abstract

Photoexcitation and photoionization of atoms, the central part of atom vapor laser isotope separation (AVLIS), relate to the ionization yield and isotope selectivity directly. Doppler broadening of absorption lines is one of the parameters that influence the photoexcitation and photoionization process of atoms. When evaporation temperature is high or beam equipment is absent, Doppler broadening has obvious influence on the ionization yield because most of atoms are non-resonantly excited. In this paper, we study the influences of Doppler broadening of absorption lines on a multi-step photoexcitation and photoionization process of atoms according to the facts of AVLIS. A Doppler-broadened three-level atom system with two resonant lasers is investigated. The interaction between laser field and atoms is described by a density matrix, which is calculated by fourth-order Runge-Kutta numerical method with variable steps. The results show that the ionization yield of atoms decreases with the increase of Doppler broadening of absorption lines under the same laser parameters. At a constant laser power, the ionization yield reaches its maximum value at the best laser bandwidths, which is different from that obtained without Doppler broadening, as reported in published papers. Meanwhile, the best laser bandwidth increases with the increase of Rabi frequency and Doppler broadening when other parameters are constant. Moreover, the best bandwidth of the second laser is smaller than that of the first laser in a multi-step photoionization process of atoms. Therefore, lasers should work at the best bandwidths in AVLIS for highest ionization yield. It is advantageous to make laser bandwidths slightly bigger than the best bandwidths technically for smaller fluctuation of ionization yield, owing to incoercible stochastic volatility in laser bandwidths. The ionization yield increases with the decrease of Doppler broadening, especially at the best laser bandwidths. Therefore, it is necessary to reduce Doppler broadening of atom vapor in laser ionization zone.

Keywords: Doppler broadening, laser bandwidth, Rabi frequency, ionization yield

PACS: 32.80.-t, 32.80.Fb, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.66.193201

† Corresponding author. E-mail: zhangxzh@mail.tsinghua.edu.cn