

激光线宽和光强对同位素原子选择光电离的影响*

范凤英[†] 王立军[‡]

(清华大学工程物理系, 北京 100084)

(2010 年 10 月 13 日收到; 2010 年 11 月 30 日收到修改稿)

本文研究了非单色(有限带宽)激光场与同位素原子体系相互作用的激发电离过程. 采用混沌场随机模型描述激光场, 用密度矩阵理论和 Fokker-Planck 方程方法首次给出了非单色激光场与多能级原子相互作用的激发电动力学方程. 针对三能级同位素原子体系, 讨论了激光线宽和激光光强对同位素原子电离概率和激光同位素分离过程中分离选择性的影响.

关键词: 激光同位素分离, 激发电动力学方程, 激光线宽, Rabi 频率

PACS: 32.70.Jz, 32.80.-t, 28.60.+s

1. 引言

在 Atomic Vapor Laser Isotope Separation (AVLIS) 方法中^[1], 利用的是激光与同位素原子相互作用, 原子发生两步或者多步光电离. 这将牵涉到对激光与原子的相互作用过程、原子的自身性质以及激光特性等诸多问题的研究^[2, 3]. 关于激光场与原子相互作用问题, 国内外许多作者已对单色激光对原子的激发电离过程进行了大量的研究^[2-6], 激光场由理想单色平面波描述. 但是, 在实际 AVLIS 过程中, 理想的单色激光并不存在. 在这种情况下, 仍然使用单色激光场的共振相互作用理论是不合适的^[4].

早期, Zoller 等人应用混沌场随机模型描述多模激光场, 对非单色激光场与原子相互作用进行了研究^[7-10], 但也仅局限于激光场与单一原子的相互作用过程, 并未系统地分析牵涉到多种同位素原子时的多步激发电离效率和分离选择性问题. 在 AVLIS 过程中, 激光场可以被看作是一个强的有限带宽混沌场, 激光场的关联时间与原子 Rabi 频率倒数可以比拟. 在该分离过程中, 分离选择性因子和目标同位素的电离概率是两个非常关键的参数; 提高分离选择性可以获得较高的目标同位素丰度; 而

从经济性角度出发, 尽可能电离更多的目标同位素原子同样也十分重要. 因此, 当激光与同位素原子体系相互作用时, 系统的研究有限带宽激光场参数对同位素原子电离概率和 AVLIS 分离选择性的影响对激光同位素分离具有重要意义.

本文将混沌场模型扩展应用到多能级同位素原子体系的光激发电离过程中, 首次给出了非单色激光场与多能级原子相互作用的激发电动力学方程. 并针对三能级同位素原子体系, 系统分析了激光线宽和激光光强对同位素原子激发电离效率和 AVLIS 分离选择性的影响.

2. 多能级原子激发电动力学方程

本文采用混沌场随机模型近似描述多模激光场^[7, 11, 12], 假定多模激光场的模非相关, 可用非单色混沌场作一个很好的近似. 随机振幅 $\varepsilon(t) = \sqrt{I(t)} \exp(-i\phi(t))$ 所满足的随机过程由 Fokker-Planck 方程描述^[13]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + L(I, \phi)\right)P(I, \phi, t) = 0, \quad (1)$$

其中 $P(I, \phi, t)$ 是电场的分布函数, 可以通过求解方程(1)给出具体形式. $L(I, \phi)$ 是 Fokker-Planck 算子, 在该模型描述下具体形式为

* 中国博士后科学基金(20090460295)资助的课题.

[†] E-mail: fanfy@mail.tsinghua.edu.cn

[‡] E-mail: ljwang@mail.tsinghua.edu.cn

$$L = -2b \left(\frac{\partial}{\partial I} (I - I_0) + I_0 \frac{\partial^2}{\partial I^2} I + \frac{I_0}{4I} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \right). \quad (2)$$

混沌场的性质可以通过计算相关函数^[13,14]确定,随机振幅 $\varepsilon(t)$ 在不同时刻的一阶相关函数如下:

$$\begin{aligned} \langle \varepsilon^*(t) \varepsilon(t') \rangle &= \int dI d\phi dI' d\phi' \varepsilon^*(t) P(I, \phi, t | I', \\ &\quad \phi', t') \varepsilon(t') P(I', \phi', t') \\ &= I_0 \exp(-b | t - t' |). \end{aligned} \quad (3)$$

由方程(3)可知,该模型描述的激光谱具有 Lorentzian 线型, I_0 和 b 分别是激光场的平均强度和线宽.

我们将上述理论模型扩展应用到激光场与单一原子作用的多步光激发电离过程中:处于基态 $|1\rangle$ 的原子吸收一个光子跃迁到第一激发态 $|2\rangle$, $|2\rangle$ 吸收一个光子跃迁到第二激发态 $|3\rangle$, 以此类推, $|K-1\rangle$ 吸收一个光子跃迁到第 $K-1$ 个激发态 $|K\rangle$. 电离速率为常数 R , 忽略自发辐射的影响,在旋转波近似下^[7-9],我们给出 K 能级原子的密度矩阵元方程

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{mm}(t)}{dt} &= -i \frac{1}{2} \Omega_{m-1} [e^{i\phi_{m-1}} \rho_{m,m-1} - e^{-i\phi_{m-1}} \rho_{m-1,m}] \\ &\quad + i \frac{1}{2} \Omega_m [e^{i\phi_m} \rho_{m+1,m} - e^{-i\phi_m} \rho_{m,m+1}] \\ &\quad - R \delta_{mK} \rho_{mm}, \quad (m = 1, 2, \dots, K), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{mn}(t)}{dt} &= -i \frac{1}{2} \Omega_{n-1} e^{i\phi_{n-1}} \rho_{m,n-1} - i \frac{1}{2} \Omega_n e^{-i\phi_n} \rho_{m,n+1} \\ &\quad + i \frac{1}{2} \Omega_m e^{i\phi_m} \rho_{m+1,n} + i \frac{1}{2} \Omega_{m-1} e^{-i\phi_{m-1}} \rho_{m-1,n} \\ &\quad - \left[i \left(\sum_{i=m}^{n-1} \Delta_i \right) + \frac{R}{2} \delta_{Kn} \right] \rho_{mn}, \\ &\quad (m < n, m = 1, 2, \dots, K-1, \\ &\quad n = 1, 2, \dots, K), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\rho_{nm} = (\rho_{mn})^*, \quad (6)$$

其中 Ω_m 是从第 m 能级到第 $m+1$ 能级跃迁的 Rabi 频率,

$$\Omega_m = \frac{2\sqrt{I_m}}{\hbar} \mu_m, \quad (7)$$

I_m 是第 m 束激光的强度, μ_m 是第 m 能级到第 $m+1$ 能

级跃迁的电偶极矩. ϕ_m 是第 m 束激光的随机相位. $\Delta_m = \Omega_{0m} - \Omega_{m+1,m}$, 是第 m 能级到第 $m+1$ 能级之间激光的中心频率 ω_{0m} 对原子跃迁频率 $\omega_{m+1,m}$ 的失谐量. δ_{mK} 和 δ_{Kn} 是克罗内克 δ 函数.

方程(4)–(6)是随机微分方程组,通常很难求解.在 $K-1$ 步光激发电离过程中同时存在 $K-1$ 个独立的混沌场,因此需要对 $K-1$ 束激光分别求平均,采用 Fokker-Planck 方程方法

$$\begin{aligned} &\left[i \left(\frac{\partial}{\partial t} + L(I_1, \phi_1; I_2, \phi_2; \dots; I_{K-1}, \phi_{K-1}) \right) \right. \\ &\quad \left. + Q(I_1, \phi_1; I_2, \phi_2; \dots; I_{K-1}, \phi_{K-1}) \right] \\ &\quad \times \rho(I_1, \phi_1; I_2, \phi_2; \dots; I_{K-1}, \phi_{K-1}, t) = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

L 是方程(1)中的 Fokker-Planck 算子,

$$\begin{aligned} L(I_1, \phi_1; I_2, \phi_2; \dots; I_{K-1}, \phi_{K-1}) &= L_1(I_1, \phi_1) + L_2(I_2, \phi_2) \dots \\ &\quad + L_{K-1}(I_{K-1}, \phi_{K-1}), \end{aligned} \quad (9)$$

Q 为 $K \times K$ 偶极跃迁矩阵元,将方程(4)–(6)写成如下形式:

$$\left(i \frac{d}{dt} + Q(I_1, \phi_1; I_2, \phi_2; \dots; I_{K-1}, \phi_{K-1}) \right) \begin{pmatrix} \rho_{11}(t) \\ \rho_{12}(t) \\ \dots \\ \rho_{K,K-1}(t) \\ \rho_{KK}(t) \end{pmatrix} = 0, \quad (10)$$

可以得到 Q 的具体表达式.

方程(8)的初始条件为

$$\begin{aligned} &\rho_{mn}(I_1, \phi_1; I_2, \phi_2; \dots; I_{K-1}, \phi_{K-1}, t) \\ &= \langle \rho_{mn}(t=0) \rangle P_{00}(I_1, \phi_0) P_{00}(I_2, \phi_2) \dots \\ &\quad \times P_{00}(I_{K-1}, \phi_{K-1}), \end{aligned} \quad (11)$$

式中的 P_{00} 是 Fokker-Planck 方程的解,

$$\begin{aligned} P_{00}(I_i, \phi_i) &= (1/2\pi I_0) e^{-I_i/I_0}, \\ &\quad (i = 1, 2, \dots, K-1). \end{aligned} \quad (12)$$

原子处于某一能级的概率的统计平均可以写作

$$\begin{aligned} \langle \rho_{mm}(t) \rangle &= \int dI_1 d\phi_1 \int dI_2 d\phi_2 \dots \int dI_{K-1} d\phi_{K-1} \rho_{mm} \\ &\quad \times (I_1, \phi_1; I_2, \phi_2; \dots; I_{K-1}, \phi_{K-1}, t), \end{aligned} \quad (13)$$

用 Fokker-Planck 方法求统计平均后,我们可以得到无穷阶微分方程组

$$\frac{d}{dt} \rho_{mm}^{k_1, k_2, \dots, k_{K-1}} = - \left(2 \sum_{i=1}^{K-1} k_i b_i + \delta_{Km} R \right) \rho_{mm} - i \frac{\Omega_m}{2} \sqrt{k_m + 1} \rho_{m, m+1} + i \frac{\Omega_m}{2} \sqrt{k_m} \rho_{m, m+1}^{k_{m-1}}$$

$$\begin{aligned}
 & + i \frac{\Omega_m}{2} \sqrt{k_m + 1} \rho_{m+1,m} - i \frac{\Omega_m}{2} \sqrt{k_m} \rho_{m+1,m}^{k_m-1} - i \frac{\Omega_{m-1}}{2} \sqrt{k_{m-1} + 1} \rho_{m,m-1} \\
 & + i \frac{\Omega_{m-1}}{2} \sqrt{k_{m-1}} \rho_{m,m-1}^{k_{m-1}-1} + i \frac{\Omega_{m-1}}{2} \sqrt{k_{m-1} + 1} \rho_{m-1,m} \\
 & - i \frac{\Omega_{m-1}}{2} \sqrt{k_{m-1}} \rho_{m-1,m}^{k_{m-1}-1}, \quad (m = 1, 2, \dots, K), \quad (14)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{dt} \rho_{mn}^{k_1, k_2, \dots, k_{K-1}} = & - \left(2 \sum_{i=1}^{K-1} k_i b_i + \sum_{i=m}^{n-1} (b_i + \Delta_i) + \frac{R}{2} \delta_{Kn} \right) \rho_{mn} - i \frac{\Omega_{n-1}}{2} \sqrt{k_{n-1} + 1} \rho_{m,n-1} \\
 & + i \frac{\Omega_{n-1}}{2} \sqrt{k_{n-1}} \rho_{m,n-1}^{k_{n-1}-1} - i \frac{\Omega_n}{2} \sqrt{k_n + 1} \rho_{m,n+1} + i \frac{\Omega_n}{2} \sqrt{k_n} \rho_{m,n+1}^{k_n-1} \\
 & + i \frac{\Omega_{n-1}}{2} \sqrt{k_m + 1} \rho_{m+1,n} - i \frac{\Omega_m}{2} \sqrt{k_m} \rho_{m+1,n}^{k_m-1} + i \frac{\Omega_{m-1}}{2} \sqrt{k_{m-1} + 1} \rho_{m-1,n} \\
 & - i \frac{\Omega_{m-1}}{2} \sqrt{k_{m-1}} \rho_{m-1,n}^{k_{m-1}-1}, \quad (m < n, m = 1, 2, \dots, K-1, n = 1, 2, \dots, K), \quad (15)
 \end{aligned}$$

$$\rho_{nm}^{k_1, k_2, \dots, k_{K-1}} = (\rho_{mn}^{k_1, k_2, \dots, k_{K-1}})^*. \quad (16)$$

需要说明:为了书写方便,方程(14)–(16)等号右侧 ρ_{mn} 的上标 $k_1, k_2, \dots, k_{K-1}$ 没有变化时默认省略,例如由 ρ_{mn} 代替 $\rho_{mn}^{k_1, k_2, \dots, k_{K-1}}$.当其中某一值变化时,上标给出该变化值,例如由 $\rho_{mn}^{k_m-1}$ 代替 $\rho_{mn}^{k_1, k_2, \dots, k_m-1, \dots, k_{K-1}}$.

方程(14)–(16)是有限带宽混沌场与 K 能级原子作用的激发动力学方程.在计算中根据收敛性取有限几阶.其中 ρ 的上标 k_i 是第 i 次跃迁的激光场的关联级数, $k_i = 0, 1, 2, \dots (i = 1, 2, \dots, K-1)$. b_i 是第 i 束激光的线宽. δ_{Km} 和 δ_{Kn} 是克罗内克 δ 函数.

假定在初始时刻原子完全处于基态,方程(14)–(16)的初始条件为

$$\rho_{mn}^{k_1, k_2, \dots, k_{K-1}}(t=0) = \delta_{m1} \delta_{n1} \delta_{k10} \delta_{k20} \dots \delta_{k_{K-1}0}. \quad (17)$$

当 $k_i = 0 (i = 1, 2, \dots, K-1)$ 时, $\langle \rho_{mn}(t) \rangle = \rho_{mn}^{000} \dots(t)^{[7,10]}$.从激发动力学方程(14)–(16)求出 $\rho_{mn}^{000} \dots(t)$,就可以得到原子处于各态的统计平均 $\langle \rho_{mn}(t) \rangle$.电离概率由下式给出:

$$P_{\text{ion}}(t) = 1 - \left(\sum_{i=1}^K \rho_{ii}^{000 \dots}(t) \right). \quad (18)$$

3. 数值计算结果及讨论

上节我们给出了非单色激光场与单一原子相互作用的激发动力学方程.当非单色激光场同时与两种同位素原子A和B作用,在 $K-1$ 步光发电离过程中,引入同位素原子A和B的谱线同位素位移 $\delta_i (i = 1, 2, \dots, K-1)$, Δ_i^A 和 $\Delta_i^B (i = 1, 2, \dots, K-$

1)分别是在 i 与 $i+1$ 能级之间激光中心频率对同位素原子A和B跃迁频率的失谐量,它们满足如下关系:

$$\Delta_i^B = \Delta_i^A + \delta_i / \hbar. \quad (19)$$

由上式和方程组(14)–(16)可以求出A和B两种同位素原子分别处于各态的概率.假设A为目标同位素原子,在AVLIS过程中选择性因子由下式给出:

$$S = \frac{P_{\text{ion}}^A(t)}{P_{\text{ion}}^B(t)}, \quad (20)$$

其中 $P_{\text{ion}}^A(t)$ 和 $P_{\text{ion}}^B(t)$ 分别为A,B原子的电离概率.

这里我们针对三能级同位素原子体系的二步光发电离过程进行了数值计算.从方程(14)–(16)很容易可以得到激光与三能级同位素原子体系相互作用的动力学方程组.

3.1. 激光线宽对同位素原子电离概率和分离选择性影响

在接下来给出的计算结果中,计算参数分别为:对于目标同位素原子A, $\Omega_1^A = \Omega_2^A = 1$ GHz, $\Delta_1^A = \Delta_2^A = 0$;对于同位素原子B, $\Omega_1^B = \Omega_2^B = 1$ GHz,当同位素位移 $\delta_1 / \hbar = \delta_2 / \hbar = 3$ GHz时,由(19)式可知, $\Delta_1^B = \Delta_2^B = 3$ GHz.电离速率常数 $R = 0.5$ GHz.

当激光线宽 $b_1 = b_2 = b$ 时,图1给出了不同激光线宽条件下同位素原子A和B电离概率随相互作用时间 t 的变化曲线.从图1(a)可见,当相互作用时间较大时,对于目标同位素原子A,有限带宽激

光电离更为有效,文献[7]和文献[10]也得到相同结论,并给出了详细的讨论.最优化的激光线宽依赖于相互作用时间 t 和电离速率 R . 在这里我们不作进一步讨论. 由图 1(a) 和 (b) 可以看到,随着非单色激光线宽的增加, A 原子的电离概率减小, B 原子的电离概率增加. 这是因为:混沌场的强度以 Lorentzian 线型分布,激光线宽为谱分布的半宽度. 对于同位素原子 A,当激光线宽 b 值较大时,激光频率偏离共振频率的概率则会较大,原子的跃迁概率下降,电离概率减小;对于同位素原子 B,由于存在几个 GHz 的同位素位移,激光场强度的分布宽度越大,电离效果反而越好.

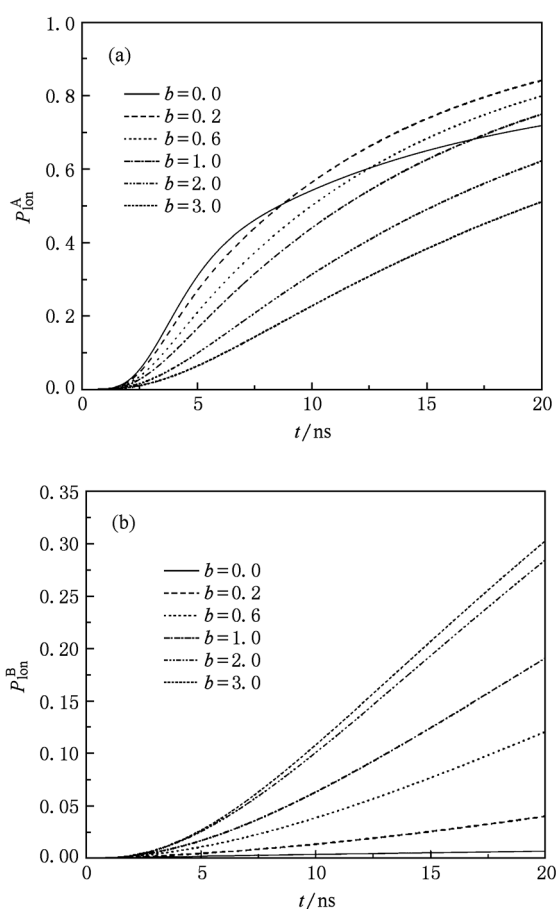


图 1 激光线宽变化对同位素原子电离概率的影响 (a) 同位素原子 A; (b) 同位素原子 B ($b_1 = b_2 = b$)

当 $b_1 = b_2 = b$ 时,图 2 给出了不同激光线宽条件下选择因子 S 随相互作用时间的变化关系. 当激光与原子相互作用时间较短时 ($t < 5$ ns),选择因子 S 呈迅速上升趋势,这主要是由于在这段时间内,与激光共振的目标同位素原子 A 的电离概率上升较快,而同位素原子 B 的电离概率增加缓慢;随着时

间 t 进一步增加,大多数目标同位素原子 A 已经被电离,同位素原子 A 和 B 的电离概率上升趋势趋于相近, S 值变化趋于平缓. 由图 2 也可以看到,激光线宽越小, AVLIS 的分离选择性越好. 因此,当激光线宽 $b_1 = b_2$ 时,兼顾目标同位素的电离概率和 AVLIS 的分离选择性,选取较小的非单色激光线宽比较合适.

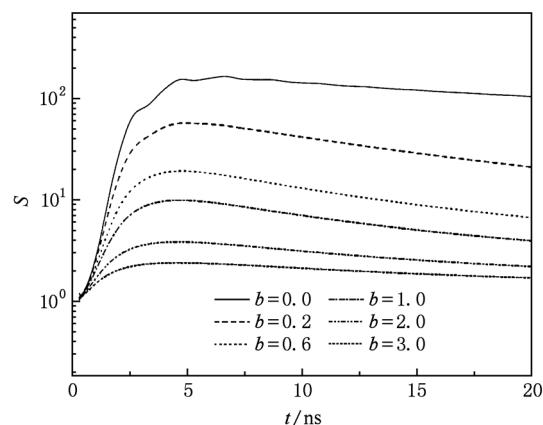


图 2 激光线宽变化对选择因子 S 的影响 ($b_1 = b_2 = b$)

当激光线宽 $b_1 \neq b_2$ 时,图 3 给出了其中一束激光线宽固定,另外一束激光线宽变化对 A 原子电离概率的影响. 在我们给出的计算结果中,将其中一束激光线宽固定为 1 GHz,另外一束激光线宽从 0.2 GHz 到 5.0 GHz 变化. 由图可见,无论第一束激光线宽还是第二束激光线宽增加,目标同位素原子 A 的电离概率都会减小. 而 P_{ion}^A 值对第二束激光的变化更为敏感, P_{ion}^A 随着 b_2 增加迅速减小. 结论:在二步光发电离过程中,其中任何一束激光线宽增加,

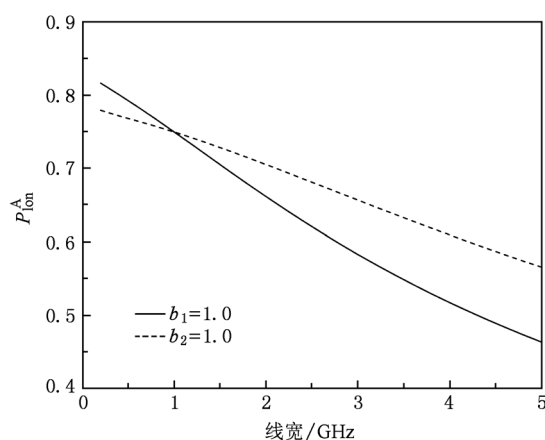


图 3 激光线宽分别变化对同位素原子 A 电离概率的影响 ($t = 20$ ns)

都会导致目标同位素原子电离概率减小;第二步激发过程对电离概率起到了关键作用,在该过程中选取合适的激光线宽是非常重要的.

图4给出了选择因子 S 分别随激光线宽 b_1 和 b_2 变化曲线.当 $t=20$ ns时,从图中可见,任何一束激光线宽增加,选择因子都以指数形式减小.当 b_1 或者 b_2 取值较小时,随着 b_1, b_2 增加,选择因子急剧下降, S 值随 b_1 增加下降更为剧烈;而当 b_1 或者 b_2 取值为几个GHz时,继续增大该值对分离选择性影响不明显.因此,在AVLIS过程中,当 $b_1 \neq b_2$ 时,综合考虑目标同位素原子的电离概率和AVLIS的分离选择性因子, b_1 和 b_2 取值都不适宜太大.

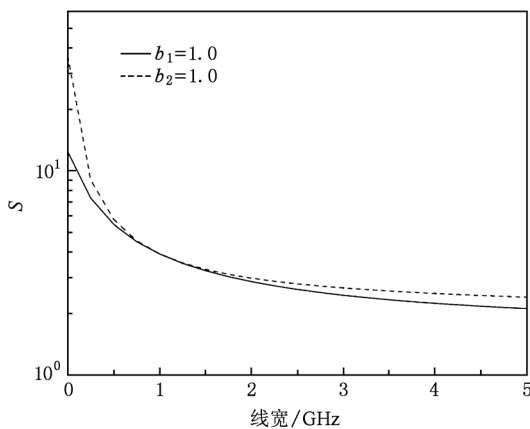


图4 激光线宽分别变化对选择因子 S 的影响($t=20$ ns)

3.2. Rabi 频率对同位素原子电离概率和分离选择性影响

在接下来的计算结果中分别讨论了Rabi频率变化对同位素原子电离概率和分离选择性的影响.计算参数为: $b_1 = b_2 = 0.2$ GHz, $\Delta_1^A = \Delta_2^A = 0$, $\Delta_1^B = \Delta_2^B = 3$ GHz, 电离速率常数 $R = 0.5$ GHz.

当时间 $t=20$ ns时,如图5所示,给出了当 Ω_1 ($\Omega_1^A = \Omega_1^B = \Omega_1$) 或者 Ω_2 ($\Omega_2^A = \Omega_2^B = \Omega_2$) 固定为1 GHz时,两束激光Rabi频率 Ω_2 或者 Ω_1 分别变化对目标同位素原子A电离概率的影响.从图中可见,随着Rabi频率 Ω_1 或者 Ω_2 增加,同位素原子A的电离概率也迅速增大;当 Ω_1 或者 Ω_2 大于某一个值时,Rabi频率的继续增大对目标同位素原子A的电离概率影响不大,甚至 P_{ion}^A 会降低.由(11)式可知Rabi频率正比于激光场平均强度的平方根.因此,对于二步光激发电离过程,并不是每一束激光的光强越高越好,而是存在一个最优化的激光光强值;

当Rabi频率取值较小时,增大第二束激光光强, P_{ion}^A 增加更为显著.

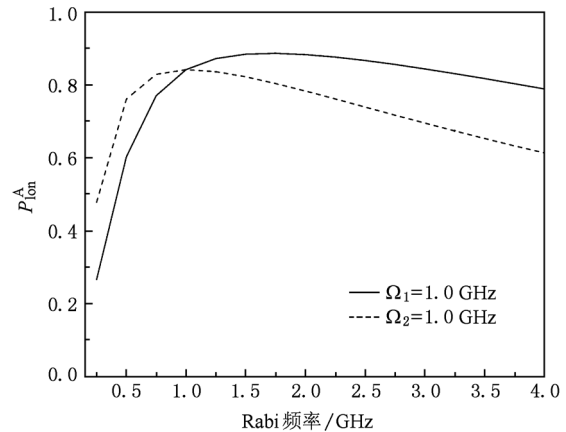


图5 Rabi频率分别变化对同位素原子A电离概率的影响($t=20$ ns)

图6给出了选择因子 S 值分别随 Ω_1 或者 Ω_2 变化的曲线.由图可见,无论 Ω_1 或者 Ω_2 增大, S 值都会下降.所以,为了提高分离选择性,Rabi频率不能太大,而Rabi频率如果太小,目标同位素原子A的电离概率又会较低.因此,在AVLIS过程中,应适当选择激光光强,一味增加激光光强不会使 P_{ion}^A 增加,反而会使分离选择性降低.

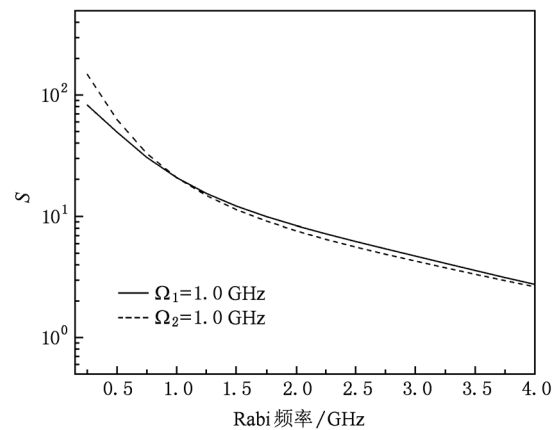


图6 Rabi频率分别变化对选择因子 S 的影响($t=20$ ns)

4. 结 论

本文对非单色激光场与同位素原子体系相互作用的多步光电离过程进行了研究.首次给出了非单色激光场与多能级原子相互作用的激发动力学方程,并详细讨论了激光线宽和激光光强对同位素

原子体系电离概率和 AVLIS 分离选择性的影响,得到如下结论:

当 Rabi 频率一定时,也即是激光光强一定的情况下,任何一束非单色激光线宽增加, P_{ion}^A 都会减小, P_{ion}^B 反而增加. AVLIS 的分离选择性会随着激光线宽的增加而迅速降低. 在二步光激发电离过程中,第二步激发过程是非常重要的,第二束激光线宽的变化会对目标同位素原子 A 的电离概率带来显著影响. 在 AVLIS 过程中,兼顾目标同位素原子的电离概率和 AVLIS 的分离选择性,任何一束激光的线宽

取值都不适宜太大.

当激光线宽一定时,对于二步光激发电离过程,为了提高目标同位素原子 A 的电离概率,并不是每一束激光的光强越高越好,而是存在一个最优化的激光光强值;当 Rabi 频率较小时,第二束激光光强值的变化对 P_{ion}^A 带来的影响更为显著. 而任何一束激光光强增加,都会导致分离选择性降低. 因此,综合考虑目标同位素的电离概率和 AVLIS 的分离选择性,应适当选择每一束激光光强值,该值不宜太大.

-
- [1] Davis J I 1983 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **30** 24
 - [2] Zhao L M, Wang L J 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1227 (in Chinese) [赵鹭明、王立军 2002 物理学报 **51** 1227]
 - [3] Wang L J, Yu H Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4151 (in Chinese) [王立军、余慧莺 2004 物理学报 **53** 4151]
 - [4] Ackerhalt J R, Eberly J H, Shore B W 1979 *Phys. Rev. A* **19** 248
 - [5] Cook R J, Shore B W 1979 *Phys. Rev. A* **20** 539
 - [6] Shore B W, Cook R J 1979 *Phys. Rev. A* **20** 1958
 - [7] Zoller P 1979 *Phys. Rev. A* **19** 1151
 - [8] Ackerhalt J R, Shore B W 1977 *Phys. Rev. A* **16** 277
 - [9] Agostini P, Georges A T, Wheatley S E, Lambropoulos P, Levenson M D 1978 *J. Phys. B* **11** 1733
 - [10] Katoh K, Hasegawa S, Suzuki A 1990 *J. Nucl. Sci. Technol.* **27** 450
 - [11] Debethune J L 1972 *Nuovo Cimento B* **12** 101
 - [12] Avan P, Cohen-Tannoudji C 1977 *J. Phys. B* **10** 155
 - [13] Louisell W H (Translated by Chen S, Yu X L) 1982 *Quantum Statistical Properties of Radiation* (Beijing: Science Press) pp556—562 (in Chinese) [路易塞尔 W. H. 著陈水、于熙令译 1982 辐射的量子统计性质 (北京: 科学出版社) 第 556—562 页]
 - [14] Saleh B (Translated by Han J R, Li Q J) 1978 *Photoelectron Statistics with Applications to Spectroscopy and Optical Communication* (Beijing: Science Press) pp91—101 (in Chinese) [塞勒 B. 著, 韩家瑞、李庆绩译 1978 光电子统计学及光谱与光通讯应用 (北京: 科学出版社) 第 91—101 页]

Influences of laser bandwidth and intensity on laser ionization of isotope atoms^{*}

Fan Feng-Ying[†] Wang Li-Jun[‡]

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

(Received 13 October 2010; revised manuscript received 30 November 2010)

Abstract

The ionization process of the interaction of nonmonochromatic laser with isotope atom system is studied. The multimode laser field is described by a stochastic model of chaotic field. By using the Fokker-Planck equation, the excited dynamic equation of interaction of the finite-bandwidth chaotic fields with K -level atom is derived. The influences of laser bandwidth and intensity on ionization efficiency and selectivity of three-level isotope atoms are also discussed.

Keywords: laser isotope separation, excited dynamic equations, laser bandwidth, Rabi frequency

PACS: 32.70.Jz, 32.80.-t, 28.60.+s

^{*} Project supported by the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 20090460295).

[†] E-mail: fanfy@mail.tsinghua.edu.cn

[‡] E-mail: ljwang@mail.tsinghua.edu.cn