

# $\Lambda$ 型原子-分子三能级系统的分子转化率问题\*

孙晓鹏<sup>1)</sup> 冯志芳<sup>1)</sup> 李卫东<sup>1,2)†</sup> 贾锁堂<sup>2)</sup>

1) 山西大学物理电子工程学院, 理论物理研究所, 太原 030006)

2) 山西大学物理电子工程学院, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

(2006 年 12 月 27 日收到, 2007 年 1 月 10 日收到修改稿)

利用解析和数值的方法对  $\Lambda$  型原子-分子三能级系统的量子动力学行为进行了详细研究, 同时对该系统中分子转化率进行了研究. 结果发现, 不同的系统初态对转化率有比较大的影响, 理想情况下, 在初始态为原子态且在两个拉比频率相等时, 可以得到较高的分子转化率, 而光场的失谐会造成转化率的降低, 初始态为暗态时, 分子转化率为一常数, 光场的失谐会增大转化率.

关键词: 超冷分子, 转化率,  $\Lambda$  型原子-分子三能级系统

PACC: 3380P, 3280P

## 1. 引 言

近年来, 随着对冷原子及超冷费米原子研究的深入<sup>[1]</sup>, 产生和控制超冷分子的研究成为原子物理, 甚至化学物理研究的热点问题<sup>[2]</sup>, 在不到 8 年的时间内至少有 9 种不同产生冷分子的技术相继出现<sup>[3]</sup>. 在低温环境下, 也就是转换温度在 1—1000 mK 时, 分子比较容易控制<sup>[4]</sup>. 而超冷分子, 要求转换温度低于 1 mK, 这将有利于人们对单分子光谱等方向的研究<sup>[5]</sup>. 目前, 实验上得到温度小于 1 K 的冷分子, 主要有两种方法: 第一种是直接冷却分子技术, 这是一种非光学的方法, 但得到的分子温度不够低, 尽管该技术目前在实验上有了一些进步, 但是仍然不能得到更低特别是  $\mu$ K 范围的冷分子; 另一种是间接冷却分子技术, 即通过得到的超冷原子来产生超冷分子. 较多采用的两种技术: 其一为光缔合 (photo-association) 技术. 光缔合产生超冷分子具有两个显著特点: 由光缔合形成的冷分子激发态的内核距离在长程相互作用范围, 超冷分子的动能远小于振动, 甚至转动的能级分裂. 但是目前普遍采用的光缔合与自发辐射产生超冷分子仍存在问题, 主

要表现在两个方面: 1) 激发态冷分子通过自发辐射弛豫到基态较高的转振能级, 难以实现转振自由度的冷却, 并且究竟弛豫到那一个能级也很难控制; 2) 自发辐射有两个通道, 这两个通道比的控制难以实现, 从而直接影响超冷分子的产率<sup>[6]</sup>. 其二是利用 Feshbach 共振技术. 利用 Feshbach 共振从超冷原子产生超冷分子的方法有两种: 1) 三体重组过程, 三体碰撞过程可以使其中的两个原子结合成一个稳定的分子, 通过对磁场的调节可以产生大量的超冷分子. 2) 绝热转换过程, 当磁场通过 Feshbach 共振时, 由于能级交叉效应, 两个相互作用的原子可以在绝热状态结合成一个冷分子. Feshbach 共振技术的利用虽然可产生大量的冷分子, 但是通常这些分子并不处于基态, 它只适用于有限的系统<sup>[7]</sup>.

如何产生大量的处于基态的冷分子成为目前研究的一个热点问题. 其中问题的关键就是对原子-分子量子态之间相干占居转换的研究<sup>[8]</sup>. 我们知道, 在量子理论中态之间相干占居转换的过程与俘获态的形成密切相关, 俘获态的形成已应用于由相干辐射场所诱导的各种现象. 例如, 电磁感应透明<sup>[9]</sup>、诱导折射指数变化<sup>[10]</sup>、无反转激光<sup>[11]</sup>、以及反冲激光冷却和超敏磁力计<sup>[12]</sup>等. 对于一个三态系统, 如何将

\* 国家重点基础研究发展计划(973)项目(批准号: 2006CB921603), 国家自然科学基金(批准号: 10444002, 10674087), 山西省自然科学基金(批准号: 2006011004), 山西省留学归国基金、人事部归国启动基金、教育部留学归国基金资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: wdli@sxu.edu.cn

占居从初态能级高效地转换到末态能级,而在中间能级损耗很小就是一个很重要的问题.受激发送抽运(SEP)技术可以很好的解决这个问题,但就分子的产生而言缺乏高选择性是这一技巧的主要局限<sup>[13,14]</sup>.目前,比较有效的方法就是利用受激拉曼绝热通道(STIRAP)的方法可以达到完全占居转换<sup>[15]</sup>.在该方法中,运用两束激光分别耦合初态与中间态、中间态与末态,当两束激光与原子、分子相互作用顺序是反直觉的,并且满足双光子共振条件时,就能实现粒子布居数的完全转移<sup>[16]</sup>.随后,Mackie等又提出一种更加有效的方法,就是把STIRAP和Feshbach共振结合起来使原子凝聚转换到分子凝聚<sup>[17,18]</sup>.

2005年,Winkler等人利用STIRAP方法在实验上实现了从冷原子到基态冷分子的转化,实验中暗态的获得被证明是得到冷分子的一个标志信号,但其分子转化效率较低<sup>[19]</sup>.实验结果可以采用一个简化的 $\Lambda$ 型原子-分子三能级模型来分析.本文将通过该模型的量子动力学行为的研究,讨论各种参数对分子基态布居率的影响,从而找到获得最多超冷分子数的条件.利用数值和解析解对不同参数和系统初始态条件下分子布居率的计算,以找到获得更多基态分子数目的有利条件.

## 2. $\Lambda$ 型原子-分子三能级系统模型

考虑与文献[16]中实验相似的情形,利用两束激光场将冷原子与分子的基态和激发态进行耦合,将系统简化为 $\Lambda$ 型原子-分子三能级模型(如图1所示).其中 $|a\rangle$ 为原子态, $|b\rangle$ 为分子激发态,自发衰减率为 $\gamma_b$ , $|g\rangle$ 为分子基态,衰减率为 $\gamma_g$ . $\delta$ 为 $|a\rangle \leftrightarrow |b\rangle$ 与激光1的失谐量, $\Delta$ 为 $|b\rangle \leftrightarrow |g\rangle$ 与激光2的失谐量, $\Omega_1$ 与 $\Omega_2$ 为对应的拉比频率.在旋波近似下,系统的哈密顿方程可写为

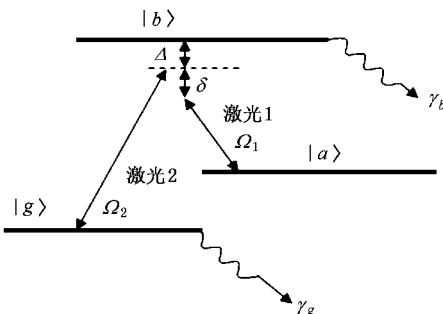


图1  $\Lambda$ 型三能级原子-分子模型

$$H = H_0 + H_1, \quad (1)$$

其中

$$H_0 = \hbar \left[ \left( \delta + \Delta - \frac{i\gamma_b}{2} \right) b^+ b + \left( \delta - \frac{i\gamma_g}{2} \right) g^+ g \right], \quad (2)$$

$$H_1 = \hbar \left[ -\frac{1}{2} \Omega_1 (a b^+ + a^+ a b) - \frac{1}{2} \Omega_2 (b g^+ + b^+ g) \right], \quad (3)$$

式中 $a, a^+$ 表示原子态的湮灭、产生算符; $b, g$ 和 $b^+, g^+$ 表示分子态的湮灭算符和产生算符.

系统在任意时刻的态矢量可以写为

$$|\Psi(t)\rangle = A(t)|a\rangle + B(t)|b\rangle + C(t)|g\rangle, \quad (4)$$

( $|A(t)|^2 + |B(t)|^2 + |C(t)|^2 = 1$ ).

把(4)式代入薛定谔方程

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = H |\Psi(t)\rangle, \quad (5)$$

并通过简单的计算,可以得到 $A(t), B(t), C(t)$ 的运动方程为

$$\begin{aligned} \dot{A}(t) &= i \frac{\Omega_1}{2} B(t), \\ \dot{B}(t) &= -i \left( \delta + \Delta - \frac{i\gamma_b}{2} \right) B(t) + i \frac{\Omega_1}{2} A(t) \\ &\quad + i \frac{\Omega_2}{2} C(t), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\dot{C}(t) = -i \left( \delta - \frac{i\gamma_g}{2} \right) C(t) + i \frac{\Omega_2}{2} B(t).$$

给定系统的初始状态,可以通过对方程(6)的求解得到基态分子的布居率 $C(t)$ ,从而研究不同的系统参数如失谐量 $\delta, \Delta$ 和衰减 $\gamma_b, \gamma_g$ 对 $C(t)$ 的影响.如果不考虑失谐量与衰减,不难得到方程(6)的精确解为

$$\begin{aligned} A(t) &= A(0) \left[ \frac{\Omega_2^2}{\Omega^2} + \frac{\Omega_1^2}{\Omega^2} \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \right] \\ &\quad - i B(0) \frac{\Omega_1}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) + C(0) \\ &\quad \times \left[ -\frac{\Omega_1 \Omega_2}{\Omega^2} + \frac{\Omega_1 \Omega_2}{\Omega^2} \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \right], \\ B(t) &= -i A(0) \frac{\Omega_1}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) + B(0) \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \\ &\quad - i C(0) \frac{\Omega_2}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right), \\ C(t) &= A(0) \left[ -\frac{\Omega_1 \Omega_2}{\Omega^2} + \frac{\Omega_1 \Omega_2}{\Omega^2} \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \right] \\ &\quad - i B(0) \frac{\Omega_2}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) + C(0) \end{aligned} \quad (7)$$

$$\times \left[ \frac{\Omega_1^2}{\Omega^2} + \frac{\Omega_2^2}{\Omega^2} \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \right],$$

其中  $\Omega = \sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}$ . 需要注意的是, 如果不考虑衰减项, 则系统的粒子数守恒,  $|A(t)|^2 + |B(t)|^2 + |\alpha(t)|^2 = 1$ . 此时得到的  $|\alpha(t)|^2$  为  $|g\rangle$  态上的原子的布居率, 而不是分子的产率, 实际  $|g\rangle$  态上分子的布居率是  $|\alpha(t)|^2/2$ . 当  $|\alpha(t)| = 1$  时,  $|g\rangle$  态上的分子布居率最大, 所有的原子此时都转化成了分子. 下面分两种情况来讨论, 此系统中获得分子基态  $|g\rangle$  所占居的粒子数最多的条件.

### 3. 初态为原子态

首先考虑文献 [16] 中实验的情况, 即先制备超冷的原子, 然后利用光耦合将原子转化为分子, 显然, 此时初始条件为

$$A(0) = 1, B(0) = \alpha(0) = 0.$$

由 (7) 式的第三式可得

$$\alpha(t) = -\frac{\Omega_1\Omega_2}{\Omega^2} + \frac{\Omega_1\Omega_2}{\Omega^2} \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right). \quad (8)$$

引入  $q = \frac{\Omega_1}{\Omega_2}$ , 则  $\Omega = \sqrt{1+q^2}\Omega_2$ , (8) 式可化为

$$\alpha(t) = \frac{q}{1+q^2} \left[ \cos\left(\frac{\sqrt{1+q^2}t'}{2}\right) - 1 \right]. \quad (9)$$

为方便起见, 在本文将利用  $\Omega_2$  作为单位来测  $\Omega_1$ , 用  $1/\Omega_2$  来测量时间. 由方程 (9) 可得, 当  $\cos\left(\frac{\sqrt{1+q^2}t'}{2}\right) = -1$ ,  $q = 1$  时,  $|\alpha(t)|$  最大, 亦即两束激光的拉比频率相等时  $|g\rangle$  态上可获得完全的粒子数转移. 由图 2 也可看出, 当  $q = 1$  时, 粒子数全部处于分子基态  $|g\rangle$  上. 另外, 当  $q = 0$  和  $q \rightarrow \infty$  时,  $|\alpha(t)|_{\max} \rightarrow 0$ . 所以, 当只有一束光作用于此系统时, 分子转换效率最低. 实验 [17] 声称在  $q \approx 2.6$  时, 得到的约 100 个分子, 而相应的初态原子数为  $4 \times 10^5$ , 也就是说其转化率约为  $5 \times 10^{-4}$ . 这个值比理想情况小很多, 应该是由失谐和衰减等因素造成的.

图 2 中是  $|g\rangle$  态上的原子布居率在  $\cos\left(\frac{\sqrt{1+q^2}t'}{2}\right) = -1$  时的最大值  $|\alpha(t)|_{\max}^2$  和拉比频率比值  $q$  的变化关系, 实线由方程 (9) 得到, ▲ 线为数值求解方程 (6) 得到. 在  $\delta = \Delta = 0$ , 且不考虑损耗的条件下, 得到与解析表达式 (9) 一样的结果. 具体做法如下: 给定  $q$  值, 我们可以得到一系列  $|\alpha(t)|^2$

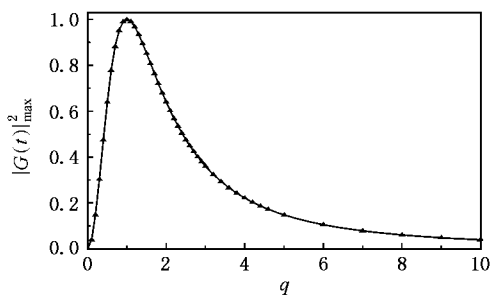


图 2  $|\alpha(t)|_{\max}^2$  随  $q$  变化的关系图

随时间变化的数据, 然后从中找出最大点  $|\alpha(t)|_{\max}^2$ . 经过多次计算之后得到  $|\alpha(t)|_{\max}^2$  与  $q$  的关系图, 图 2 表明在理想情况下原子几乎全部绝热地由原子态  $|a\rangle$  转移到分子基态  $|g\rangle$  上.

实验上, 可以控制两束激光的打开顺序和激光强度随时间变化的情况. 一开始只有探测光或控制光, 然后逐渐减小, 同时另一束光逐渐加上, 通过求解方程 (6) 我们便可以看到粒子数转移的情况. 由上面的分析可知, 两束激光的强度对原子-分子态的相干占据转换影响较大. 于是, 我们调节两束光的拉比频率, 如图 3(a) 所示

$$\Omega_1(t) = \frac{1 + \tanh[0.1(t - 20)]}{2},$$

$$\Omega_2(t) = \frac{1 - \tanh[0.1(t - 20)]}{2},$$

整个过程  $\Omega_1, \Omega_2$  缓慢变化, 拉比频率的变化对应于激光强度的变化. 如图 3(b) 所示, 我们令初始态为原子态, 即粒子全部集中在  $|a\rangle$  态上. 首先, 使激光  $\Omega_2$  耦合两空态, 它不会改变态  $|a\rangle$  上的原子数占据, 但这并不意味着激光  $\Omega_2$  没有效应. 实际上激光

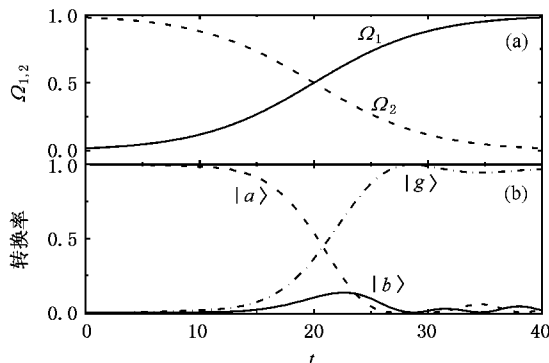
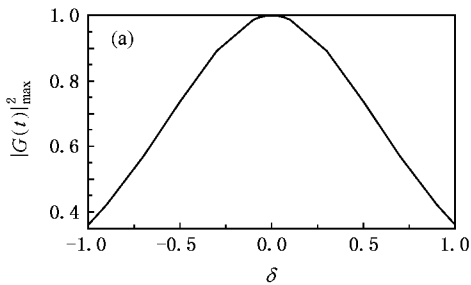


图 3  $\Lambda$  型三能级系统与两束激光耦合下, 原子-分子的占据转换 (a) 两束激光拉比频率  $\Omega_1, \Omega_2$  随时间  $t$  的变化关系图; (b) 不同能级占据转换随时间的演化

$\Omega_2$  建立了两初始非占居态  $|b\rangle$  和  $|g\rangle$  的相干叠加. 然后, 随着激光  $\Omega_2$  的强度缓慢降低, 而激光  $\Omega_1$  的强度缓慢上升, 激光  $\Omega_1$  将使相干叠加态与  $|a\rangle$  耦合, 于是形成了俘获态, 有意思的是, 激光  $\Omega_1$  只将少量粒子从  $|a\rangle$  态占居转换到辐射衰减态  $|b\rangle$ , 而大量原子被直接转换到分子基态  $|g\rangle$ , 这正是 STIRAP 的原理. 如图 3(b) 所示, 在初始态为原子态且不考虑失谐与衰减的时候,  $\Omega_1, \Omega_2$  选用图 3(a) 的情况下, 我们便可得到高效的占居转换.

在同样的初始条件下, 且最适合于产生分子的理想条件下  $q=1$  时, 我们最先讨论失谐量  $\delta, \Delta$  对分子布居  $|\alpha(t)|^2$  极值的影响. 采用图(2)中一样的方法, 我们在给定  $\delta, \Delta$  时求解方程(6), 再从中找到  $|\alpha(t)|^2$  极大值  $|\alpha(t)|^2_{\max}$ . 注意在讨论  $\delta$  或  $\Delta$  的影响时, 我们令另一个失谐量为零.

从图 4 中可以看出, 当共振时 ( $\delta = \Delta = 0$ ),  $|\alpha(t)|^2_{\max}$  是最大的. 但与  $\delta$  的规则抛物线型图不同



的是,  $|\alpha(t)|^2_{\max}$  与  $\Delta$  的关系有自己的特点, 在大部分的时候  $|\alpha(t)|^2_{\max}$  都是很大的, 都在 0.9 以上, 只在  $\pm 0.5$  的位置  $|\alpha(t)|^2_{\max}$  突然变小, 这是两个奇点. 所以在实际操作中, 为了获得尽可能大的分子转化率, 我们应当尽量减小失谐量  $\delta$ , 而  $\Delta$  的取值只要避开  $\pm 0.5$  的位置就可以了. 上面的分析说明激光  $\Omega_1$  与  $|a\rangle \leftrightarrow |b\rangle$  间的失谐量  $\delta$  比激光  $\Omega_2$  与  $|b\rangle \leftrightarrow |g\rangle$  间的失谐量  $\Delta$  对分子占居基态  $|g\rangle$  的影响更大. 需要注明的是, 这个结论和原子的初始状态有关.

和图 4 用相同的办法, 可以讨论  $\gamma_b, \gamma_g$  对  $|\alpha(t)|^2_{\max}$  的影响 (图 5). 令  $q=1$  且不考虑失谐的情况下, 从图 5 可以很清楚地看到, 衰减越大,  $|\alpha(t)|^2_{\max}$  越小, 即由  $|a\rangle$  态转换到  $|g\rangle$  态上粒子的子数就会越少. 另外, 比较图 5(a) 和 (b) 可知, 分子基态的衰减率  $\gamma_g$  对分子转化率的影响较大, 这也是很显然的结论.

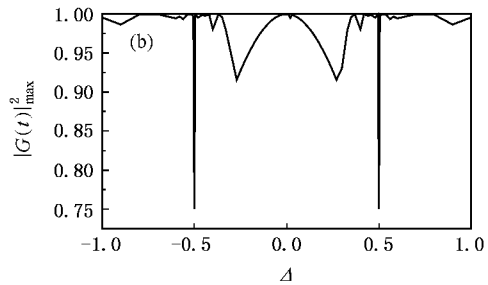


图 4  $\Omega_1/\Omega_2=1$  时 (a)  $|\alpha(t)|^2_{\max}$  随  $\delta$  的变化关系,  $\Delta=0$  (b)  $|\alpha(t)|^2_{\max}$  随  $\Delta$  的变化关系,  $\delta=0$

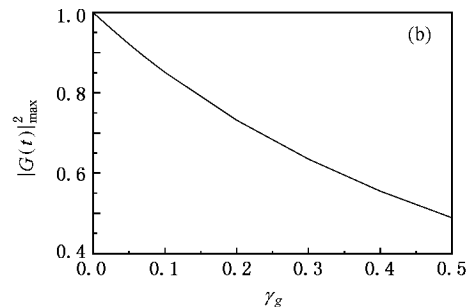
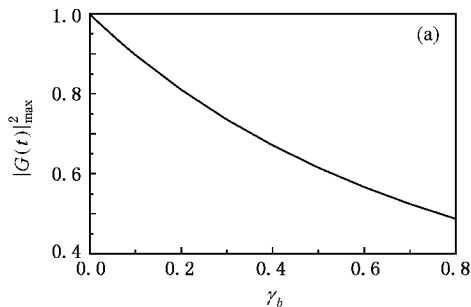


图 5  $\Omega_1/\Omega_2=1, \delta=\Delta=0$  时 (a)  $|\alpha(t)|^2_{\max}$  随  $\gamma_b$  的变化关系 (b)  $|\alpha(t)|^2_{\max}$  随  $\gamma_g$  的变化关系

#### 4. 初始时刻为暗态

在文献 [16] 的实验中, 观察到暗态的信号, 这表

明这样的模型可以出现原子-分子的暗态. 如果我们在此前提下, 调整  $q$  或其他的参量, 得到分子的情况又会如何呢? 假定我们得到一暗态, 在此前提下,  $|\alpha(t)|^2_{\max}$  的行为又会如何呢?

可以令

$$A(0) = \sin\left(\frac{\beta}{2}\right) \exp(-i\eta),$$

$$B(0) = 0,$$

$$C(0) = \cos\left(\frac{\beta}{2}\right),$$

即初始时刻粒子仅布居于两个较低能级的相干叠加态上, 这就是暗态. 同样在不讨论失谐与衰减时由

(7) 式可得

$$A(t) = \frac{a - cq}{1 + q^2} + \frac{aq^2 - cq}{1 + q^2} \cos\left(\frac{\sqrt{1 + q^2} t'}{2}\right), \quad (10)$$

$$B(t) = -ia \frac{\Omega_1}{\Omega} \sin\left(\frac{\sqrt{1 + q^2} t'}{2}\right) - ic \frac{\Omega_2}{\Omega} \sin\left(\frac{\sqrt{1 + q^2} t'}{2}\right), \quad (11)$$

$$C(t) = \frac{cq^2 - aq}{1 + q^2} + \frac{c + aq}{1 + q^2} \cos\left(\frac{\sqrt{1 + q^2} t'}{2}\right). \quad (12)$$

当  $\cos\left(\frac{\sqrt{1 + q^2} \Omega_2 t}{2}\right) = 1$  时  $\sin\left(\frac{\sqrt{1 + q^2} t'}{2}\right) = 0$  则

$$A(t) = A(0), B(t) = 0, C(t) = C(0), \quad (13)$$

因此, 在特定时刻  $t = \frac{4n\pi}{\Omega}$  时, 粒子只在  $|a\rangle$  和  $|g\rangle$  的相干叠加态上演化, 而不会向高激发态  $|b\rangle$  跃迁, 也就是暗态.

如前面所述的方法, 给定条件  $\beta = \frac{\pi}{3}, \eta = 2$ , 即

$$c = \cos \frac{\pi}{6} = \frac{\sqrt{3}}{2}, c^2 = 0.75, \text{ 且不考虑衰减与失谐, 得}$$

到了  $|\alpha(t)|_{\max}^2$  与  $q$  的变化关系 (图 6). 由图 6 可知, 当  $q \leq 3$  时,  $|\alpha(t)|_{\max}^2 = |\alpha(0)|^2 = c^2 = 0.75$ , 此时系统处于暗态条件. 也就是说, 在这种情况下我们很难改变分子产生率. 而当  $q > 3$  时,  $|\alpha(t)|_{\max}^2 \neq \alpha(0)$ , 这是因为产生暗态的条件已被破坏. 另外, 由图 6 也可得出, 并不是在产生暗态的条件下所得到的转化率最高. 在本文给定的条件下,  $q$  在 6.5 左右的时候  $|\alpha(t)|_{\max}^2$  达到最大, 这个时候得到的分子最多. 这不难理解, 当初态为原子态时一部分原子会转化成分子, 而当初态为暗态的时候  $|g\rangle$  态上本来就存在着一些分子, 再加上由原子态上转移过来的,  $|g\rangle$  态上的分子数自然会比初始时刻多.

下面讨论  $|\alpha(t)|_{\max}^2$  与  $\beta$  和位相  $\eta$  的关系, 图 7 所示为  $q = 1, \eta = 2$  时,  $|\alpha(t)|_{\max}^2$  与  $\beta$  的关系曲线,

从图上可以看出来, 当  $\beta = \frac{\pi}{2}$  时,  $c = \cos \frac{\pi}{4} = \frac{\sqrt{2}}{2}$ ,

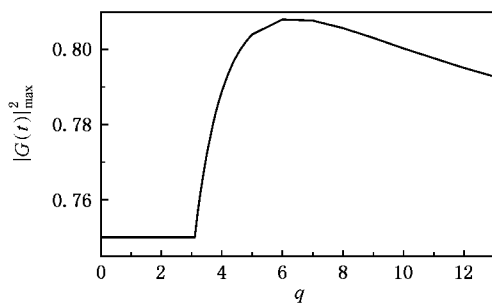


图 6 初始为暗态时,  $|\alpha(t)|_{\max}^2$  随  $q$  变化的关系

$c^2 = 0.5, |\alpha(t)|_{\max}^2$  最小, 也为 0.5. 此时, 两个态上初始时刻的粒子数相同, 最终可以得到的粒子数也相同. 这说明两个低能级上如果初始时刻粒子数相同且处于暗态条件的话, 初始时刻的情况将起主要作用, 这是暗态性质的体现.

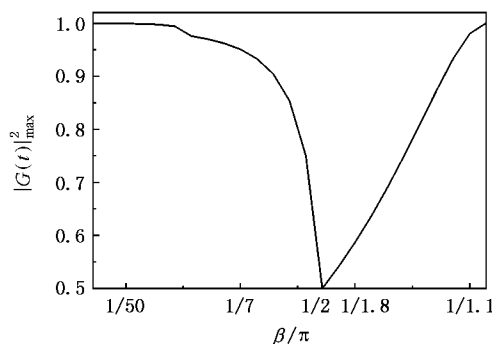


图 7  $|\alpha(t)|_{\max}^2$  随  $\beta$  变化的关系

图 (8) 所示为  $|\alpha(t)|_{\max}^2$  与  $\eta$  的关系曲线, 由于该图比较特殊, 我们作了三种情况来说明, 分别是

$$a: \left( q = 0.2, \beta = \frac{\pi}{10} \right),$$

$$b: \left( q = 4, \beta = \frac{\pi}{10} \right),$$

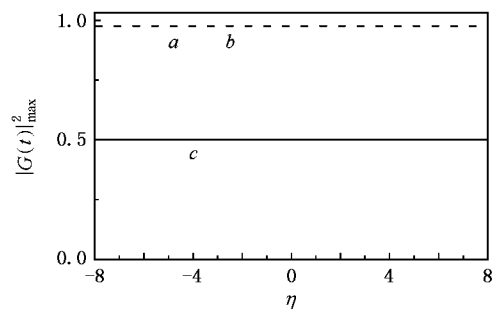


图 8  $|\alpha(t)|_{\max}^2$  随  $\eta$  变化的关系

$$c : \left( q = 1, \beta = \frac{\pi}{2} \right).$$

很特殊的现象,三种条件下得到的都是直线,其中  $a, b$  是一样的,  $|G(t)|_{\max}^2 = 0.9755$ , 情况  $c$  时,  $|G(t)|_{\max}^2 = 0.5$ . 这说明  $\exp(-i\eta)$  并不能单独影响  $|G(t)|_{\max}^2$  的大小,它只能与  $\sin\left(\frac{\beta}{2}\right)$  合在一起作为  $A(0)$  才能影响  $|G(t)|_{\max}^2$  的大小.

图 9 是  $|G(t)|_{\max}^2$  随失谐量变化的关系图. 此时  $|G(0)|^2 = 0.75$ . 可以看出,图 9(a) 与 (b) 趋势是一样的,与初态为原子态的情况完全相反,在共振的

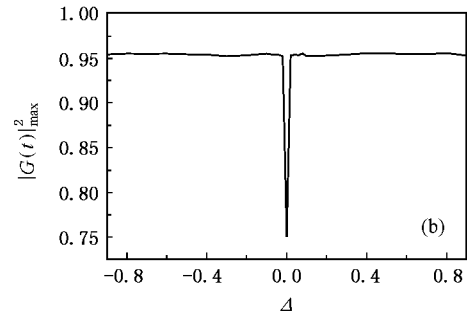
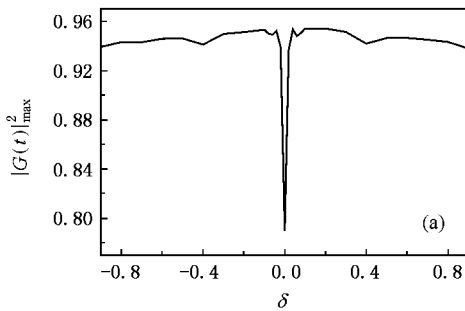


图 9  $q = 0.4, \beta = \frac{\pi}{3}, \eta = 2$  时 (a)  $|G(t)|_{\max}^2$  随  $\delta$  变化的关系 (b)  $|G(t)|_{\max}^2$  随  $\Delta$  变化的关系

至于  $|G(t)|_{\max}^2$  与衰减项的关系,趋势倒是与初态为原子态时的情况一样,随着衰减的增大  $|G(t)|_{\max}^2$  在逐渐减小. 本文就不单独列出它们的关系图了.

## 5. 结论与展望

本文利用解析和数值的方法对  $\Lambda$  型原子-分子三能级系统的量子动力学形为进行了详细研究,计算了各种因素对分子转化率的影响. 结果表明,不同系统初始对转化率有比较大的影响,理想情况下,在

时候 ( $\delta = \Delta = 0$ )  $|G(t)|_{\max}^2 = 0.75$  反而是最小的,与初始时刻的取值相同,系统还处于暗态. 而在大部分时候  $|G(t)|_{\max}^2$  的取值都是比较接近的,而且比初始值要大,  $|G(t)|_{\max}^2$  随  $\Delta$  的变化尤其明显,这是因为系统有失谐的时候,暗态就被破坏掉了,  $|G(t)|_{\max}^2$  就不会是初始值了,而且会因为得到由原子态转化来的分子而比初始值要大. 从图 9 也可以看出,除共振时候外,分子布居率随失谐量的变化很小. 这说明在初态为暗态的时候失谐量对分子布居率的影响比初态为原子态时要小.

初始态为原子态时在两个拉比频率相等时,可以得到较高的分子转化率,而初始态为暗态时,分子转化率为一常数,而当暗态被破坏后得到的分子转化率往往比初始值要大. 光场的失谐通常会造转化率降低,但是初态为暗态时反而会增大转化率. 初态为原子态时,在共振的情况下,分子转化率最高,而初态为暗态时则正相反,而且失谐量对分子布居率的影响在初态为暗态时也要比初态为原子态时小的多. 利用含时可调拉比频率可以实现可控制的粒子数转移. 无论是哪种初始态衰减的影响都是一样的,衰减越大分子转化率越小.

- [1] Doyle J, Friedrich B, Krens R V, Masnou-Seeuws F 2004 *Eur. Phys. J. D* **31** 149
- [2] Mackie M, Collin A, Javanainen J, 2005 *Phys. Rev. A* **71** 017601
- [3] Bergmann K, Theuer H, Shore B W 1998 *Rev. Mod. Phys.* **70** 1003
- [4] Mu R W, Li Y L, Ji X M, Yin J P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6333 (in Chinese) [沐仁旺、李雅丽、纪宪明、印建平 2006 物理学报 **55** 6333]

- [5] Bahns J T, Gould P L, Stwalley W C 2000 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **42** 171
- [6] Wang L R, Jia S T 2006 *Acta Sin. Quan. Opt.* **12** 143 (in Chinese) [汪丽蓉、贾锁堂 2006 量子光学学报 **12** 143]
- [7] Kleppner D 2000 *Phys. Today* **57** 12
- [8] Xie M, Ling L, Yang G J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3616 (in Chinese) [谢 、凌 琳、杨国建 2005 物理学报 **54** 3616]
- [9] Harris S E 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 552
- [10] Scully M O 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 1855

- [ 11 ] Scully M O , Zhu S Y , Gavrielides A 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 2813
- [ 12 ] Aspect A , Arimodno E , Kaiser R , Vansteenkiste N , Cohen-Tannoudji C 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 826
- [ 13 ] Drummond P D , Kheruntsyan K V , Heinzen D J , Wynar R H 2002 *Phys. Rev. A* **65** 063619
- [ 14 ] Jin G R , Liu W M 2004 *Phys. Rev. A* **70** 013803
- [ 15 ] Vardi A , Abrashkevich D , Frishman E , Shapiro M 1997 *Chem. Phys.* **107** 6166
- Vardi A , Yurovsky V A , Anglin J R 2001 *Phys. Rev. A* **64** 063611
- [ 16 ] Wu S , Kuang Y 2004 *Journal of Atomic And Molecular Physics* **21** 210 ( in Chinese ) [ 吴 嵩、旷 冶 2004 原子与分子物理学报 **21** 210 ]
- [ 17 ] Kokkelmans S J J M F , Vissers H M J , Verhaar B J 2001 *Phys. Rev. A* **63** 031601
- [ 18 ] Mackie M 2002 *Phys. Rev. A* **66** 043613
- [ 19 ] Winkler K , Thalhammer G , Theis M , Ritsch H , Grimm R , Hecker-Denschlag J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 063202

## The molecule production rate in a $\Lambda$ configuration atom-molecular three-level system<sup>\*</sup>

Sun Xiao-Peng<sup>1)</sup> Feng Zhi-Fang<sup>1)</sup> Li Wei-Dong<sup>1,2)†</sup> Jia Suo-Tang<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> *Institute of Theoretical Physics , College of Physics and Electronics Engineering , Shanxi University , Taiyuan 030006 , China )*

<sup>2)</sup> *State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices , College of Physics and Electronics Engineering , Shanxi University , Taiyuan 030006 , China )*

( Received 27 December 2006 ; revised manuscript received 10 January 2007 )

### Abstract

In this paper , we investigate the quantum dynamics of the  $\Lambda$  configuration atom-molecular three-level system analytically and numerically . Then the production rate of molecule is consequently studied . Our results show that the production rate depends on the initial condition . Under ideal condition , one can have complete transformation with the equivalent Rabi frequency when the initial state is the atomic state , while for the dark state , the production rate is constant . The detuning of the coupling optical field usually decreases the production rate , but increases it for the dark state .

**Keywords :** ultra-cold molecule , translation rate ,  $\Lambda$  configuration atom-molecular three-level system

**PACC :** 3380P , 3280P

<sup>\*</sup> Project supported by National Basic Research Program of China ( Grant No. 2006CB921603 ) , the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10444002 , 10674087 ) , the Natural Science Foundation of Shanxi Province , China ( Grant No. 2006011004 ) , the Shanxi Provincial Foundation for Returned Scholars , the Scientific Research Foundation of the State Human Resource Ministry for Returned Chinese Scholars and the Scientific Research Foundation for the Returned Overseas Chinese Scholars , Ministry of Education of China .

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : wdli@sxu.edu.cn