

混沌场近似下锂原子光致漂移过程的动力学模型

柴俊杰 陈日升 许文强

核工业理化工程研究院, 天津 300180

摘要 以锂原子的光致漂移过程为例,从分析光致漂移的物理过程和锂原子的跃迁超精细吸收谱出发,结合分子动力学的输运方程和光与原子作用半径近似下的密度矩阵,在光致漂移过程的动力学理论模型中同时引入了能级简并、超精细结构等因素,并以碰撞弛豫时间近似的方式将碰撞过程作为弛豫量引入微分方程组。在此基础上,在光致漂移过程中考虑了激光线宽的统计场处理方式,并成功推导了混沌场近似下的光致漂移过程中不同速度的锂原子在基态和激发态简并能级上布居分布的微分方程组。

关键词 原子与分子物理学;光致漂移;漂移速率;锂原子;混沌场

中图分类号 O562

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.0102001

Dynamic Model on Light Induced Drift of Lithium Atom Using Chaotic Field Approximation

Chai Junjie Chen Risheng Xu Wenqiang

Research Institute of Physical and Chemical Engineering of Nuclear Industry, Tianjin 300180, China

Abstract According to physical process of light induced drift (LID) and hyperfine structure of lithium absorbing spectrum, the Boltzmann collision equation of gas diffusion and density matrix equation of semi-classical theory are combined to gain the dynamic simulation model of LID, in which, the delay time approximation and chaotic field model are used, and hyperfine structure and redistribution of excited state are taken into account. Using the statistic method of laser line width in LID, the differential equations of distribution on base and excited states of lithium atom with different velocities is proposed with chaotic field approximation.

Key words atomic and molecular physics; light induced drift; drift velocity; lithium atom; chaotic field

OCIS codes 020.2930; 020.2070; 020.1335

1 引言

气体的光致漂移现象(LID)最先由 Gelmukhanov 等^[1-2]发现。激光共振作用于某种气体粒子,当激光频率略微偏移中心吸收频率时,该粒子在缓冲气体环境下会产生宏观的定向漂移。该现象可以解释为:当激光针对具有多普勒展宽吸收谱的粒子进行“速度选择性激发”,使得特定速度(速度是指粒子热运动速度向激光传播方向投影的一维速度分量)分布的粒子部分布居到激发态上,而其他速度分布的粒子保持基态不变,由于激发态粒子与缓冲气体的碰撞输运特性与基态粒子的有差异,两种过程的平衡使得粒子在激光束方向上的速度分布产生不对称性,从而在宏观上表现出粒子气体的定向漂移。粒子宏观漂移的方向可以与激光束方向一致,也可以与激光束方向相反,这取决于激光中心频率与粒子能级跃迁共振频率的差值(失谐量)的正负。失谐量小于零时,粒子宏观漂移方向与激光传播方向一致;失谐量大于零时,粒子宏观漂移方向与激光传播方向相反;失谐量等于零时,则没有光致漂移现象^[1-2]。

收稿日期: 2014-05-29; 收到修改稿日期: 2014-07-21

作者简介: 柴俊杰(1982-),男,硕士,高级工程师,主要从事激光原子共振光谱、激光同位素分离等方面的研究。

E-mail: chai-jj@163.com

光致漂移现象被发现后,就很快地被应用于同位素分离研究^[3-7],它能使被激光作用的组分在混合气体中产生很大的丰度分化(浓缩或者贫化),并且具有很高的选择性。随后,这一效应又被应用到了天体物理^[8-13]、固体物理^[14-15]、激光锁频^[16]、半导体物理^[17]等领域。

Bakhtadze等^[18]对光致漂移过程进行了理论建模,其中对碰撞采用了强碰撞模型,对光与原子相互作用则采用密度矩阵模型。Gelmukhanov等^[19]则在光致漂移动力学模型中引入能级简并。随后Gelmukhanov等^[20]对于不同的碰撞过程的处理方式(如Grad近似、Lorentz近似等)进行了比较分析。Kryszewski等^[21]则采用了Keilson-Stoter碰撞核函数来描述速度相关的碰撞过程,并推导了LID速率的数值计算模型。Werij等^[22]又在光致漂移过程的理论模拟中考虑超精细结构的影响。KuSEer等^[23]第一次考虑了不同角量子数 J 、 m 下跃迁强度的变化。上面文献中分别将能级简并、超精细结构、不同 J 、 m 下跃迁强度变化等引入了光致漂移过程的动力学模型,但未有一篇文献有综合以上所有因素的细致模型。同时,激光线宽作为一个重要的激光参数,也鲜有文献提及其处理方式。

本文将以锂原子的光致漂移过程为例,在引入能级简并、超精细结构、不同 J 、 m 下跃迁强度等因素,并考虑激光线宽的统计场处理方式,从而建立理论分析模型,并开展光致漂移过程参数的影响模拟,分析总结其影响规律。在一个数值模型中将能级简并、超精细结构、不同 J 、 m 下跃迁强度等因素作统一考虑,并同时采用统计场处理方式将激光线宽也引入模型,这使得创建的数值模型具备考虑更为细致的原子能级结构参数和激光参数的能力,从而可以研究光致漂移过程动力学中各参数之间的相互干扰问题,并有能力获得各参数的优化匹配方案。

2 锂原子的光谱结构

锂原子天然存在两种同位素:⁶Li,天然丰度7.5%;⁷Li,天然丰度92.5%。锂的两种同位素都存在核自旋,⁶Li的核自旋为1,⁷Li的核自旋为3/2。锂原子的光谱结构较为简单,考虑基态 $1s^2 2s^1$ 到激发态 $1s^2 2p^1$ 的跃迁。由于核自旋不为零,使得光谱中存在超精细结构,⁶Li和⁷Li的分裂情况将会出现差异^[24],如图1、图2所示。

这里将考虑⁶Li同位素的 $^2S_{1/2}$ 到 $^2P_{1/2}$ 跃迁、⁷Li同位素的 $^2S_{1/2}$ 到 $^2P_{3/2}$ 跃迁这两个跃迁谱,其吸收谱超精细分裂宽度分别达到了670.9 MHz、820.8 MHz,这与激光线宽和多普勒展宽基本在一个量级,所以在需要严谨地分析这一跃迁导致的光致漂移过程时,必须要考虑其超精细结构和能级简并的影响。

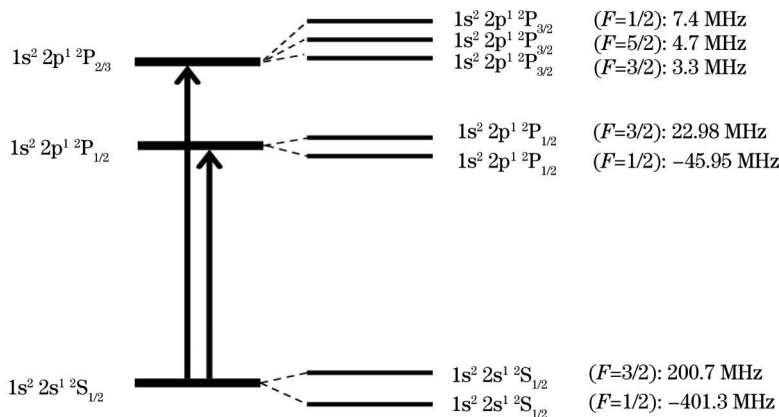


图1 $1s^2 2s^1 - 1s^2 2p^1$ 跃迁⁶Li的超精细结构

Fig. 1 Hyperfine structure of ⁶Li $1s^2 2s^1 - 1s^2 2p^1$ excitation

下面分析默认激光为线偏振光(实际上,大部分的激光器输出激光也是偏振度很高的线偏振光),按照跃迁定则有跃迁上下能级的总角动量量子数 J 的差值 $\Delta J=0, \pm 1$,磁量子数 m 的差值 $\Delta m=0$ 。对于⁶Li同位素的 $^2S_{1/2}$ 到 $^2P_{1/2}$ 跃迁,考虑能级简并和跃迁定则,不同的磁量子数存在不同的跃迁系列: $m=\pm 1/2$ 、 $m=\pm 3/2$ 跃迁系列。这两个跃迁系列之间并非完全相互独立,激发态存在自发衰变现象,而从激发态自发衰变是随机的,三个激发态简并能级各自衰变时,其向三个基态简并能级的几率可以认为是基本一致的,如此就使得两个没有激光联系的跃迁系列产生了布居联系。⁷Li同位素的 $^2S_{1/2}$ 到 $^2P_{3/2}$ 跃迁存在 $m=0$ 、 $m=\pm 1$ 、 $m=\pm 2$ 三个跃迁系列,

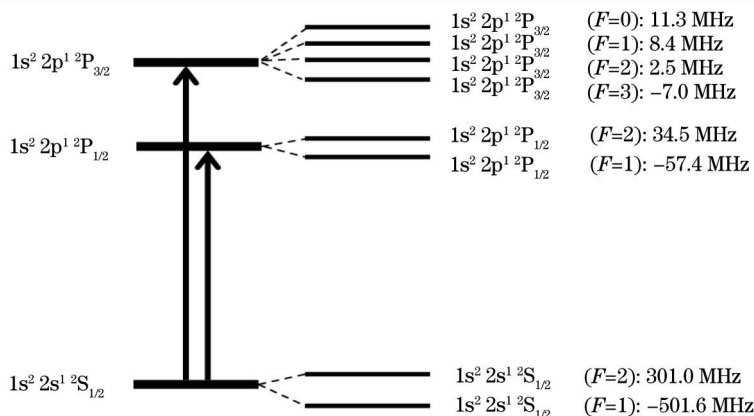


图2 $1s^2 2s^1 - 1s^2 2p^1$ 跃迁 ^7Li 的超精细结构

Fig.2 Hyperfine structure of $^7\text{Li } 1s^2 2s^1 - 1s^2 2p^1$ excitation

这三个跃迁系列也由于激发态能级的自发衰变过程及锂原子和缓冲气体的碰撞弛豫建立了一定的联系。

3 动力学模型

光致漂移现象中主要过程:激光对粒子的“速度选择性激发”过程、粒子和缓冲气体的碰撞过程和粒子的自由扩散。这里引入分子动力学的输运方程来说明这三个物理过程的关系^[25]:

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \frac{\partial \rho(\mathbf{r}, t)}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\mathbf{F}}{m_0} \cdot \frac{\partial \rho(\mathbf{r}, t)}{\partial \mathbf{v}} + \left[\frac{\partial \rho(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \right]_c + \left[\frac{\partial \rho(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \right]_s, \quad (1)$$

式中等号左边为锂原子布居数随时间的变化量,等号右边4项依次分别表示锂原子的扩散项、外力作用项(激光的“速度选择性激发”作用)、碰撞项和源项, \mathbf{v} 为粒子的热运动速度矢量, \mathbf{r} 为粒子的空间坐标, $\rho(\mathbf{r}, t)$ 为对应位置、时刻的粒子数, \mathbf{F} 为外力, m_0 为粒子质量。

光致漂移的微观表现为锂原子与缓冲气体的碰撞和“速度选择性激发”两个过程平衡而形成锂原子速度分布的不对称性,所以需要考虑在激光作用下,不同速度分布的锂原子在基态简并能级和激发态简并能级上的布居分布。暂不考虑源项,因此输运方程在光致漂移过程中可表示为

$$\frac{\partial \rho(v_x, \mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \frac{\partial \rho(v_x, \mathbf{r}, t)}{\partial \mathbf{r}} - \left[\frac{\partial \rho(v_x, \mathbf{r}, t)}{\partial t} \right]_{\text{laser}} + \left[\frac{\partial \rho(v_x, \mathbf{r}, t)}{\partial t} \right]_c. \quad (2)$$

下面分析(2)式中等号右边三项的时间响应,第二项(激光作用项)的特征时间一般小于 1×10^{-7} s,第三项(碰撞作用项)的特征时间是由缓冲气体的分压决定的,一般小于 1×10^{-6} s,而第一个项(扩散项)的特征时间就相对来说大很多,引起毫米量级的位置变化的时间一般大于 1×10^{-3} s,所以先考虑后面两个快变项的平衡,即

$$\frac{\partial \rho(v_x, \mathbf{r}, t)}{\partial t} = - \left[\frac{\partial \rho(v_x, \mathbf{r}, t)}{\partial t} \right]_{\text{laser}} + \left[\frac{\partial \rho(v_x, \mathbf{r}, t)}{\partial t} \right]_c. \quad (3)$$

求解这一过程,就可以获得锂原子在两个快变项的作用下平衡后各个速度区间上的布居,由此可以估算出光致漂移速率。

应用光与原子相互作用的半经典理论模型,按照偶极近似,写出对应于简并能级的密度矩阵方程组^[26],引入激发态能级的自发衰变,其自发衰变速率为激发态能级寿命的倒数,设为 A 。另外,碰撞对该6个简并能级的速度分布的影响,可以在密度矩阵中引入碰撞弛豫时间^[25],相应于基态和激发态分别为 τ_g, τ_e 。

为了引入激光线宽,在密度矩阵微分方程组的基础上按照混沌场模型^[27-29]进行统计场的平均处理。由此,分别推导得到了 ^6Li 同位素的 $^2S_{1/2}$ 到 $^2P_{1/2}$ 跃迁和 ^7Li 同位素的 $^2S_{1/2}$ 到 $^2P_{3/2}$ 跃迁的光致漂移过程的布居动力学微分方程组。

混沌场对于多纵模激光是一个很好的近似^[27],在光场的经典平面波描述中,将电场表达为 $E(t) = x(t) + iy(t)$,并假设遵循 Markov 过程,满足 Langvin 方程。由此引入了振幅和相位的随机变化,该随机变化可用 Fokker-Planck 方程描述 $(\partial/\partial t + \hat{L})\mathbf{P} = 0$,其中 \mathbf{P} 为分布函数, \hat{L} 为 Fokker-Planck 算子。此时,多模激光可表达为场时

域相关函数的形式,进行傅里叶变换获得其频域分布,将获得 Lorentz 线型。

将该混沌场表述引入密度矩阵方程,可表达为 $[i(\partial/\partial t + \hat{L}) + \hat{Q}]P = 0$, 其中 \hat{Q} 为激光与原子相互作用的密度矩阵算符。

在此基础上,对混沌场的随机相位和随机振幅进行统计平均,Fokker-Planck 算子的变换过程中将引入两个相关级数 α, m , 其中当 $\alpha=m=0$ 时,为平均结果。

这里只列出 ${}^6\text{Li}$ 同位素的 ${}^2\text{S}_{1/2}$ 到 ${}^2\text{P}_{1/2}$ 跃迁的模拟结果,按照超精细简并能级的处理, ${}^6\text{Li}$ 同位素的 ${}^2\text{S}_{1/2}$ 到 ${}^2\text{P}_{1/2}$ 跃迁中可以表达为 6 个简并能级: $({}^2\text{S}_{1/2}, F=1/2, m=\pm 1/2)$ 、 $({}^2\text{S}_{1/2}, F=3/2, m=\pm 1/2)$ 、 $({}^2\text{P}_{1/2}, F=1/2, m=\pm 1/2)$ 、 $({}^2\text{P}_{1/2}, F=3/2, m=\pm 1/2)$ 、 $({}^2\text{S}_{1/2}, F=3/2, m=\pm 3/2)$ 、 $({}^2\text{P}_{1/2}, F=3/2, m=\pm 3/2)$, 如图 3 所示。

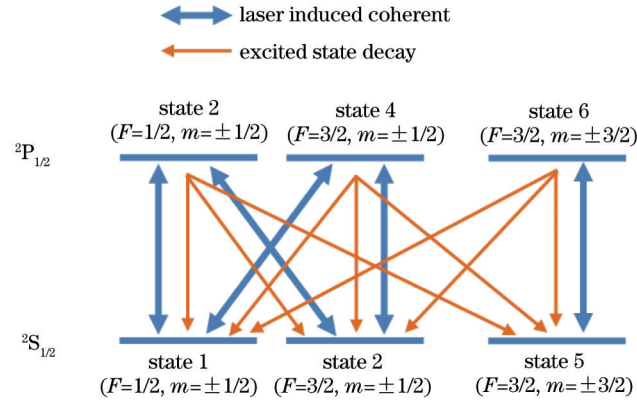


图 3 ${}^6\text{Li}$ 同位素 ${}^2\text{S}_{1/2}$ - ${}^2\text{P}_{1/2}$ 跃迁的超精细简并能级跃迁图

Fig.3 ${}^6\text{Li}$ ${}^2\text{S}_{1/2}$ - ${}^2\text{P}_{1/2}$ excitation scheme of hyperfine state with degeneration

${}^6\text{Li}$ 同位素的 ${}^2\text{S}_{1/2}$ 到 ${}^2\text{P}_{1/2}$ 跃迁的光致漂移过程的布居动力学微分方程组如下:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{11}^{\alpha,m}(v_x)}{\partial t} = & -\Lambda \cdot \rho_{11}^{\alpha,m}(v_x) + \frac{A}{3} [\rho_{33}^{\alpha,m}(v_x) + \rho_{44}^{\alpha,m}(v_x) + \rho_{66}^{\alpha,m}(v_x)] + \frac{f_0(v_x) \cdot \sum_{v_x'} \rho_{11}^{\alpha,m}(v_x') - \rho_{11}^{\alpha,m}(v_x)}{\tau_g} + \\ & \frac{i}{2} \Omega_{13} [\sqrt{m+1} \rho_{31}^{\alpha-1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{31}^{\alpha-1,m+1}(v_x)] - \frac{i}{2} \Omega_{13} [\sqrt{m+1} \rho_{13}^{\alpha+1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{13}^{\alpha+1,m+1}(v_x)] + \\ & \frac{i}{2} \Omega_{14} [\sqrt{m+1} \rho_{41}^{\alpha-1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{41}^{\alpha-1,m+1}(v_x)] - \frac{i}{2} \Omega_{14} [\sqrt{m+1} \rho_{14}^{\alpha+1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{14}^{\alpha+1,m+1}(v_x)], \end{aligned} \quad (4a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{12}^{\alpha,m}(v_x)}{\partial t} = & -\Lambda \cdot \rho_{12}^{\alpha,m}(v_x) + i\omega_{12} \rho_{12}^{\alpha,m}(v_x) + \frac{i}{2} \Omega_{13} [\sqrt{m+1} \rho_{32}^{\alpha-1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{32}^{\alpha-1,m+1}(v_x)] - \\ & \frac{i}{2} \Omega_{23} [\sqrt{m+1} \rho_{13}^{\alpha+1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{13}^{\alpha+1,m+1}(v_x)] + \frac{i}{2} \Omega_{14} [\sqrt{m+1} \rho_{42}^{\alpha-1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{42}^{\alpha-1,m+1}(v_x)] - \\ & \frac{i}{2} \Omega_{24} [\sqrt{m+1} \rho_{14}^{\alpha+1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{14}^{\alpha+1,m+1}(v_x)], \end{aligned} \quad (4b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{13}^{\alpha,m}(v_x)}{\partial t} = & -\Lambda \cdot \rho_{13}^{\alpha+1,m}(v_x) + i\Delta_{13} \rho_{13}^{\alpha+1,m}(v_x) - \frac{A}{2} \rho_{13}^{\alpha+1,m}(v_x) + \frac{i}{2} \Omega_{13} \sqrt{m+1} [\rho_{33}^{\alpha,m}(v_x) - \rho_{33}^{\alpha,m-1}(v_x)] - \\ & \frac{i}{2} \Omega_{13} [\sqrt{m+2} \rho_{11}^{\alpha,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{11}^{\alpha,m+1}(v_x)] + \frac{i}{2} \Omega_{14} \sqrt{m+1} [\rho_{43}^{\alpha,m}(v_x) - \rho_{43}^{\alpha,m-1}(v_x)] - \\ & \frac{i}{2} \Omega_{23} [\sqrt{m+2} \rho_{12}^{\alpha,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{12}^{\alpha,m+1}(v_x)], \end{aligned} \quad (4c)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{14}^{\alpha,m}(v_x)}{\partial t} = & -\Lambda \cdot \rho_{14}^{\alpha+1,m}(v_x) + i\Delta_{14} \rho_{14}^{\alpha+1,m}(v_x) - \frac{A}{2} \rho_{14}^{\alpha+1,m}(v_x) + \frac{i}{2} \Omega_{13} \sqrt{m+1} [\rho_{34}^{\alpha,m}(v_x) - \rho_{34}^{\alpha,m-1}(v_x)] - \\ & \frac{i}{2} \Omega_{14} [\sqrt{m+2} \rho_{11}^{\alpha,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{11}^{\alpha,m+1}(v_x)] + \frac{i}{2} \Omega_{14} \sqrt{m+1} [\rho_{44}^{\alpha,m}(v_x) - \rho_{44}^{\alpha,m-1}(v_x)] - \\ & \frac{i}{2} \Omega_{24} [\sqrt{m+2} \rho_{12}^{\alpha,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{12}^{\alpha,m+1}(v_x)], \end{aligned} \quad (4d)$$

$$\frac{\partial \rho_{15}^{\alpha,m}(v_x)}{\partial t} = -\Lambda \cdot \rho_{15}^{\alpha,m}(v_x) + i\omega_{15} \rho_{15}^{\alpha,m}(v_x), \quad (4e)$$

$$\frac{\partial \rho_{16}^{\alpha,m}(v_x)}{\partial t} = -\Lambda \cdot \rho_{16}^{\alpha+1,m}(v_x) + i\Delta_{16} \rho_{16}^{\alpha+1,m}(v_x) - \frac{A}{2} \rho_{16}^{\alpha+1,m}(v_x), \quad (4f)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{22}^{\alpha,m}(v_x)}{\partial t} = & -\Lambda \cdot \rho_{22}^{\alpha,m}(v_x) + \frac{A}{3} [\rho_{33}^{\alpha,m}(v_x) + \rho_{44}^{\alpha,m}(v_x) + \rho_{66}^{\alpha,m}(v_x)] + \frac{f_0(v_x) \cdot \sum_{v_x'} \rho_{22}^{\alpha,m}(v_x') - \rho_{22}^{\alpha,m}(v_x)}{\tau_g} + \\ & \frac{i}{2} \Omega_{23} [\sqrt{m+1} \rho_{32}^{\alpha-1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{32}^{\alpha-1,m+1}(v_x)] - \frac{i}{2} \Omega_{23} [\sqrt{m+1} \rho_{23}^{\alpha+1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{23}^{\alpha+1,m+1}(v_x)] + \\ & \frac{i}{2} \Omega_{24} [\sqrt{m+1} \rho_{42}^{\alpha-1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{42}^{\alpha-1,m+1}(v_x)] - \frac{i}{2} \Omega_{24} [\sqrt{m+1} \rho_{24}^{\alpha+1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{24}^{\alpha+1,m+1}(v_x)], \end{aligned} \quad (4g)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{23}^{\alpha,m}(v_x)}{\partial t} = & -\Lambda \cdot \rho_{23}^{\alpha+1,m}(v_x) + i\Delta_{23} \rho_{23}^{\alpha+1,m}(v_x) - \frac{A}{2} \rho_{23}^{\alpha+1,m}(v_x) + \frac{i}{2} \Omega_{23} \sqrt{m+1} [\rho_{33}^{\alpha,m}(v_x) - \rho_{33}^{\alpha,m-1}(v_x)] - \\ & \frac{i}{2} \Omega_{13} [\sqrt{m+2} \rho_{21}^{\alpha,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{21}^{\alpha,m+1}(v_x)] + \frac{i}{2} \Omega_{24} \sqrt{m+1} [\rho_{43}^{\alpha,m}(v_x) - \rho_{43}^{\alpha,m-1}(v_x)] - \\ & \frac{i}{2} \Omega_{23} [\sqrt{m+2} \rho_{22}^{\alpha,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{22}^{\alpha,m+1}(v_x)], \end{aligned} \quad (4h)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{24}^{\alpha,m}(v_x)}{\partial t} = & -\Lambda \cdot \rho_{24}^{\alpha+1,m}(v_x) + i\Delta_{24} \rho_{24}^{\alpha+1,m}(v_x) - \frac{A}{2} \rho_{24}^{\alpha+1,m}(v_x) + \frac{i}{2} \Omega_{23} \sqrt{m+1} [\rho_{34}^{\alpha,m}(v_x) - \rho_{34}^{\alpha,m-1}(v_x)] - \\ & \frac{i}{2} \Omega_{14} [\sqrt{m+2} \rho_{21}^{\alpha,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{21}^{\alpha,m+1}(v_x)] + \frac{i}{2} \Omega_{24} \sqrt{m+1} [\rho_{44}^{\alpha,m}(v_x) - \rho_{44}^{\alpha,m-1}(v_x)] - \\ & \frac{i}{2} \Omega_{24} [\sqrt{m+2} \rho_{22}^{\alpha,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{22}^{\alpha,m+1}(v_x)], \end{aligned} \quad (4i)$$

$$\frac{\partial \rho_{25}^{\alpha,m}(v_x)}{\partial t} = -\Lambda \cdot \rho_{25}^{\alpha,m}(v_x) + i\omega_{25} \rho_{25}^{\alpha,m}(v_x), \quad (4j)$$

$$\frac{\partial \rho_{26}^{\alpha,m}(v_x)}{\partial t} = -\Lambda \cdot \rho_{26}^{\alpha+1,m}(v_x) + i\Delta_{26} \rho_{26}^{\alpha+1,m}(v_x) - \frac{A}{2} \rho_{26}^{\alpha+1,m}(v_x), \quad (4k)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{33}^{\alpha,m}(v_x)}{\partial t} = & -\Lambda \cdot \rho_{33}^{\alpha,m}(v_x) - A \rho_{33}^{\alpha,m}(v_x) + \frac{f_0(v_x) \cdot \sum_{v_x'} \rho_{33}^{\alpha,m}(v_x') - \rho_{33}^{\alpha,m}(v_x)}{\tau_e} + \\ & \frac{i}{2} \Omega_{13} [\sqrt{m+1} \rho_{13}^{\alpha+1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{13}^{\alpha+1,m+1}(v_x)] - \frac{i}{2} \Omega_{13} [\sqrt{m+1} \rho_{31}^{\alpha-1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{31}^{\alpha-1,m+1}(v_x)] + \\ & \frac{i}{2} \Omega_{23} [\sqrt{m+1} \rho_{23}^{\alpha+1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{23}^{\alpha+1,m+1}(v_x)] - \frac{i}{2} \Omega_{23} [\sqrt{m+1} \rho_{32}^{\alpha-1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{32}^{\alpha-1,m+1}(v_x)], \end{aligned} \quad (4l)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{34}^{\alpha,m}(v_x)}{\partial t} = & -\Lambda \cdot \rho_{34}^{\alpha,m}(v_x) + i\omega_{34} \rho_{34}^{\alpha,m}(v_x) + \frac{i}{2} \Omega_{13} [\sqrt{m+1} \rho_{14}^{\alpha+1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{14}^{\alpha+1,m+1}(v_x)] - \\ & \frac{i}{2} \Omega_{14} [\sqrt{m+1} \rho_{31}^{\alpha-1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{31}^{\alpha-1,m+1}(v_x)] + \frac{i}{2} \Omega_{23} [\sqrt{m+1} \rho_{24}^{\alpha+1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{24}^{\alpha+1,m+1}(v_x)] - \\ & \frac{i}{2} \Omega_{24} [\sqrt{m+1} \rho_{32}^{\alpha-1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{32}^{\alpha-1,m+1}(v_x)], \end{aligned} \quad (4m)$$

$$\frac{\partial \rho_{35}^{\alpha,m}(v_x)}{\partial t} = -\Lambda \cdot \rho_{35}^{\alpha-1,m}(v_x) + i\Delta_{35} \rho_{35}^{\alpha-1,m}(v_x) - \frac{A}{2} \rho_{35}^{\alpha-1,m}(v_x), \quad (4n)$$

$$\frac{\partial \rho_{36}^{\alpha,m}(v_x)}{\partial t} = -\Lambda \cdot \rho_{36}^{\alpha,m}(v_x) + i\omega_{36} \rho_{36}^{\alpha,m}(v_x) - A \rho_{36}^{\alpha,m}(v_x), \quad (4o)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{44}^{\alpha,m}(v_x)}{\partial t} = & -\Lambda \cdot \rho_{44}^{\alpha,m}(v_x) - A \rho_{44}^{\alpha,m}(v_x) + \frac{f_0(v_x) \cdot \sum_{v_x'} \rho_{44}^{\alpha,m}(v_x') - \rho_{44}^{\alpha,m}(v_x)}{\tau_e} + \\ & \frac{i}{2} \Omega_{14} [\sqrt{m+1} \rho_{14}^{\alpha+1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{14}^{\alpha+1,m+1}(v_x)] - \frac{i}{2} \Omega_{14} [\sqrt{m+1} \rho_{41}^{\alpha-1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{41}^{\alpha-1,m+1}(v_x)] + \\ & \frac{i}{2} \Omega_{24} [\sqrt{m+1} \rho_{24}^{\alpha+1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{24}^{\alpha+1,m+1}(v_x)] - \frac{i}{2} \Omega_{24} [\sqrt{m+1} \rho_{42}^{\alpha-1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{42}^{\alpha-1,m+1}(v_x)], \end{aligned} \quad (4p)$$

$$\frac{\partial \rho_{45}^{\alpha,m}(v_x)}{\partial t} = -\Lambda \cdot \rho_{45}^{\alpha-1,m}(v_x) + i\Delta_{45} \rho_{45}^{\alpha-1,m}(v_x) - \frac{A}{2} \rho_{45}^{\alpha-1,m}(v_x), \quad (4q)$$

$$\frac{\partial \rho_{46}^{\alpha,m}(v_x)}{\partial t} = -\Lambda \cdot \rho_{46}^{\alpha,m}(v_x) + i\omega_{46} \rho_{46}^{\alpha,m}(v_x) - A \rho_{46}^{\alpha,m}(v_x), \quad (4r)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{55}^{\alpha,m}(v_x)}{\partial t} = & -\Lambda \cdot \rho_{55}^{\alpha,m}(v_x) + \frac{A}{3} [\rho_{33}^{\alpha,m}(v_x) + \rho_{44}^{\alpha,m}(v_x) + \rho_{66}^{\alpha,m}(v_x)] + \\ & \frac{f_0(v_x) \cdot \sum_{v_x'} \rho_{55}^{\alpha,m}(v_x') - \rho_{55}^{\alpha,m}(v_x)}{\tau_g} + \frac{i}{2} \Omega_{56} [\sqrt{m+1} \rho_{65}^{\alpha-1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{65}^{\alpha-1,m+1}(v_x)] - \\ & \frac{i}{2} \Omega_{56} [\sqrt{m+1} \rho_{56}^{\alpha+1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{56}^{\alpha+1,m+1}(v_x)], \end{aligned} \quad (4s)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{56}^{\alpha,m}(v_x)}{\partial t} = & -\Lambda \cdot \rho_{56}^{\alpha+1,m}(v_x) + i\Delta_{56} \rho_{56}^{\alpha+1,m}(v_x) - \frac{A}{2} \rho_{56}^{\alpha+1,m}(v_x) + \frac{i}{2} \Omega_{56} \sqrt{m+1} [\rho_{66}^{\alpha,m}(v_x) - \rho_{66}^{\alpha,m-1}(v_x)] - \\ & \frac{i}{2} \Omega_{56} [\sqrt{m+2} \rho_{55}^{\alpha,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{55}^{\alpha,m+1}(v_x)], \end{aligned} \quad (4t)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{66}^{\alpha,m}(v_x)}{\partial t} = & -\Lambda \cdot \rho_{66}^{\alpha,m}(v_x) - A \rho_{66}^{\alpha,m}(v_x) + \frac{f_0(v_x) \cdot \sum_{v_x'} \rho_{66}^{\alpha,m}(v_x') - \rho_{66}^{\alpha,m}(v_x)}{\tau_e} + \\ & \frac{i}{2} \Omega_{56} [\sqrt{m+1} \rho_{56}^{\alpha+1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{56}^{\alpha+1,m+1}(v_x)] - \frac{i}{2} \Omega_{56} [\sqrt{m+1} \rho_{65}^{\alpha-1,m}(v_x) - \sqrt{m} \rho_{65}^{\alpha-1,m+1}(v_x)], \end{aligned} \quad (4u)$$

$$\rho_{ij}^{\alpha,m}(v_x) = \rho_{ji}^{-\alpha,m*}(v_x), \quad (4v)$$

式中当*i=j*时, ρ_i 表示在简并能级*i*上的布局几率,当*i≠j*时, ρ_{ij} 表示在简并能级*i*和简并能级*j*的关联程度, α,m 为激光场的相关级数, $\alpha=0,\pm 1,\pm 2,\pm 3\cdots,m=0,1,2,3\cdots,\Lambda=b(2m+|\alpha|),b$ 为激光线宽, A 为激发态的自发衰变速率, Ω_{ij} 为简并能级*i*和简并能级*j*跃迁的拉比频率^[26],

$$\begin{aligned} \Omega_{ij} = \frac{E_0}{\hbar} \cdot d_{ij} = \frac{E_0}{\hbar} \cdot \langle J_j, I, F_j, m_j | d | J_i, I, F_i, m_i \rangle = \frac{E_0}{\hbar} \cdot (-1)^{J_j+I+2F_j-m_j} \sqrt{(2F_i+1)(2F_j+1)} \delta_{m_i, m_j} \delta_{\lambda,0} \times \begin{Bmatrix} J_j & F_j & I \\ F_i & J_i & 1 \end{Bmatrix}, \\ \begin{pmatrix} F_j & 1 & F_i \\ -m_j & \lambda & m_i \end{pmatrix} \cdot \langle J_j | d | J_i \rangle, \end{aligned}$$

$\begin{Bmatrix} J_j & F_j & I \\ F_i & J_i & 1 \end{Bmatrix}$ 为Wigner 6*j*符号, $\begin{pmatrix} F_j & 1 & F_i \\ -m_j & \lambda & m_i \end{pmatrix}$ 为Wigner 3*j*符号, $\langle J_j | d | J_i \rangle$ 为约化偶极矩阵元, I 为核自旋量子数, J_i, F_i, m_i 分别是基态简并能级*i*相应的量子数, J_j, F_j, m_j 分别是激发态简并能级*j*相应的量子数, ω_{ij} 为简并能级*i*和简并能级*j*的能级频率差, Δ_{ij} 为简并能级*i*和简并能级*j*跃迁的失谐量, γ 为碰撞造成的激发态到基态的横向弛豫速率, τ_g 为基态锂原子与缓冲气体碰撞过程的弛豫时间, τ_e 为激发态锂原子与缓冲气体碰撞过程的弛豫时间, $f_0(v_x)$ 为Maxwell概率分布函数^[25],

$$f_0(v_x) = \int \frac{dv_x}{a\sqrt{\pi}} \cdot \exp(-v_x^2/a^2),$$

a 为锂原子气体的最可几速率,由气体温度决定^[25], $a = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}$, T 为气体温度, m_0 为锂原子质量。

在混沌场模型统计平均中,激光场的相关级数为无穷阶,一般数值计算都会作截断^[27-29]。为了数值计算难度能在控制合适的范围内,本文对激光场的相关级数作零阶近似,并忽略简并能级间的关联性。这一近似需要在 **$b \gg \Omega, A$** 的情况下才能适用^[28],在光致漂移过程中一般采用连续激光,基本能满足这一前提条件,由此得到简化后的⁶Li同位素的²S_{1/2}到²P_{1/2}跃迁的光致漂移过程的布居动力学微分方程组:

$$\frac{\partial \rho_1(v_x)}{\partial t} = W_{13} \rho_3(v_x) + W_{14} \rho_4(v_x) - (W_{13} + W_{14}) \rho_1(v_x) + \frac{A}{3} [\rho_3(v_x) + \rho_4(v_x) + \rho_6(v_x)] + \frac{f_0(v_x) \cdot \sum_{v_x'} \rho_1(v_x') - \rho_1(v_x)}{\tau_g}, \quad (5a)$$

$$\frac{\partial \rho_2(v_x)}{\partial t} = W_{23}\rho_3(v_x) + W_{24}\rho_4(v_x) - (W_{23} + W_{24})\rho_2(v_x) + \frac{A}{3}[\rho_3(v_x) + \rho_4(v_x) + \rho_6(v_x)] + \frac{f_0(v_x) \cdot \sum_{v'_x} \rho_2(v'_x) - \rho_2(v_x)}{\tau_g}, \quad (5b)$$

$$\frac{\partial \rho_3(v_x)}{\partial t} = W_{13}\rho_1(v_x) + W_{23}\rho_2(v_x) - (W_{13} + W_{23} + A)\rho_3(v_x) + \frac{f_0(v_x) \cdot \sum_{v'_x} \rho_3(v'_x) - \rho_3(v_x)}{\tau_e}, \quad (5c)$$

$$\frac{\partial \rho_4(v_x)}{\partial t} = W_{14}\rho_1(v_x) + W_{24}\rho_2(v_x) - (W_{14} + W_{24} + A)\rho_4(v_x) + \frac{f_0(v_x) \cdot \sum_{v'_x} \rho_4(v'_x) - \rho_4(v_x)}{\tau_e}, \quad (5d)$$

$$\frac{\partial \rho_5(v_x)}{\partial t} = W_{56}\rho_6(v_x) - W_{56}\rho_5(v_x) + \frac{A}{3}[\rho_3(v_x) + \rho_4(v_x) + \rho_6(v_x)] + \frac{f_0(v_x) \cdot \sum_{v'_x} \rho_5(v'_x) - \rho_5(v_x)}{\tau_g}, \quad (5e)$$

$$\frac{\partial \rho_6(v_x)}{\partial t} = W_{56}\rho_5(v_x) - (W_{56} + A)\rho_6(v_x) + \frac{f_0(v_x) \cdot \sum_{v'_x} \rho_6(v'_x) - \rho_6(v_x)}{\tau_e}, \quad (5f)$$

式中当 ρ_i 表示在简并能级 i 上的布局几率时,等同于(4)式中的 ρ_{ii} , W_{ij} 为激发速率,

$$W_{ij} = \frac{\Omega_{ij}^2(b + A/2)}{2 \cdot [\Delta_{ij}^2 + (b + A/2)^2]}.$$

4 数值计算及讨论

本节将以锂原子的光致漂移过程中 ${}^6\text{Li}$ 同位素的 ${}^2\text{S}_{1/2}$ 到 ${}^2\text{P}_{1/2}$ 跃迁为例,利用前面推导得到的光致漂移过程的布居动力学微分方程组,模拟光作用项与碰撞作用项对锂原子气体能级布居及速度分布的影响,并得到其平衡态的结果,也就是获得了锂原子在各个速度区间上的布居,由此可以估算出光致漂移速率。

由原子结构理论(FAC)^[30],可以计算得到锂原子的光谱参数: ${}^2\text{S}_{1/2}$ 到 ${}^2\text{P}_{1/2}$ 跃迁的约化偶极矩阵元 $\langle J_f || d || J_i \rangle \approx 1 \times 10^{-29}$ Cm;激发态 ${}^2\text{P}_{1/2}$ 的自发衰变速率 $A \approx 2.99 \times 10^7$ s $^{-1}$ 。

光致漂移过程的主要参数有:失谐量、激光线宽、激光功率密度、气体温度、缓冲气体的种类和缓冲气体的分压等。下面将分别就这些实验条件进行参数影响的模拟计算,分析其影响机制及物理涵义。

实验温度设定为360 K,激发态碰撞参数 τ_e 设定为 1×10^{-10} s,基态碰撞参数 τ_g 设定为 1×10^{-8} s,激光功率密度设定为1 W/cm 2 ,激光线宽分别设定为0.25、1、2 GHz,当激光失谐量在-3~3 GHz之间变化时,光致漂移速率的变化曲线如图4所示。

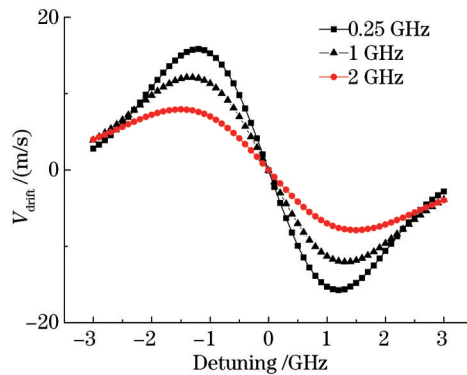


图4 不同激光线宽下光致漂移速率随激光失谐量的变化曲线

Fig.4 Drift velocity as a function of detuning with different linewidths

可以看到,虽然 ${}^6\text{Li}$ 同位素的 ${}^2\text{S}_{1/2}$ 到 ${}^2\text{P}_{1/2}$ 跃迁的超精细分裂较为复杂,但光致漂移的漂移速率随失谐量的变化曲线基本上是关于零点反对称。另外,在不同的激光线宽下(0.25、1、2 GHz),其最佳失谐量(漂移速率最大值处)差异不大,基本为 ± 1.3 GHz左右。

实验温度设定为 360 K, 激发态碰撞参数 τ_e 设定为 1×10^{-10} s, 基态碰撞参数 τ_g 设定为 1×10^{-8} s, 激光功率密度设定为 1 W/cm^2 , 激光失谐量分别设定为 -0.5 GHz 和 -1.3 GHz , 当激光线宽在 $0 \sim 2 \text{ GHz}$ 之间变化时, 光致漂移速率的变化曲线如图 5 所示。

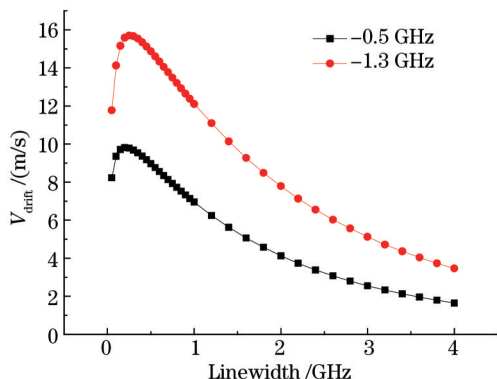


图 5 不同失谐量下光致漂移速率随激光线宽的变化曲线

Fig.5 Drift velocity as a function of laser linewidth with different detunings

由图 5 可见, 激光线宽存在一个最佳数值, 在上述设定情况下为 $0.2 \sim 0.3 \text{ GHz}$ 。激光线宽在实验中较难进行条件影响实验, 因为激光线宽是由激光器的腔型结构和选频元件等决定, 一般不能进行方便的调节。所以这个参数由理论模拟来得到较佳数值更具有实际意义。

实验温度设定为 360 K, 激发态碰撞参数 τ_e 设定为 1×10^{-10} s, 基态碰撞参数 τ_g 设定为 1×10^{-8} s, 激光失谐量设定为 -1.6 GHz , 激光线宽设定为 0.5 GHz , 当激光功率密度 P_{laser} 在 $0 \sim 20 \text{ W/cm}^2$ 之间变化时, 光致漂移速率 V_{drift} 的变化曲线如图 6 所示。

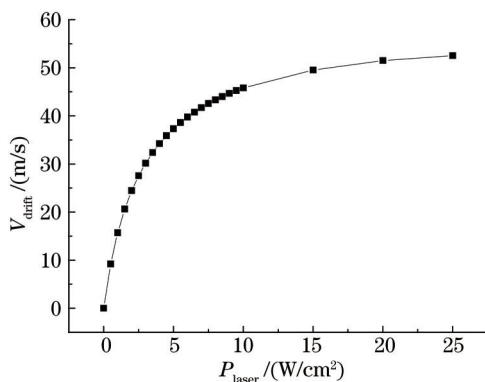


图 6 光致漂移速率随激光功率密度的变化曲线

Fig.6 Drift velocity as a function of laser power

可以看到, 在这种情况下激光功率密度约为 15 W/cm^2 时达到饱和点, 由此达到饱和的漂移速率要求的

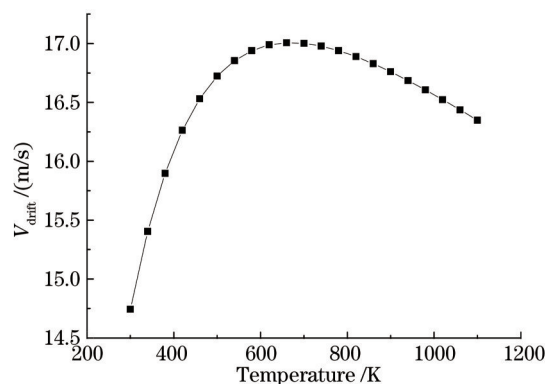


图 7 光致漂移速率随实验温度的变化曲线

Fig.7 Drift velocity as a function of temperature

激光功率密度还是较高的,特别是光致漂移法分离同位素时一般需要较大的光束直径,这就使得激光功率不能太低。

激发态碰撞参数 τ_e 设定为 1×10^{-10} s,基态碰撞参数 τ_g 设定为 1×10^{-8} s,激光失谐量设定为 -1.6 GHz,激光功率密度设定为 1 W/cm²,激光线宽设定为 0.5 GHz。当实验温度在 300 K~ 1100 K之间变化时,光致漂移速率的变化曲线如图7所示。

这里对于实验温度的模拟只限于实验温度影响到锂原子的速度分布,由图7可见,随着实验温度的增加,漂移速率缓缓上升。当然实验温度还对其他的参数有着一定影响,比如碰撞参数 τ_g 和 τ_e ,这涉及到分子动力学的微观模型,这里暂时不考虑这一点。

实验中可以改变缓冲气体的种类,调节缓冲气体的分压,这主要影响两个碰撞参量:基态锂原子与缓冲气体的弛豫时间 τ_g 、激发态锂原子与缓冲气体的弛豫时间 τ_e 。

实验温度设定为 360 K,激发态碰撞参数 τ_e 设定为 1×10^{-10} s,激光失谐量设定为 -1.6 GHz,激光功率密度设定为 1 W/cm²,激光线宽设定为 0.5 GHz。当基态碰撞参数 τ_g 在 1×10^{-7} s~ $1 \times 10^{-8.5}$ s之间变化时,光致漂移速率的变化曲线如图8所示。

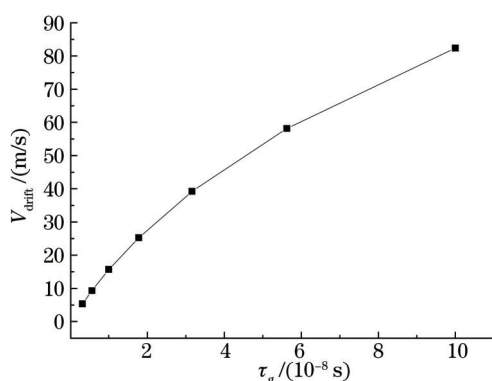


图8 光致漂移速率随 τ_g 的变化曲线

Fig.8 Drift velocity as a function of τ_g

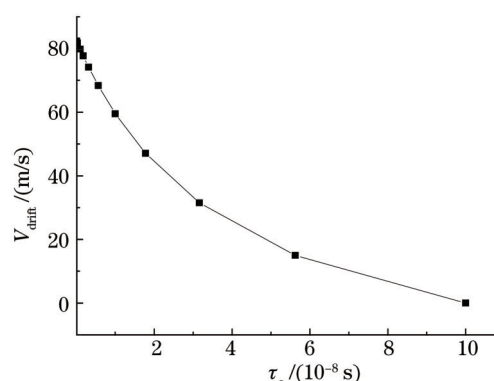


图9 光致漂移速率随 τ_e 的变化曲线

Fig.9 Drift velocity as a function of τ_e

实验温度设定为 360 K,基态碰撞参数 τ_g 设定为 1×10^{-8} s,激光失谐量设定为 -1.6 GHz;激光功率密度设定为 1 W/cm²,激光线宽设定为 0.5 GHz。当激发态碰撞参数 τ_e 在 1×10^{-7} ~ 1×10^{-10} s之间变化时,光致漂移速率的变化曲线如图9所示。

由图8、图9可知,光致漂移过程的漂移速率随着 τ_e 增加而减小,光致漂移过程的漂移速率随着 τ_g 增加而增加。当 $\tau_e = \tau_g$ 时漂移速率衰减到零,这和物理原理上的定性分析(光致漂移过程的必要条件之一是激发态粒子与基态粒子在碰撞输运过程中的参数差异性)是一致的。另外,可以发现漂移速率随 τ_g 增加而增加的速度要比漂移速率随着 τ_e 增加而减小的速度更快(表现为曲线的斜率变化更快),所以当缓冲气体分压降低时, τ_g 和 τ_e 同时按比例增加,按两者对漂移速率的影响曲线,可以预见漂移速率将增加。由此,在实验中趋向于较低的缓冲气体分压(前提是缓冲气体分压要维持在锂原子与缓冲气体碰撞是主要的碰撞过程的水平之上)是合适的。

决定 τ_e 和 τ_g 两个参数的因素主要有:缓冲气体的种类、缓冲气体的分压、实验温度等,合理地配置这些实验条件,使得 τ_e 和 τ_g 的数值达到一个比较合适的数值,这将是光致漂移实验中一个非常重要的方面。

模型数值计算获得了光致漂移速率随各主要实验参数的变化曲线,其结果基本符合物理原理上的定性分析^[31-34],也与文献中实验结果^[35-38]和理论结论^[3,18,20-21,39]的定性规律较为吻合。

5 结 论

以锂原子的光致漂移过程为例,从分析光致漂移的物理过程和锂原子的跃迁超精细吸收谱出发,结合分子动力学的输运方程和光与原子作用半经典近似下的密度矩阵,在光致漂移过程的动力学理论模型中同时引入了能级简并、超精细结构、不同 J 、 m 下跃迁强度变化等因素,并以碰撞弛豫时间近似的方式将碰撞过

程作为弛豫量引入微分方程组。

在此基础上,在光致漂移过程中考虑了激光线宽的统计场处理方式,并成功推导了混沌场近似下的光致漂移过程中不同速度的锂原子在基态和激发态简并能级上布居分布的微分方程组,从而建立了理论分析模型。由此模型数值计算获得了光致漂移速率随各主要实验参数的变化曲线,其结果基本符合物理原理上的定性分析,也与文献中实验结果和理论结论的定性规律较为吻合。

所建立的理论模型在光致漂移过程的动力学理论模型中可以同时考虑多影响参数,并有能力进行光致漂移过程动力学中各参数之间相互干扰的研究,在进行光致漂移实验设计甚至光致漂移法分离同位素应用中,从动力学理论模型出发进行多影响参数的优化匹配成为可能。

参 考 文 献

- 1 F Kh Gelmukhanov, A M Shalagin. Light-induced diffusion of gases [J]. JETP Lett, 1979, 29(12): 711-713.
- 2 V D Antsigin, S N Atutov, F Kh Gelmukhanov, *et al.*. Light-induced diffusion of sodium vapor [J]. JETP Lett, 1979, 30(5): 243-246.
- 3 P L Chapovsky, A M Shalagin. Light-induced drift of CH₃F molecules [J]. Opt Commun, 1981, 40(2): 129-134.
- 4 A D Streater, J Mooibroek, J P Woerdman, *et al.*. Light-induced drift of Rubidium: Spectral dependence and isotope separation[J]. Opt Commun, 1987, 64(2): 137-143.
- 5 A D Streater, J Mooibroek, J P Woerdman. Enhanced efficiency in separation of Rb isotopes by light-induced drift with the use of a diode laser with relaxation sidebands [J]. Appl Phys Lett, 1988, 52(8): 602-606.
- 6 Yu P Gangrsky, C Hradecny, J Slovak, *et al.*. Light-induced drift of ^{22,23,24}Na in a wide cold tube [J]. Phys Lett A, 1992, 168(3): 230-232.
- 7 S N Atutov, P V Kolinko, A M Shalagin. Separation of lithium isotopes by light-induced drift [J]. Laser Phys, 1993, 3(4): 855-859.
- 8 A M Shalagin. Light-induced drift and its manifestations, particularly in astrophysics [J]. Sov Phys Usp, 1989, 32(3): 281-287.
- 9 F Leiblanc, G Michaud. Light-induced drift and abundance anomalies [J]. Astron J, 1993, 408(1): 251-261.
- 10 A Aret, A Sapar. Light-induced drift for Hg isotopes in chemically peculiar stars [J]. Astron Nachr, 2002, 323(3): 21-30.
- 11 A Sapar, A Aret, R Poolamae, *et al.*. Formulae for study of LID induced diffusion in CP star model atmospheres [J]. Contrib Astron Obs Skalnaté Pleso, 2008, 38: 1-2.
- 12 A Sapar, A Aret, L Sapar, *et al.*. Formulae for study of light-induced drift diffusion in CP star atmospheres [J]. Contrib Astron Obs Skalnaté Pleso, 2008, 38: 445-446.
- 13 A Sapar, A Aret, L Sapar, *et al.*. Modelling of mercury isotope separation in CP stellar atmospheres: results and problems [J]. New Astron Rev, 2009, 53(7): 240-245.
- 14 Vladimir M Shalaev, Constantine Douketis, Martin Moskovits. Light-induced drift of electrons in metals [J]. Phys Lett A, 1992, 169(3): 205-210.
- 15 Vladimir M Shalaev, Constantin Douketis, J Todd Stuckless, *et al.*. Light-induced kinetic effects in solids [J]. Phys Lett B, 1996, 53(17): 388-402.
- 16 S N Atutov, R Calabrese, V Guidi, *et al.*. Frequency stabilization of a broad-band dye laser by light-induced drift [J]. Opt Commun, 1998, 146(1-6): 196-200.
- 17 Sergey V Faleev, Mark I Stockman. Light-induced drift in semiconductor heterostructures: Microscopic theory [J]. Phys Rev B, 1999, 59(11): 7338-7341
- 18 A G Bakhtadze, V M Vetsko, A N Starostin, *et al.*. Isotopically selective light-induced drift of atoms in a field of counterpropagating waves [J]. Sov J Quantum Electron, 1984, 14(10): 1430-1438.
- 19 F Kh Gelmukhanov, L V Il'ichov, A M Shalagin. Kinetic theory of light-induced drift of particles with degenerate energy levels [J]. J Phys A: Math Gen, 1986, 19(11): 2201-2213.
- 20 F Kh Gelmukhanov, L V Il'ichov, A M Shalagin. Light-induced drift and its manifestations, particularly in astrophysics [J]. Physica A, 1986, 137(3): 502-530.
- 21 S Kryszewski, G Nienhuis. Modelling gas-kinetic effects of light on gases with Keilson-Storer collision kernels [J]. J Phys B: At Mol Opt Phys, 1987, 20(13): 3027-3042.
- 22 H G C Werij, J E M Haverkort, P C M Planken, *et al.*. Light-induced drift velocities in Na - noble-gas mixtures [J]. Phys Rev Lett, 1987, 58(25): 2660-2663.

- 23 I KuSEer, J J M Beenakker, G Nienhuis. The effect of angular-momentum alignment on light-induced drift in gaseous mixtures [J]. J Phys B: At Mol Opt Phys, 1994, 27(7): 1361-1375.
- 24 Dipankar Das, Vasant Natarajan. High-precision measurement of hyperfine structure in the D lines of alkali atoms [J]. J Phys B: At Mol Opt Phys, 2008, 41(3): 035001.
- 25 F Mandl. Statistical Physics [M]. Fan Yinzhe, Transl. Beijing: People's Education Press, 1983. 182-190
曼德尔 F. 统计物理学[M]. 范印哲译. 北京: 人民教育出版社, 1983. 182-190.
- 26 W Demtröder. Laser Spectroscopy [M]. 3rd edition. New York: Springer Press, 2003.
- 27 P Zoller. Resonant multiphoton ionization by finite-bandwidth chaotic fields [J]. Phys Rev A, 1979, 19(3): 1151-1160.
- 28 Kaizuyuki Katoh, Shuichi Hasegawa, Atsuyuki Suzuki. Ionization characteristics of three-level atoms by nonmonochromatic lasers [J]. J Nucl Sci Technol, 1990, 27(5): 450-460.
- 29 Shuichi Hasegawa, Hitoshi Maeda, Takafumi Kakudoh, *et al.*. Characteristics of ionization probability with adiabatic inversion by stochastic fields [J]. Phys Rev A, 1992, 45(7): 5065-5072.
- 30 M F Gu. Indirect X-ray line-formation processes in iron l-shell ions [J]. Astron J, 2003, 582(2): 1241-1250.
- 31 Chai Junjie, Li Zhiqian. Experiment on polarization selectivity in Gd atomic vapor laser isotope separation [J]. Acta Optica Sinica, 2009, 29(6): 1596-1600.
柴俊杰, 李志全. 原子蒸气激光法分离钆同位素的偏振选择性实验[J]. 光学学报, 2009, 29(6): 1596-1600.
- 32 Lu Daoming. Quantum properties in the system of atoms interacting with weak coherent cavities fields [J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(10): 1027001.
卢道明. 原子与弱相干腔场相互作用系统中的量子特性[J]. 光学学报, 2012, 32(10): 1027001.
- 33 Guo Miaojun, Wu Jinze, Huang Jingbo, *et al.*. Experimental measurements and accurate simulation of the optical thickness of the cesium atom vapor [J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(10): 1002001.
郭苗军, 武晋泽, 黄静波, 等. 铯原子汽室中光学厚度的实验测量与精确模拟[J]. 光学学报, 2013, 33(10): 1002001.
- 34 Zheng Jeffrey. Multiple and conditional probabilities and their statistical distributions for variant measures [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2012, 49(4): 042701.
郑智捷. 多元与条件概率统计分布的变值测量[J]. 激光与光电子学进展, 2012, 49(4): 042701.
- 35 S N Atutov St Lesjak, S P Podjakhev, A M Shalagin. Movement of a Na-vapor cloud by light-induced drift [J]. Opt Commun, 1986, 60(1): 41-44.
- 36 C Gabbanini, J H Xu, S Gozzini, *et al.*. Light-induced drift by nonmonochromatic laser radiation [J]. Europhys Lett, 1988, 7(6): 505-512.
- 37 S N Atutov, P V Kolinko, A M Shalagin, *et al.*. Investigation of light-induced drift of lithium vapor in the case of far removed cell walls [J]. Opt Commun, 1996, 128(4): 236-240.
- 38 Akinori Takeyama, Shunichi Sato. Evidence of the light-induced drift effect in lithium vapor [J]. Mater Trans JIM, 2000, 41(8): 1108-1110.
- 39 A E Bakarev, A L Makas, P L Chapovski. Dependence of light-induced drift of CH₃F molecules on the radiation frequency [J]. Sov J Quantum Electron, 1986, 16(1): 16-20

栏目编辑: 史 敏