

关键参数对锂原子光致漂移速率影响的数值研究

杨佳琦¹, 张志忠², 熊明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

摘要 光致漂移速率是用来衡量光致漂移效应大小的重要参数,对光致漂移研究具有重要意义。利用强碰撞模型描述光致漂移过程中锂原子与缓冲气体的碰撞作用,并考虑了超精细结构和能级简并对光致漂移过程的影响,通过建立速率方程来表示不同速度的锂原子在各能级上的布居,从而获得锂原子的漂移速率。同时研究了激发光波长、激发光功率密度、缓冲气体压强、缓冲气体种类、气体温度等对锂光致漂移速率的影响。由理论计算结果可以看出,利用该方法计算所得的漂移速率随各参数的变化关系基本符合光致漂移的物理原理分析和相关文献中的实验结果规律。

关键词 原子与分子物理学; 光致漂移速率; 强碰撞模型; 锂原子

中图分类号 O562

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0202001

Numerical Simulation on Effect of Key Parameters on Light-Induced Drift Velocity of Lithium Atoms

Yang Jiaqi¹, Zhang Zhizhong², Xiong Ming²

¹Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China;

²Research Institute of Physical and Chemical Engineering of Nuclear Industry, Tianjin 300180, China

Abstract Light-induced drift velocity is an important parameter to evaluate the effect of light-induced drift, so it is important for the research of light-induced drift. In this paper, strong collision model is used to describe collision of lithium atoms and buffer gas. The effects of hyperfine structure and degeneracy of energy level on light-induced drift are also considered when establishing rate equation to express the distribution of lithium atoms in different velocities and different energy levels. In this way, light-induced drift velocity of lithium atoms is obtained. In the meantime, the influences of several parameters, like laser wavelength, laser power density, buffer gas pressure, type of buffer gas, and temperature on light-induced drift velocity of lithium are also studied. It can be seen that the relationship between light-induced drift velocity and each parameter confirms with physical principles of light-induced drift and experimental results of related literatures.

Key words atomic and molecular physics; light-induced drift velocity; strong collision model; lithium atom

OCIS codes 020.1335; 020.2070; 020.2930

1 引 言

1979年, Gel'mukhanov等^[1-2]报道了光致漂移现象。光致漂移现象的原理如下:在混合气体体系中,能够被激光激发的称为吸收气体,携带吸收气体的粒子在装置中移动但不能被激光激发的称为缓冲气体。由于多普勒效应的存在,利用激光对吸收气体粒子进行“速度选择性激发”,使得在

激光传播方向上具有特定速度分量的吸收气体粒子有一部分布居到激发态上,而具有其他速度分量的粒子仍处于基态。处于基态和激发态上的吸收气体粒子与缓冲气体的碰撞输运特性不同,使得吸收气体粒子在选择速度方向上产生宏观的定向移动^[1-2]。

光致漂移现象可以用于同位素分离的研究^[3-7]。利用激光选择性激发具有特定速度的目标同位素,

收稿日期: 2017-07-27; 收到修改稿日期: 2017-09-29

作者简介: 杨佳琦(1992—),女,博士研究生,主要从事激光同位素分离方面的研究。E-mail: jiaqyang@163.com

导师简介: 王立军(1962—),男,副研究员,主要从事激光同位素分离方面的研究。E-mail: ljwang@mail.tsinghua.edu.cn (通信联系人)

使之与缓冲气体的碰撞输运特性发生改变,进而在输运过程中形成同位素的宏观分布差异。利用光致漂移法进行同位素分离具有很高的分离选择性。此外,光致漂移在天体物理^[8-11]、固体物理^[12-13]和半导体物理^[14]等领域也具有广泛应用。

在光致漂移现象的研究中,一个重要的研究对象是漂移速率。漂移速率是判断光致漂移效应强弱的一个关键参数。在光致漂移现象被发现以后,研究者们针对漂移速率开展了大量的理论研究工作^[15-22]。Haverkort 等^[20]利用 Keilson-Storer 碰撞核函数描述了碱金属原子的碰撞输运特性,考虑到碱金属原子的超精细结构和能级简并因素的影响,建立速率方程模型对光致漂移过程中原子的能级布居进行描述,并针对钠原子的漂移速率进行了计算。Streater 等^[21]利用强碰撞模型描述了碱金属原子的碰撞输运特性,简化了计算过程。虽然国外学者对碱金属钠和铷漂移速率的理论研究比较全面,但针对锂漂移速率的研究甚少。近年来,柴俊杰等^[22]利用光与原子作用的半经典理论,推导了混沌场近似下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,并针对锂的漂移速率进行了数值计算。然而他们是以碰撞弛豫时间近似的方式将碰撞过程引入微分方程组的,缺少锂原子与缓冲气体碰撞相互作用对原子能级和速度分布影响的详尽描述。

本文利用强碰撞模型描述了锂原子与缓冲气体的碰撞作用,弥补了国内外研究对光致漂移现象中锂原子碰撞弛豫过程描述的不足,同时考虑了锂原子基态超精细结构和激发态精细结构对光致漂移过程的影响,通过建立速率方程来描述锂原子的光致漂移过程,并对锂的漂移速率进行了数值计算。在此基础上,还研究了锂的漂移速率随激发光波长、激发光功率密度、缓冲气体压强、缓冲气体种类、气体温度等参数的变化,并从光致漂移的物理原理出发对数值计算结果进行了分析讨论。

2 锂原子在缓冲气体中光致漂移现象的理论分析

在光致漂移理论中,漂移速率 v_{dr} 的定义为^[21]

$$v_{dr} = \sum_i \int v \rho_i(v) dv, \quad (1)$$

式中 $\rho_i(v)$ 为能级 i 上的粒子速度分布函数, v 为粒子热运动速度沿激光传播方向投影的一维速度分量。将总粒子数密度归一化,可得到:

$$\sum_i n_i = 1, \quad (2)$$

式中 $n_i = \int \rho_i(v) dv$ 为能级 i 上的粒子数密度。

锂原子存在两种同位素 ${}^6\text{Li}$ 和 ${}^7\text{Li}$, 它们的天然丰度分别为 7.5% 和 92.5%。锂原子的光谱结构较为简单,考虑到锂原子的能级简并和核自旋,在激光的作用下,锂原子主要在图 1 所示的能级之间跃迁。图 1 中, A_{ij} 为自发辐射速率, ζ_{ij} 为碰撞作用因子; h_{ij} 为速度选择性激发的速率。能级 1、2 分别代表基态的两个超精细能级结构;能级 3、4 代表激发态的两个精细结构。由于激发态的超精细分裂与能级 3、4 之间的能级差相比很小,因此此处可以忽略激发态超精细结构。

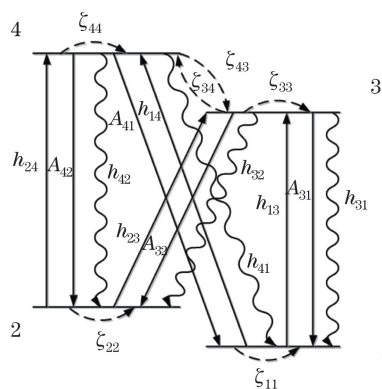


图 1 锂的能级结构

Fig. 1 Energy level structure of lithium

在光致漂移过程中,各能级的锂原子除了经历自发辐射跃迁和受激辐射跃迁等与光相关的相互作用之外,还会受到碰撞过程的影响。碰撞过程主要有锂原子之间的碰撞、锂原子与缓冲气体粒子的碰撞。考虑到缓冲气体的密度远大于锂原子的密度,所以仅考虑锂原子同缓冲气体之间的碰撞。

锂原子与缓冲气体的碰撞主要体现在两个方面:1)在碰撞过程中能级不变,原子沿光束传输方向的速度发生改变;2)激发态的两个精细结构能级之间由于碰撞而引起了无辐射跃迁。考虑到两个基态超精细结构能级之间的碰撞跃迁截面较小,在图 1 中忽略了这个跃迁过程。激发态原子由于碰撞跃迁至基态的速率远小于激发态原子的自发辐射速率,所以图 1 中也忽略了这一过程^[19-21]。

将光与锂原子相互作用以及锂原子与缓冲气体的碰撞结合起来,同时利用原子的跃迁速率方程可以得到描述上述原子激发和碰撞过程的数学模型^[21]:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \rho_1(v)}{\partial t} &= -h_{13} \left[\rho_1(v) - \frac{g_1}{g_3} \rho_3(v) \right] - \\ &h_{14} \left[\rho_1(v) - \frac{g_1}{g_4} \rho_4(v) \right] + A_{41} \rho_4(v) + \\ &A_{31} \rho_3(v) + \zeta_{11} \rho_1(v) \\ \frac{\partial \rho_2(v)}{\partial t} &= -h_{23} \left[\rho_2(v) - \frac{g_2}{g_3} \rho_3(v) \right] - \\ &h_{24} \left[\rho_2(v) - \frac{g_2}{g_4} \rho_4(v) \right] + A_{42} \rho_4(v) + \\ &A_{32} \rho_3(v) + \zeta_{22} \rho_2(v) \\ \frac{\partial \rho_3(v)}{\partial t} &= h_{13} \left[\rho_1(v) - \frac{g_1}{g_3} \rho_3(v) \right] + \\ &h_{23} \left[\rho_2(v) - \frac{g_2}{g_3} \rho_3(v) \right] - A_3 \rho_3(v) + \\ &\zeta_{33} \rho_3(v) - \zeta_{34} \rho_3(v) + \zeta_{43} \rho_4(v) \\ \frac{\partial \rho_4(v)}{\partial t} &= h_{14} \left[\rho_1(v) - \frac{g_1}{g_4} \rho_4(v) \right] + \\ &h_{24} \left[\rho_2(v) - \frac{g_2}{g_4} \rho_4(v) \right] - A_4 \rho_4(v) + \\ &\zeta_{44} \rho_4(v) - \zeta_{43} \rho_4(v) + \zeta_{34} \rho_3(v) \end{aligned} \right. , \quad (3)$$

式中 $\rho_i(v)$ ($i=1,2,3,4$) 为能级 i 上原子的速度分布函数, t 为时间, A_{ij} 为自发辐射速率; A_i ($i=3,4$) 为 i 能级向两个基态能级自发辐射速率之和, g_i 为能级 i 的简并度, 碰撞作用因子 ζ_{ij} 表示锂原子与缓冲气体之间的碰撞相互作用, h_{ij} 为速度选择性激发的速率:

$$h_{ij} = \frac{IB_{ij}}{c\pi} \frac{\Gamma}{(\omega_L - \omega_{ij} - kv)^2 + \Gamma^2}, \quad (4)$$

式中 I 为激发光的功率密度, B_{ij} 为与受激辐射相关的爱因斯坦系数, c 为光速, Γ 为均匀展宽, ω_L 为激发光频率, ω_{ij} 为 i 能级跃迁至 j 能级时吸收光子的频率, k 为波数。

这里用强碰撞模型来具体描述锂原子与缓冲气体之间的碰撞作用。强碰撞模型理论认为, 一次碰撞后锂原子的散射角度不同, 碰撞作用中包含大角度散射(LAS)和小角度散射(SAS)两项。大角度散射项中原子碰撞后的速度分布为麦克斯韦分布, 小角度散射项中原子碰撞前后的速度不发生变化^[21]。

对于锂原子, 由于忽略了基态超精细结构能级之间由碰撞引起的无辐射跃迁, 基态锂原子的碰撞过程只改变原子的速度, 不改变原子的能级, 故只有大角度散射项起作用。对于锂原子的两个激发态精细结构能级, 大角度散射与小角度散射均起作用。

其中大角度散射项表示碰撞之后原子发生能级之间的跃迁, 且原子的速度发生改变。小角度散射项表示碰撞之后原子速度不发生改变, 只产生能级之间的跃迁。

根据以上对强碰撞模型描述, 速率方程可以改写为下面的形式^[21]:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \rho_1(v)}{\partial t} &= -h_{13} \left[\rho_1(v) - \frac{g_1}{g_3} \rho_3(v) \right] - \\ &h_{14} \left[\rho_1(v) - \frac{g_1}{g_4} \rho_4(v) \right] + A_{41} \rho_4(v) + \\ &A_{31} \rho_3(v) + \gamma_1 [n_1 W(v) - \rho_1(v)] \\ \frac{\partial \rho_2(v)}{\partial t} &= -h_{23} \left[\rho_2(v) - \frac{g_2}{g_3} \rho_3(v) \right] - \\ &h_{24} \left[\rho_2(v) - \frac{g_2}{g_4} \rho_4(v) \right] + A_{42} \rho_4(v) + \\ &A_{32} \rho_3(v) + \gamma_2 [n_2 W(v) - \rho_2(v)] \\ \frac{\partial \rho_3(v)}{\partial t} &= h_{13} \left[\rho_1(v) - \frac{g_1}{g_3} \rho_3(v) \right] + \\ &h_{23} \left[\rho_2(v) - \frac{g_2}{g_3} \rho_3(v) \right] - A_3 \rho_3(v) + \\ &\gamma_3 [n_3 W(v) - \rho_3(v)] - (\gamma_{34} + \Gamma_{34}) \rho_3(v) + \\ &\gamma_{43} n_4 W(v) + \Gamma_{43} \rho_4(v) \\ \frac{\partial \rho_4(v)}{\partial t} &= h_{14} \left[\rho_1(v) - \frac{g_1}{g_4} \rho_4(v) \right] + \\ &h_{24} \left[\rho_2(v) - \frac{g_2}{g_4} \rho_4(v) \right] - A_4 \rho_4(v) + \\ &\gamma_4 [n_4 W(v) - \rho_4(v)] - (\gamma_{43} + \Gamma_{43}) \rho_4(v) + \\ &\gamma_{34} n_3 W(v) + \Gamma_{34} \rho_3(v) \end{aligned} \right. , \quad (5)$$

式中 γ_{ij} 为大角度散射碰撞频率 ($\gamma_i = \gamma_{ii}$), Γ_{ij} 为小角度散射碰撞频率, $W(v)$ 为一维麦克斯韦速度分布函数:

$$W(v) = \frac{1}{v_0 \sqrt{\pi}} \exp(-v^2/v_0^2), \quad (6)$$

式中 $v_0 = \sqrt{\frac{2k_B T}{m_{Li}}}$ 为锂原子的最概然速度 (m_{Li} 为单个锂原子的质量, k_B 为玻尔兹曼常数, T 为温度)。

在强碰撞模型中, 两个基态超精细结构能级上的锂原子具有相同的大角度散射碰撞频率, 其值可根据基态锂原子的扩散系数 D_g 来计算^[21]:

$$\gamma_1 = \gamma_2 = \frac{k_B T}{m_{Li} D_g}. \quad (7)$$

两个激发态精细结构能级上的锂原子的大角度散射碰撞频率之间满足^[21]:

$$\begin{cases} \gamma_{43} = \gamma_3 \\ \gamma_{34} = \gamma_4 \\ \gamma_{43}/\gamma_{34} = \gamma_3/\gamma_4 = g_3/g_4 \\ \gamma_{43} + \gamma_{34} = \gamma_3 + \gamma_4 = \frac{k_B T}{m_{Li} D_e} \end{cases}, \quad (8)$$

式中 D_e 为激发态锂原子的扩散系数。结合(8)式可得到处于激发态的锂原子的大角度散射碰撞频率。表 1 是温度 $T=600$ K、压强 $p=1.01 \times 10^5$ Pa 条件下基态和激发态锂原子在不同缓冲气体中的扩散系数^[23]。这里近似认为扩散系数 D 与温度 T 、压强 p 的关系满足 $D \propto T^{1.5}/p$ ^[24]。如果已知温度和压强,就能根据表 1 的数据推算出相应条件下的扩散系数 D_g 和 D_e ,进而可以获得该条件下的大角度散射碰撞频率。

表 1 $T=600$ K、 $p=1.01 \times 10^5$ Pa 条件下基态和激发态锂原子在不同缓冲气体中的扩散系数

Table 1 Diffusion coefficient of lithium atom in ground and excited states in different buffer gases under the conditions of $T=600$ K and $p=1.01 \times 10^5$ Pa

Gas	$D_g / (\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1})$	$D_e / (\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1})$	$(D_g - D_e) / D_g$
Li-Ar	1.00	0.7620	0.238
Li-Kr	0.90	0.6255	0.305
Li-Xe	0.77	0.5236	0.320

激发态能级上原子的小角度散射碰撞频率 Γ_{ij} 可利用总碰撞频率 Γ_{ij}^t 与大角度散射碰撞频率 γ_{ij} 之差来计算:

$$\Gamma_{ij} = \Gamma_{ij}^t - \gamma_{ij} = N\bar{v}\sigma_{ij} - \gamma_{ij}, \quad (9)$$

式中总碰撞频率 $\Gamma_{ij}^t = N\bar{v}\sigma_{ij}$, N 为缓冲气体的原子数密度, $\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi} \left(\frac{1}{m_{Li}} + \frac{1}{m_X} \right)}$ 为锂原子与缓冲气体原子的平均运动速率(m_X 为缓冲气体原子的质量), σ_{ij} 为 i 能级原子通过与缓冲气体碰撞跃迁至 j 能级上的碰撞截面。表 2 是不同缓冲气体中碰撞跃迁截面 σ_{ij} 的数据^[25]。

表 2 锂的激发态精细结构能级在不同缓冲气体中的碰撞跃迁截面

Table 2 Collision cross section of excited fine structure of lithium in different buffer gases

Gas	$\sigma_{34} / (10^{-18} \text{ m}^2)$	$\sigma_{43} / (10^{-19} \text{ m}^2)$
Li-Ar	1.026	5.31
Li-Kr	1.157	6.02
Li-Xe	1.193	6.60

在稳态的情形下,速率方程中的时间微分项为 0。令(5)式中的 $\frac{\partial \rho_i(v)}{\partial t} = 0 (i=1,2,3,4)$, 结合粒子数密度的归一化公式,可解得稳态下各能级锂原子的速度分布函数 $\rho_i(v)$, 进而可根据(1)式获得光致漂移速率 v_{dr} 。

3 数值计算结果及讨论

锂原子存在两种同位素:⁶Li 和⁷Li, 本课题组选择⁷Li 同位素原子的漂移速率为研究对象。根据上面所述的物理模型,在进行数值计算时,用 500 个速度点代替连续变化的速度值,将(5)式所示的速率方程关于 v 积分,获得与各能级原子数密度 n_i 相关的方程组,结合(2)式所示的粒子数密度归一化公式求解出各能级的原子数密度 n_i , 再将原子数密度 n_i 代入(5)式求出各能级原子的速度分布函数 $\rho_i(v)$, 最后由(1)式所示的漂移速率公式获得⁷Li 的漂移速率。

除表 1 和表 2 中的参数外,计算中所需的其他参数如下: $g_1 = 3, g_2 = 5, g_3 = 8, g_4 = 16, A_{31} = A_{41} = 1.41 \times 10^7 \text{ s}^{-1}, A_{32} = A_{42} = 2.36 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$,⁷Li 的原子质量 $m_{Li} = 1.163 \times 10^{-26} \text{ kg}$, Ar、Kr、Xe 的原子质量分别为 $6.64 \times 10^{-26}, 1.39 \times 10^{-25}, 2.18 \times 10^{-25} \text{ kg}$ 。当激发光功率密度为 0.629 W/cm^2 , 压强为 300 Pa, 温度为 600 K, 缓冲气体为氙气时光致漂移速率随波长的变化曲线如图 2 所示。

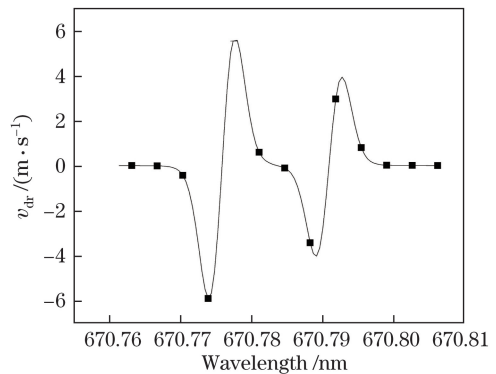


图 2 光致漂移速率随激发光波长变化的曲线

Fig. 2 Light-induced drift velocity as a function of wavelength of exciting light

在图 2 中存在 4 个漂移速率的极值。当激发光波长逐渐偏离⁷Li 的 D_1 和 D_2 中心吸收波长 670.776 nm 和 670.791 nm 时,漂移速率呈现先增大后减小的趋势。由理论分析可知,当激发光波长远小于原子中心吸收波长时,只有运动方向与光束传播方向相反的少量原子被激发。随着波长逐渐增

大,被激发至上能级的原子数目增加,从而使得漂移速率增大。当波长继续增大到接近原子中心吸收波长时,激发光所激发的原子“速度”较小,且由于多普勒展宽的影响,更多运动方向与光束传播方向相同的原子被激发,因此原子激发的速度选择性作用减弱,漂移速率降低。同理,随着波长增大到超过中心吸收波长,漂移速率反向达到一个最大值后,由于失谐量过大,受激发的粒子数目减少,漂移速率再次呈减小的趋势。

当激发光波长为 670.778 nm,压强为 300 Pa,温度为 600 K,缓冲气体为氙气时光致漂移速率随激发光功率密度的变化曲线如图 3 所示。

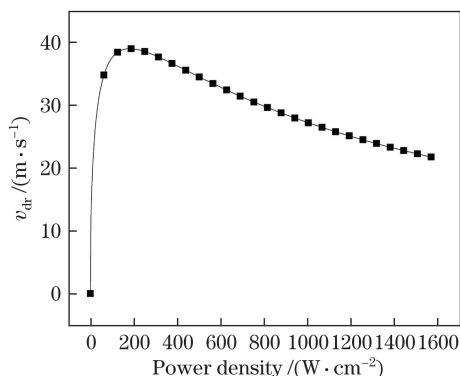


图 3 光致漂移速率随激发光功率密度变化的曲线
Fig. 3 Light-induced drift velocity as a function of power density of exciting light

从图 3 可以看出,随激发光功率密度增大,漂移速率先增大后减小。当激发光功率密度极小时,处于激发态上的粒子数目占总粒子数目的比重极小,导致漂移速率很小。随着激发光功率密度增大,激发速率增大,处于激发态的粒子数目变多,漂移速率增大。但随着激发光功率密度继续增大,激发作用趋于饱和,上能级粒子数目占总粒子数目的比例趋于一个稳定值,漂移速率上升变缓。随着激发光功率密度进一步增大,由于谱线展宽增大,速度与激光入射方向相反的原子被激发,漂移速率减小。

当激发光波长为 670.778 nm,激发光功率密度为 0.629 W/cm²,温度为 600 K,缓冲气体为氙气时光致漂移速率随缓冲气体压强的变化曲线如图 4 所示。

从图 4 可以看出,随着缓冲气体压强增大,光致漂移速率先增大后减小。压强很小时,碱金属原子与缓冲气体之间的碰撞频率很小,较小的碰撞弛豫作用使得碱金属原子的光致漂移现象不明显。随着压强增大,缓冲气体与碱金属原子的碰撞频率增大,导致光致漂移现象变得显著。压强增大到一定值

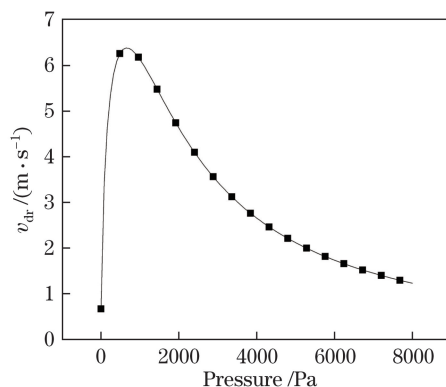


图 4 光致漂移速率随缓冲气体压强变化的曲线
Fig. 4 Light-induced drift velocity as a function of pressure of buffer gas

后,碱金属原子与缓冲气体原子之间的碰撞弛豫作用过于强烈,使得原本不对称的上下能级原子的速度分布因强烈的碰撞作用而趋于热平衡态分布,因此光致漂移效应减弱。

当激发光波长为 670.778 nm,激发光功率密度为 0.629 W/cm²,温度为 600 K,缓冲气体为氙气、氪气、氩气时,光致漂移速率随压强的变化曲线如图 5 所示。

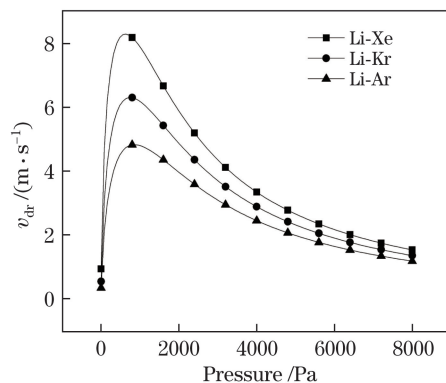


图 5 光致漂移速率随缓冲气体压强变化的曲线
Fig. 5 Light-induced drift velocity as a function of pressure of buffer gas

从图 5 可以看出,在不同的缓冲气体条件下,随着压强增大,光致漂移速率均经历了先增大后减小的过程,且漂移速率达到最大值时的压强基本一致。在同一压强下,用氙气作缓冲气体时的漂移速率最大,用氩气作缓冲气体时的漂移速率最小。根据理论分析可知,在三种缓冲气体中,与氙碰撞时,锂的基态和激发态原子的碰撞截面具有最大的相对差异,故光致漂移效果最好;而与氩碰撞时,相对差异最小,故光致漂移效果最差^[23,25]。

在计算温度对漂移速率的影响时,认为原子模型是硬球模型,具有固定不变的截面,不随原子相对

速度的变化而改变。当激发光波长为 670.778 nm, 激发光功率密度为 0.629 W/cm^2 , 压强为 300 Pa, 缓冲气体为氙气时, 光致漂移速率随温度的变化曲线如图 6 所示。

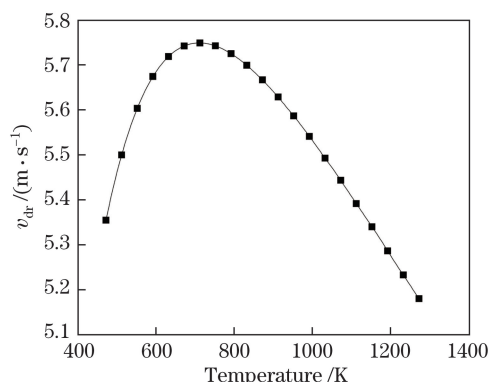


图 6 光致漂移速率随温度变化的曲线

Fig. 6 Light-induced drift velocity as a function of temperature

从图 6 可以看出, 漂移速率随着温度升高呈现先增大后减小的趋势。造成这种现象的原因是: 随着温度升高, 原子吸收光谱的多普勒展宽增大, 更大速度范围内的原子被激发, 此时漂移速率随温度升高而增大。随着温度进一步上升, 多普勒展宽进一步增大, 使得大量反向运动的原子被显著激发, 导致原子激发的速度选择性减弱, 从而造成光致漂移速率减小。

由上面的数值计算结果可以看出, 利用该方法计算所得的漂移速率随各参数的变化关系基本符合光致漂移的物理原理分析, 也符合文献中实验结果的规律^[1,2,20,26-27]。

4 结 论

光致漂移现象是光场中的一种气体动力学效应, 在同位素分离等领域具有广泛的应用。光致漂移速率是研究光致漂移现象的一个重要参数, 反映了光致漂移效应的大小, 因此光致漂移速率的理论计算对光致漂移的研究具有重要意义。利用强碰撞模型描述锂原子与缓冲气体的碰撞相互作用, 考虑到锂原子的超精细结构和能级简并, 通过建立速率方程来研究不同速度的锂原子在各能级上的布居, 从而获得锂的漂移速率。讨论了激发光波长、激发光功率密度、缓冲气体压强、缓冲气体种类、气体温度等对锂光致漂移速率的影响。由数值计算结果可以看出, 计算所得的漂移速率随各参数的变化基本符合光致漂移的物理原理分析, 该理论计算方法可

以为锂的光致漂移实验研究提供理论依据, 有助于各项实验参数的优化匹配。

参 考 文 献

- [1] Gel'mukhanov F K, Shalagin A M. Light-induced diffusion of gases[J]. ZhETF Pis ma Redaktsiiu, 1979, 30(5): 773-776.
- [2] Antsigin V D, Atutov S N, Gel'mukhanov F K, *et al.* Light-induced diffusion of sodium vapor[J]. ZhETF Pis ma Redaktsiiu, 1979, 30(5): 262-265.
- [3] Chapovsky P L, Shalagin A M. Light-induced drift of CH_3F molecules[J]. Optics Communications, 1981, 40(2): 129-134.
- [4] Streater A D, Mooibroek J, Woerdman J P, *et al.* Light-induced drift of rubidium: Spectral dependence and isotope separation[J]. Optics Communications, 1987, 64(2): 137-143.
- [5] Streater A D, Mooibroek J, Woerdman J P. Enhanced efficiency in separation of Rb isotopes by light-induced drift with the use of a diode laser with relaxation sidebands[J]. Applied Physics Letters, 1988, 52(8): 602-606.
- [6] Gangrsky Y P, Hradecny C, Slovak J, *et al.* Light-induced drift of $^{22,23,24}\text{Na}$ in a wide cold tube[J]. Physics Letters A, 1992, 168(3): 230-232.
- [7] Atutov S N, Kolinko P V, Shalagin A M. Separation of lithium isotopes by light-induced drift[J]. Laser Physics, 1993, 3(4): 855-859.
- [8] Shalagin A M. Light-induced drift and its manifestations, particularly in astrophysics[J]. Soviet Physics Uspekhi, 1989, 32(3): 281-282.
- [9] Leiblanc F, Michaud G. Light-induced drift and abundance anomalies[J]. Astronomical Journal, 1993, 408(1): 251-261.
- [10] Aret A, Sapar A. Light-induced drift for Hg isotopes in chemically peculiar stars[J]. Astronomische Nachrichten, 2002, 323(1): 21-30.
- [11] Sapar A, Aret A, Sapar L, *et al.* Modelling of mercury isotope separation in CP stellar atmospheres: Results and problems[J]. New Astronomy Reviews, 2009, 53(7): 240-245.
- [12] Shalaev V M, Douketis C, Moskovits M. Light-induced drift of electrons in metals[J]. Physics Letters A, 1992, 169(3): 205-210.
- [13] Shalaev V M, Douketis C, Stuckless J T, *et al.* Light-induced kinetic effects in solids[J]. Physics Letters B, 1996, 53(17): 388-402.
- [14] Faleev S V, Stockman M I. Light-induced drift in semiconductor heterostructures: Microscopic theory[J]. Physics Reviews B, 1999, 59(11): 7338-7341.

- [15] Dubetskii B I. Theory of light-induced drift[J]. Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki, 1985, 88: 945-952.
- [16] Nienhuis G. Theory of light-induced drift and the optical piston[J]. Physical Review A, 1985, 31(3): 1636-1646.
- [17] Gelmukhanov F K, Il'ichov L V, Shalagin A M. Kinetic theory of light-induced drift of particles with degenerate energy levels[J]. Journal of Physics A, 1986, 19(11): 2201-2213.
- [18] Kryszewski S, Nienhuis G. Modelling gas-kinetic effects of light on gases with Keilson-Storer collision kernels [J]. Journal of Physics B, 1987, 20(13): 3027-3042.
- [19] Werij H G C, Haverkort J E M, Planken P C M, *et al.* Light-induced drift velocities in Na-noble-gas mixtures[J]. Physical Review Letters, 1987, 58(25): 2660-2663.
- [20] Haverkort J E M, Werij H G C, Woerdman J P. Numerical study of light-induced drift of Na in noble gases[J]. Physical Review A, 1988, 38(8): 4054-4063.
- [21] Streater A D, Woerdman J P. Strong collision model for light-induced drift of multi-level atoms[J]. Journal of Physics B, 1989, 22: 677-691.
- [22] Chai J J, Chen R S, Xu W Q. Dynamic model on light induced drift of lithium atom using chaotic field approximation[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(1): 0102001.
柴俊杰, 陈日升, 许文强. 混沌场近似下锂原子光致漂移过程的动力学模型[J]. 光学学报, 2015, 35(1): 0102001.
- [23] Atutov S N, Bondarev B V, Kobtzev S M, *et al.* Light-induced diffusive pulling (pushing) of lithium atoms into a laser beam-measurement of diffusion coefficients of lithium in 2P and 2s states in noble gases[J]. Optics Communications, 1995, 115(3/4): 276-282.
- [24] Lifshitz E M, Pitaevskii L P. Physical kinetics[M]. Xu X S, Xu C H, Huang J M, Transl. Beijing: Higher Education Press, 2008: 33-38.
栗弗席兹, 皮塔耶夫斯基. 物理动力学[M]. 徐锡申, 徐春华, 黄京民, 译. 北京: 高等教育出版社, 2008: 33-38.
- [25] Hamel W A, Haverkort J E M, Werij H G C, *et al.* Calculation of alkali-noble gas diffusion cross sections relevant to light-induced drift[J]. Journal of Physics B, 1986, 19: 4127-4135.
- [26] Atutov S N, Lesjak S, Podjachev S P, *et al.* Movement of a Na-vapor cloud by light-induced drift[J]. Optics Communications, 1986, 60(1/2): 41-44.
- [27] Atutov S N, Ermolaev I M, Shalagin A M. Investigation of light-induced drift of sodium vapor[J]. Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki, 1986, 92(4): 1215-1227.