

基于表面等离激元场的分子反射镜的理论研究*

丁晶新 方银飞 郭超修 杨岚 夏勇 尹亚玲[†] 印建平[‡]

(精密光谱科学与技术国家重点实验室, 物理系, 华东师范大学, 上海 200062)

(2014年7月31日收到; 2013年8月28日收到修改稿)

本文提出了一种基于微纳金属膜结构激发的表面等离激元场的分子反射镜新方案, 利用中性分子与金属表面垂直方向上蓝失谐消逝波光场之间的偶极力相互作用, 实现入射分子束的表面反射。理论计算了表面等离激元场的空间分布, 用蒙特卡洛方法模拟了分子在该场中运动的动力学过程, 得到了分子反射镜的反射率与相互作用时间和入射光强之间的关系。结果表明: 当入射激光脉宽为 10 ns, 光强为 $I = 1.0 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ 时, 纵向温度为 10 mK, 横向温度为 1 mK 的碘分子束反射效率达到 55.89%, 而且反射率随着入射光强的增大而增大。

关键词: 分子反射镜, 表面等离激元场, 交流斯塔克效应

PACS: 37.10.Vz, 32.80.Hd, 73.20.Mf

DOI: 10.7498/aps.63.213701

1 引言

分子光学是原子、分子和光物理领域的前沿研究课题之一。近 15 年来在中性分子的减速、冷却与囚禁方面的研究进展迅速, 人们能够用静电场^[1,2]、静磁场^[3,4]、微波场^[5]以及激光场^[6-9]来操控分子, 实现分子的减速、冷却与囚禁。分子光学的发展促进了人们设计各种不同的与原子光学器件类似的一系列新颖的分子光学器件, 如分子反射镜、分子透镜、分子导管、分子分束器以及分子芯片等等。其中分子反射镜是我们所感兴趣的分子光学器件之一, 它不仅可以控制分子的运动轨迹, 还可构建分子光学腔和分子干涉仪等器件, 对于研究基本物理问题和精密测量具有重要意义。根据操控分子外场的类别, 分子反射镜可分为静电反射镜^[10,11]、静磁反射镜^[12]以及光学反射镜^[13-17]。其中静电反射镜是利用静电场与极性分子的偶极相互作用来实现分子的反射, 静磁分子镜是利用静磁场与顺磁性分子的偶极相互作用来实现分子的反射。由于

静电反射镜只能反射极性分子束中处于弱场搜寻态分子, 静磁反射镜只能反射顺磁性分子束中处于弱场搜寻态的分子, 而光场可以同时操控弱场和强场搜寻态的分子, 所以用不同类型的光场构建分子反射镜变得非常有意义。2000 年 Ryytty 等人提出用脉冲的驻波场反射脉冲分子束的方案, 并在理论上计算了不同参数条件下的反射效果^[13]。2003 年 Dong 等人利用玻尔兹曼方程详细讨论了脉冲驻波场分子反射镜的动力学过程^[14]。与原子反射镜类似, 2005 年 Kallush 等人提出用蓝失谐的消逝波光场的排斥光学势场反射超冷的极性双原子分子的方案, 并计算了该反射镜的经典反射效率和量子反射效率^[15]。Dong 等人提出用红失谐超高斯激光场与分子之间的偶极吸引力来反射强场搜寻态的分子的新方案, 该方案可以实现分子的镜面反射^[16]。2008 年我们提出了一种采用蓝失谐半高斯激光场构建分子反射镜的方案, 并用蒙特卡洛模拟的方法详细研究了冷分子在这种反射镜中的动力学过程^[17]。可以采用特殊分布的光场来构建分子反射镜, 就是中性分子束的精确操控的一个重要的应

* 国家自然科学基金(批准号: 11374100, 10904060)、上海市自然科学基金(批准号: 13ZR1412800)、国家重点基础研究发展计划(批准号: 2011CB921602)、中央高校基本科研业务费专项资金资助的课题。

† 通讯作者。E-mail: ylyin@phy.ecnu.edu.cn

‡ 通讯作者。E-mail: jpyin@phy.ecnu.edu.cn

用, 其中分子反射是利用光场偶极力来实现的, 该偶极力是由光场的强度梯度产生的. 由于表面等离子体光子学的发展, 可以构建一些特殊的微纳金属结构产生的等离激元场用于冷分子的操控. 2011年我们提出了一种利用微纳金属结构表面激发的红失谐表面等离激元(SPP)场进行冷分子的沉积, 实现纳米新材料的制备^[18], 可以类比于直写原子光刻的方案^[19,20], 是表面等离子光学与分子光学的一个交叉研究. 本文提出了一个基于金属表面激发的蓝失谐SPP的微纳分子反射镜的方案, 利用带有双狭缝结构的金属银膜, 在其表面激发表面SPP驻波场实现分子束的反射, 下面我们将详细讨论该分子反射镜的工作原理, 用蒙特卡洛模拟方法研究分子反射镜工作的动力学过程, 得到该分子反射镜反射效率等参数.

2 分子反射镜的方案和原理

图1为基于微纳金属结构激发的SPP场形成分子反射镜的方案示意图, 入射的脉冲激光束透过 SiO_2 衬底后, 在银膜的双狭缝结构中激发的电子振荡在银膜表面形成SPP波. 在两组双狭缝结构之间的银膜表面, 两列相向运动的SPP相干波形成干涉场. 在垂直于金属平面的 z 方向, SPP场的强度随着距离金属表面的增加而 e 指数衰减^[18], 但是光场的梯度非常大. 由于中性分子在SPP场具有非共振极化, 冷分子会受到干涉场对它的偶极作用力, 这种偶极作用力与干涉场的强度分布有关. 若光场频率相对于分子某两个能级跃迁频率为蓝失谐时, 分子受到光场偶极力的方向指向光强减小的地方, 基于SPP场中光强的分布特征, 往金属膜表面沿着 $-z$ 方向入射的分子在行进中受到与飞行方向相反的光场偶极力的作用, 若光场作用力够强, 入射的分子将被反射, 从而构成分子反射镜. 由于

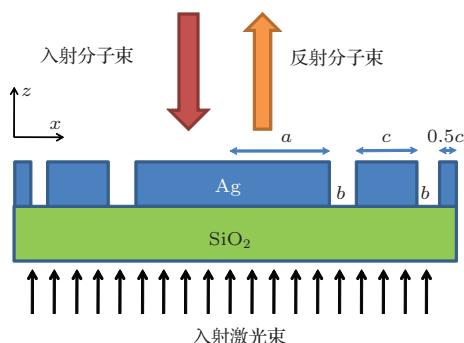


图1 (网刊彩色) 基于微纳金属结构激发的SPP场的分子反射镜方案示意图

该SPP场尺寸在微米量级, 所以由其构成的分子反射镜属于微型反射镜.

表面等离激元是一种在金属表面处产生的基于电子极化排布的电磁激发模式. 半无限大金属与介质材料表面的SPP散射关系可以写成^[21]

$$k_{\text{SPP}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}} \frac{2\pi}{\lambda_0}, \quad (1)$$

其中, k_{SPP} 是SPP波矢, λ_0 是真空中激发激光的波长, ε_d 和 ε_m 分别是周围介电材料和金属的介电常数. 根据(1)式可知, 激发的SPP波矢要比相同频率的激发激光的波矢要大, 也就是说SPP波长小于激发激光的波长, 用光栅提供精确的倒格矢来满足匹配条件. 在图1所示的方案中, 我们设计了两个双狭缝, 若是应用周期性边界条件的话, 每个双狭缝实际含有四个狭缝, 那么其结构就是一个光栅, 该微纳结构金属表面激发的SPP场的分布与文献[18]类似. 激发激光从 SiO_2 衬底底部垂直入射, 在银膜表面上形成SPP波. 当垂直入射的激光束通过金属光栅时, 产生衍射波, 其沿金属表面的切向波矢分量由光栅的倒格矢来提供, 在特定的波长下, 某一级衍射波刚好与SPP波耦合形成驻波场. 该驻波场被限制在金属表面一个很小的范围内, 并且该驻波场的强度相对入射激光增强多倍. 银膜表面产生的干涉场的强度与入射激光相比增强多倍, 但在垂直于银膜的方向指数衰减, 用这个指数衰减的场实现中性分子的反射. 后面对该分子反射镜详细工作原理进行讨论时, 以碘分子(I_2)为例, 由于希望激光的波长相对于分子的某两个电子态能级的跃迁是蓝失谐的, 根据碘分子的能级数据, 358 nm的SPP场就可以满足要求^[22]. 我们数值计算了垂直入射的激发激光波长为387 nm时银膜与空气分界面的SPP强度分布, 结果如图2(a)所示. SiO_2 衬底的折射率为1.5, 银膜厚度为150 nm, 这个厚度足以挡住入射激光的直接透射^[23]. SiO_2 衬底表面的狭缝宽度 $c = 235$ nm, 两个狭缝之间的距离为 $b = 100$ nm. 该结构参数条件下, 产生的SPP波长为358 nm, 在长度为 $2a = 2190$ nm的中间区域形成近似均匀的SPP干涉驻波场. 图2(a)为 $x = 89$ nm处 z 方向SPP干涉场的强度分布, 该图表明光场在 z 方向指数衰减, 根据理论计算数据分析, 衰减长度约为152 nm, 另外光场最大强度与入射激光强度相比增强了23.92倍. SPP干涉场的光强可以用一个三角函数来描述, 它是

$$I = I \left(e^{-k_z z} \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} x \right) \right)^2, \quad \text{其中 } A \text{ 是 SPP 干涉场}$$

的峰值强度, k_z 是 SPP 波在 z 方向的衰减系数, 大小等于衰减长度的倒数, λ 是 SPP 波波长。

根据交流斯塔克效应, 原子分子在光场中可以用没有激光冷却效果的非共振光偶极力进行操控。原子分子所受到的光场偶极力与光场的空间强度梯度有关。当分子在蓝失谐的 SPP 干涉场中运动时所具有的光学势用准静电光学势的形式可以写成^[17]

$$\begin{aligned} U(x, z) &= \frac{\alpha}{2\epsilon_0 c} I(x, z) \\ &= \frac{\alpha I_{\max}}{2\epsilon_0 c} \left(e^{-k_z z} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} x\right) \right)^2, \end{aligned} \quad (2)$$

其中 α 是分子的平均极化率, ϵ_0 是真空介电常数, c 是真空中的光速。分子通过该光场时所受到的光偶极力为 $\mathbf{F}(x, z) = -\nabla U(x, z)$, 该力可以改变分子的运动轨迹。根据牛顿定律以及(2)式, 我们可以推得如下分子在 SPP 干涉场中的运动方程:

$$\frac{dv_x}{dt} = -\frac{\pi\alpha I_{\max}}{m\lambda\epsilon_0 c} e^{-2k_z z} \cos\left(\frac{4\pi x}{\lambda}\right), \quad (3a)$$

$$\frac{dv_z}{dt} = \frac{\alpha I_{\max} k_z z}{m\epsilon_0 c} e^{-2k_z z} \cos^2\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right), \quad (3b)$$

根据(2)和(3)式可知, 分子在蓝失谐的 SPP 干涉场中受到的偶极力指向光场强度减小位置处。由于 SPP 场中光强的这种分布特征, 分子在 SPP 场中受到沿 z 方向的偶极力的作用, 图 2(b) 为理论计算的分子在 $x = 89$ nm 处 z 方向所受到的蓝失谐 SPP 场偶极力归一化曲线, 由该图可知, 分子在场中所受到的偶极力曲线也是 e 指数衰减的, 方向都是 z 方向, 而且分子越靠近金属膜表面, 所受到的偶极力越大。如果分子束沿 $-z$ 方向进入 SPP 场, 那么分子所受到的偶极力与运动方向相反, 那么分子的速度将会减小, 一旦减为零之后就会改变运动方向, 变为沿着 z 方向运动, 这部分分子就被 SPP 场反射了。在模拟中没有考虑分子和银膜表面的 van der Waals 作用, 只考虑分子和表面光场的相互作用。

分子反射镜反射原理如下: 由于 SPP 场是保守力场, 根据能量守恒定理, 若分子的初始位置坐标为 (x, z) , 与脉冲场作用之后的坐标为 (x', z') , 我们可以写出下面的表达式:

$$\frac{1}{2}mv_i^2 + U(x, z) = \frac{1}{2}mv_r^2 + U(x', z'). \quad (4)$$

分子反射镜的具体反射过程与光场打开时分子的初始速度以及初始位置有关。若分子沿着 $-z$ 方向进入 SPP 场时, 由图 2(a) 可知, 分子的光学势逐渐

增大, 分子的动能开始减小, 也就是速度慢慢减小, 直到变为零, 然后在场的作用下改变运动方向, 从而被反射。如果光脉冲的持续时间足够长, SPP 场中的分子可以完成反射过程, 处于场中的分子的具体运动情况以及反射情况与分子的初始位置以及初始速度有关。模拟时 SPP 场刚打开时, 脉冲分子束中速度越大的分子, 需要失去更多的动能, 那么被场反射的位置势能也越大, 即离金属膜表面越近。其中速度很大的分子到达金属膜表面时还具有 $-z$ 方向的速度, 这部分分子将被吸附在金属膜上面。经过分析可以知道分子的运动过程可能包含以下三种情况: 第一种是分子在场的脉冲时间之内, 在运动到金属表面之前纵向速度反向, 这部分分子就被反射了; 第二种是分子在行进了规定的时间之后, 既没有到达金属膜表面也没有反向, 这部分分子不被反射, 但是当我们在进行饱和反射率研究的时候, 如果有这部分分子的存在说明有可能反射率没有饱和, 可以再增加运动时间, 直到消除这类分子为止; 第三种可能是分子束中速度大的分子在规定的时间之内到达甚至超过了银膜表面, 考虑到实际情况, 分子无法在穿过银膜表面之后继续以受耦合力作用的形式继续运动, 而被银膜表面吸收。

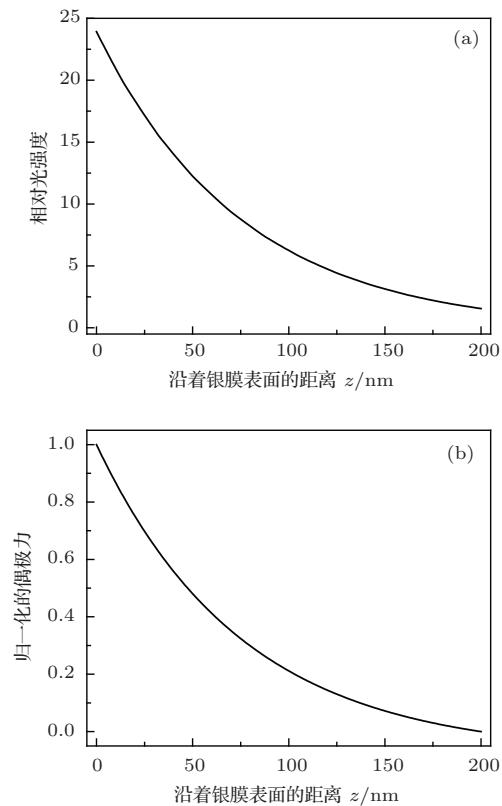


图 2 (a) $x = 89$ nm 处 SPP 场在 z 方向的场分布曲线;
(b) 分子在 $x = 89$ nm 处 SPP 场中在 z 方向所受偶极力的归一化曲线

我们运用 Monte-Carlo 方法模拟了入射分子进入 SPP 场中被反射的整个动力学过程。模拟过程中忽略分子束中分子间的相互作用，近似地认为每个分子都独立运动，然后把所有分子的独立运动过程用数学方法进行统计，就可以得到冷分子的反射率和速度分布。另外把入射的分子束 x 方向和 z 方向的速度分布近似地设定为高斯分布。模拟时 SPP 场刚打开时，脉冲分子束中所有的分子处于场边缘处。选择合适的场参数，仔细分析脉冲 I_2 分子束 SPP 分子反射镜反射的具体动力学过程。碘分子的平均极化率 $12.1 \times 10^{-40} \text{ C} \cdot \text{m}^2/\text{V}$ ，质量 $4.2 \times 10^{-25} \text{ kg}$ 。入射光波长为 387 nm，脉宽 10 ns，强度 $I_0 = 1.0 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ ，脉冲染料激光器可提供这样的光强。模拟的过程中我们通过分子的末状态来判断分子是否完成了反射过程，在研究分子反射镜的工作状态时，反射率定义为反射分子数目与入射分子数目之比。反射率与分子的初始位置和速度以及在光场中的运动时间有关，下面我们分别作详细研究。

3 模拟结果和分析

我们设定分子的纵向温度为 10 mK，中心速度为 5 m/s，横向温度为 1 mK，选择的入射分子束可以从空心金属波导弯曲导引出的分子束获得^[24]，为了能够很详尽的描述分子束被反射的过程，在图 3 中给出了不同作用时间时分子束的速度分布。当 $t = 0$ 时，分子束的速度分布为简单的高斯分布；当 $t = 6$ ns 时，由速度分布可以很清晰的看出分子束中的速度分布曲线发生塌陷和分离的同时，整体往正速度方向移动，在正速度 $v_z = 0.7 \text{ m/s}$ 处出现波峰。由曲线可知，分子束中大部分分子向正速度的方向移动，这部分分子就被反射了，数据统计发现此时的反射率为 34.02%；当 $t = 8$ ns 时，分子束的速度分布继续塌陷，继续往正速度方向移动，此时正速度波峰移动到 $v_z = 3.5 \text{ m/s}$ ，这说明随着作用时间的增加，被反射的分子在场中被加速，也有部分原来没有被反射的分子在这个时间段实现了反射，数据统计发现此时的反射率为 4344%；当 $t = 10$ ns 时，分子束的速度分布范围更宽，向更远的正速度方向漂移，正速度波峰移动到 $v_z = 4.8 \text{ m/s}$ 的同时强度降低，数据统计发现此时的反射率为 5589%，更上个时间段相比，更多的分子被反射了。这些具体的模拟结果与上面理论分析情况

相同。

由图 3 可知，随着分子与脉冲场作用时间的增加，反射率在不断增加，下面我们详细研究反射率与作用时间的完整关系，激发激光光强仍为 $I_0 = 1.0 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ 时，分子束参数与图 3 相同，所模拟的分子反射率与光场相互作用时间之间的关系如图 4 所示，分子镜的反射率在运动时间 2 ns 之前的时候为零，之后反射率慢慢增加，在运动时间达到 3 ns 时，分子的反射率达到 3.86%。此后反射率随着分子与场相互作用时间的增加而非线性增加，在 3—9 ns 之间，反射率增加比较快，而大于

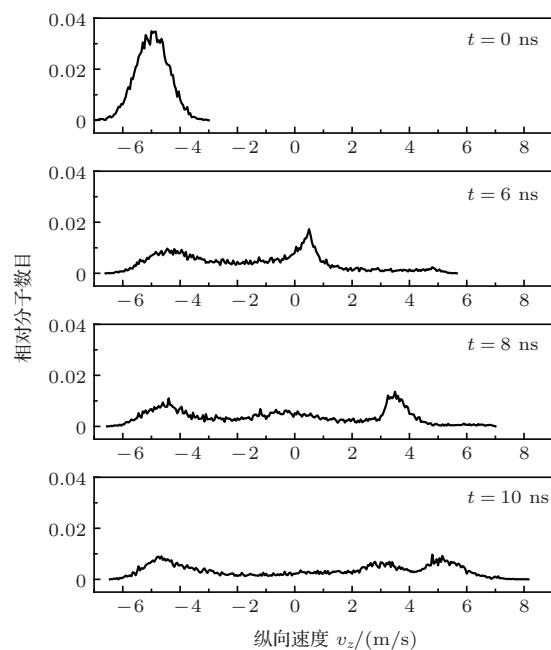


图 3 入射分子束速度分布随着与光场相互作用时间的变化

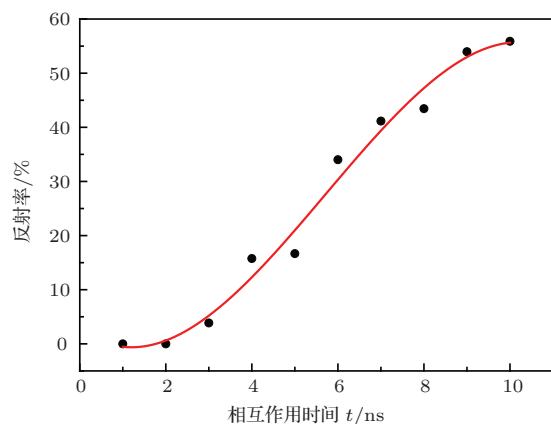


图 4 (网刊彩色) 分子镜反射率随着与光场相互作用时间的变化 (黑色实心点为蒙特卡洛模拟结果，红色曲线为拟合曲线)

9 ns 时, 反射率增加较之前缓慢. 最后在脉冲场延时 10 ns 时, 反射率达到 55.89%, 这就是在此实验参数条件下, 该反射镜的最大反射率. 此反射率与时间的变化关系与之前的分子反射镜都是类似的 [10–17]. 这是因为分子束 z 方向速度呈高斯分布, 在短时间之类, 只有极少数分子的纵向速度可以在 SPP 场偶极力的作用之下反向, 而之后当多数分子的速度进入可以被反射的区间时, 分子的反射率急剧增加, 到最后在时间, 速度大的一些分子被反射, 而这部分分子在分子束中占有的比例较小, 所以反射率增速变慢. 当所有满足条件的分子在脉冲场持续时间内均已反射, 反射率就趋于恒定, 这个反射率也就是我们所说的分子反射镜的最终反射率.

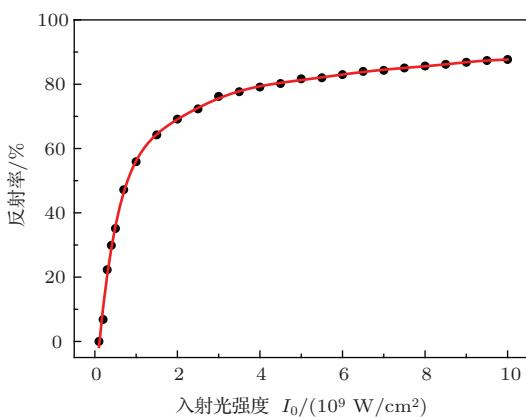


图 5 (网刊彩色) 分子镜反射率随着与入射光强强度的增加变化情况(黑色实心点为蒙特卡洛模拟结果, 红色曲线为拟合曲线)

分子反射镜的反射率除了与光场相互作用时间有关之外, 还与入射的脉冲激光光强有很大关系, 因为入射激光光强决定了相互作用偶极力的大小. 这里我们主要研究的是入射激光脉冲脉宽 10 ns 恒定不变条件下, 反射率与入射激光光强的关系, 具体模拟结果如图 5 所示. 在这个模拟过程中入射分子束的参数与上图中相同. 我们模拟得到了激光光强从 0— 10^{10} W/cm^2 的分子反射镜的反射率, 最后获得了如图 5 所示的结果, 该图表明分子的反射率随激光光强的增大而单调迅速增长, 当光强超过 $2.0 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ 时增长率变小. 在光强为 $0.1 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ 时反射率为 0, 光强达到 $1.0 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ 时, 反射率达到 87.69%. 以上结论的理论解释如下: 入射激光的强度越大, 表面等离激源场对应的最大光学势越大, 那么能反射的分子最大速度越大, 也就是反射率越大, 所以随着光强的增大, 反射率是单调递增的. 由于分子束中分

子速度呈现一定的对称高斯分布, 大速度的分子分子束中占有的比例较小, 所以光强增大到一定数值后, 反射率增速变缓. 对于入射激光的光强, 我们只模拟到了 10^{10} W/cm^2 量级, 这是因为过强的脉冲激光会烧毁金属膜, 不符合实际情况.

因此基于分子反射率这样的变化规律, 我们在做类似研究的时候, 应该选择适当的运动时间, 既达到反射分子的目的又不用浪费更多的时间和能量, 而且在选择脉冲激光器的时候要选择脉冲宽度远大于这个反射时间的激光器, 使反射效果明显.

4 结 论

我们对一种新型微纳脉冲分子反射镜的动力学过程进行了详细的研究. 冷分子束在进入微纳金属结构表面产生的 SPP 场后受到偶极力的作用, 当激光光强够大时, 入射的分子束可以被 SPP 场反射回去. 分子反射镜的反射率与其运动时间、初始速度、激光光强有关. 模拟结果表明了在固定光强下, 分子反射率随相互作用时间的增加而增大, 而对于不同光强有不同的反射率; 随光强的增加而增长, 并且增长趋势在变缓; 分子反射率与分子的初始速度呈指数递减的关系, 而且分子初始温度与初始速度平方有着直接的比例关系. 对于这种新型脉冲分子反射镜动力学过程的研究, 在基本物理问题的研究、精密测量等方面具有重要作用, 比如, 因为分子的反射率和反射之后的位置速度分布取决于 SPP 场场强的分布情况, 所以该方案可以间接探测表面近场光场强度分布. 在传统光学中, 光学反射镜可用来改变光束的传播方向. 相类比, 分子反射镜可用于改变分子束的传播方向和操控冷分子的运动轨迹, 因此分子反射镜是分子囚禁、存储、分子波导和分子干涉仪中的一种最基本的器件 [25–28].

参考文献

- [1] Bethlem H L, Berden G, Meijer G 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 1558
- [2] Bochinski J R, Hudson E R, Lewadowski H J, Meijer G, Ye J 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 243001
- [3] Vanhaecke N, Meier U, Andrist M, Meier B H, Merkt F 2007 *Phys. Rev. A* **75** 031402
- [4] Narevicius E, Parthey C G, Libson A, Riedel M F, Even U, Raizen M G 2007 *New. J. Phys.* **9** 96
- [5] Enomoto K, Momose T 2005 *Phys. Rev. A* **72** 061403
- [6] Friedrich B 2000 *Phys. Rev. A* **61** 025403

- [7] Fulton R, Bishop A I, Barker P F 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 243004
- [8] Fulton R, Bishop A I, Shneider M N, Barker P F 2006 *Nature Physics* **2** 465
- [9] Yin Y L, Zhou Q, Deng L Z, Xia Y, Yin J P 2009 *Opt. Exp.* **17** 10706
- [10] Wark S J, Opat G I 1992 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **25** 4229
- [11] Schulz S A, Bethlehem H L, Veldhoven J V, Kupper J, Conrad H, Meijer G 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 020406
- [12] Opat G I, Wark S J, Cimmino A 1992 *Appl. Phys. B* **54** 396
- [13] Ryytty P, Kaivola M 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5074
- [14] Dong G J, Lu W P, Barker P F 2003 *Phys. Rev. E* **68** 016607
- [15] Kallush S, Segev B, Cote R 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 163005
- [16] Dong G J, Edvardsson S, Lu W P, Barker P F 2005 *Phys. Rev. A* **72** 031605
- [17] Yin Y L, Zhou Q, Xia Y, Yin J P 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 3215
- [18] Yin Y L, Li T, Xu P, Jin H, Zhu S N 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 093105
- [19] Zhang W T, Zhu B H, Huang J, Xiong X M, Jiang Q B 2012 *Chin. Phys. B* **21** 033301
- [20] Zhang W J, Ma Y, Li T B, Zhang P P, Deng X, Chen S, Xiao S W 2013 *Chin. Phys. B* **22** 023701
- [21] Raether H 1988 *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings* (Berlin: SpringerVerlag) p-25-30
- [22] Xu X B, Yu S C, Jr R L, Zhu H P, Hopkins J B 1991 *J. Chem. Phys.* **95** 2445
- [23] Liu Z W, Wei Q H, Zhang X 2005 *Nano Lett.* **5** 957
- [24] Wang Z L, Dai M, Yin J P 2005 *Opt. Exp.* **13** 8406
- [25] Wang Q, Li S Q, Hou S Y, Xia Y, Wang H L, Yin J P 2014 *Chin. Phys. B* **23** 013701
- [26] Xu X Y, Ma H, Yin J P 2007 *Chin. Phys. B* **16** 3647
- [27] Zheng P, Gao W J, Yin J P 2006 *Chin. Phys. B* **15** 116
- [28] Yan H, Yang G Q, Shi T, Wang J, Zhan M S 2010 *Chin. Phys. B* **19** 023204

Theoretical study on a novel molecular mirror with a surface plasmon polariton field*

Ding Jing-Xin Fang Yin-Fei Guo Chao-Xiu Yang Lan Xia Yong
 Yin Ya-Ling[†] Yin Jian-Ping[‡]

(State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200062, China)

(Received 31 July 2014; revised manuscript received 28 August 2013)

Abstract

We propose a new scheme for molecular mirror with a blue-detuned surface plasmon polariton field excited on a microstructural metal film and study the dynamic process of reflection of cold molecules by Monte Carlo simulation. Our study shows that this mirror can realize a reflection of cold iodine molecular beam with a longitudinal temperature of 10 mK and a transverse temperature of 1 mK with a reflectivity of 55.89% when the incident laser is of a 10 ns pulse width and its intensity is $I_0 = 1.0 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$; and the molecular reflectivity increases with increasing incident laser intensity.

Keywords: molecular mirror, surface plasmon polariton field, AC Stark effect

PACS: 37.10.Vz, 32.80.Hd, 73.20.Mf

DOI: 10.7498/aps.63.213701

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11374100, 10904060), the Natural Science Foundation of Shanghai Municipality, China (Grant No. 13ZR1412800), the National Key Basic Research and Development Program of China (Grant No. 2011CB921602) and the Fundamental Research Funds for Central Universities.

† Corresponding author. E-mail: ylyin@phy.ecnu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: jpyin@phy.ecnu.edu.cn