

# 激光汇聚 Cr 原子沉积的原子光学特性研究\*

卢向东<sup>1)†</sup> 李同保<sup>1)</sup> 马 艳<sup>1)</sup> 汪黎栋<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> 同济大学物理系, 上海 200092)

<sup>2)</sup> 桂林电子科技大学电子工程学院, 桂林 541004)

(2008 年 12 月 29 日收到, 2009 年 5 月 8 日收到修改稿)

利用激光汇聚原子沉积技术, 实验上获得了一维 Cr 层光栅结构. 经原子力显微镜测试, 其周期常数为  $(212.8 \pm 0.2)$  nm, 约等于激光驻波场波长的一半. 根据半经典理论模型, 采用 Adams-Bashforth-Moulton 算法进行数值求解, 模拟了同等实验参数条件下的 Cr 原子运动轨迹, 并对其原子光学特性进行分析. 结果表明, 模拟分析与实验结果符合得较好.

关键词: 原子光学, 激光汇聚原子沉积, 原子光学特性

PACC: 3280, 3380P, 4250V

## 1. 引 言

自 1980 年 Rohrer 和 Binnig 发明了扫描隧道显微镜 (STM) 之后, 人们可以在纳米数量级的平台上研究各种物质表面形貌甚至原子、分子的几何结构或者电子云等. 如今, 纳米科技不断向前发展, 越来越多的纳米技术应用到现实生活中. 作为纳米科技的重要技术环节——纳米计量, 也日益在科研工作中显露出它的重要性和必要性. 目前用于测量纳米尺度的仪器主要是 STM、原子力显微镜 (AFM) 扫描电子显微镜 (SEM) 等. 在纳米计量中, 由于受仪器工作原理、测量对象和环境因素影响, 用不同仪器检测同一个标样, 或者用同一仪器在不同环境下测量同一标样, 结果可能截然不同<sup>[1]</sup>. 如何更加有效方便地校准这些精密仪器就必须要有性能良好的纳米级长度传递标准. 因此, 传递标准在纳米计量体系中具有重要的意义.

激光汇聚原子沉积技术由于可以直接溯源于绝对原子谱线跃迁频率, 因此利用该技术制作的纳米光栅结构合乎作为纳米传递标准的要求<sup>[2]</sup>. 国外已有多家研究机构分别对 Na<sup>[3]</sup>, Cr<sup>[2]</sup>, Al<sup>[4]</sup> 和 Fe<sup>[5]</sup> 原子的激光汇聚原子技术进行实验研究并获得了光栅结构. 我们多年来一直从事激光汇聚 Cr 原子沉积技术

的理论研究工作<sup>[6,7]</sup>和具体的实验研究工作<sup>[8-11]</sup>, 并且获得了初步研究结果<sup>[10]</sup>. 本次沉积样品经 AFM 检测, 其 Cr 层光栅周期常数确定为  $(212.8 \pm 0.2)$  nm, 约等于入射激光驻波场波长的一半. 同时为更深入研究 Cr 原子在激光驻波场中的沉积过程, 本文根据半经典理论模型, 采用 Adams-Bashforth-Moulton 算法进行数值求解, 并代入本次实验条件所使用的各种实验参数作为理论模拟的初始设定值, 模拟了 Cr 原子的运动轨迹并分析其原子光学特性. 模拟分析的结果与实验结果有一定的相似性, 如不管是实际样品表面还是模拟结果, 都反映出光栅轮廓是由微锯齿型结构组成、半高宽都比较大等特性. 本文的研究结果对下一步的实验工作具有指导意义.

## 2. 半经典理论模型及模拟

### 2.1. 理论模型

在激光汇聚 Cr 原子沉积的实验研究中, 选择了  $S_3 \rightarrow P_4^0$  的跃迁谱线, 该谱线可以近似看作是二能级系统. 对于二能级系统, 激光驻波场的势能方程可写为<sup>[12]</sup>

$$U(x, y, z) = \frac{\hbar\gamma^2}{8\Delta} \frac{I(x, y, z)}{I_s} = \frac{\hbar\gamma^2}{8\Delta} \frac{I_0}{I_s} G(x, y, z), \quad (1)$$

\* 上海市纳米技术专项基金(批准号: 0259NM034, 0452NM029)资助的课题.

† E-mail: 3007\_luxd@tongji.edu.cn

其中  $\gamma$  是原子能级跃迁的自然线宽,  $\Delta = \omega_L - \omega_0$  是激光驻波场的频率  $\omega_L$  对原子共振频率  $\omega_0$  的失谐量,  $I_s$  是原子跃迁的饱和光强,  $I$  为入射激光的光强. 引入激光强度分布的线型函数  $G(x, y, z)$ , 则  $I_0$  表示入射光斑光强为最大值处的光强值. (1) 式可以进一步简化为<sup>[13]</sup>

$$U(x, y, z) = \frac{\hbar\Delta}{2} \ln[1 + p(x, y, z)], \quad (2)$$

其中

$$p(x, y, z) = \frac{I(x, y, z)}{I_s} \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + 4\Delta^2} = p_0 G(x, y, z),$$

$$p_0 = \frac{I_0}{I_s} \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + 4\Delta^2}.$$

对于高斯型激光驻波场, 其线型函数  $G(x, y, z)$  可以表示为

$$G(x, y, z) = \exp(-2z^2/w_0^2) \sin^2 kx, \quad (3)$$

其中  $w_0$  为高斯光束的腰斑半径,  $k = 2\pi/\lambda$  是激光的波数. 在 (3) 式中, 忽略了高斯光束在  $y$  方向的分布, 是因为在  $y$  方向所受的力相对  $x$  方向是很小的, 且具有平移对称性, 因此可以将激光驻波场的三维势能问题简化为二维势能问题.

在忽略  $y$  方向分量的情形下, 原子在激光驻波场中的运动方程为<sup>[13]</sup>

$$\ddot{x} + \frac{1}{m} \frac{\partial U(x, z)}{\partial x} = 0, \quad (4)$$

$$\ddot{z} + \frac{1}{m} \frac{\partial U(x, z)}{\partial z} = 0.$$

消去时间因子, 同时使用能量守恒定律, 可以将 (4) 式化简为<sup>[6]</sup>

$$x'' = \frac{1 + x'^2}{2(E_0 - U)} \left( x' \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\partial U}{\partial x} \right). \quad (5)$$

把 (2) 式代入 (5) 式求解后即可得到原子在激光驻波场作用下的运动情况. 由于该方程没有简单的解析解, 因此利用数值解法可计算出原子在激光驻波场中的运动轨迹并利用累计方法进一步获得沉积结构的形貌特征.

在数值求解 (5) 式中, 为提高数值计算精度, 文献 [6, 14] 均采用四阶 Runge-Kutta 算法得到该方程的数值解. 我们采用 Adams-Bashforth-Moulton 算法进行数值求解, 该方法是常用的预测-校正法, 算法中包括预估过程和校正两个过程.

Adams-Bashforth-Moulton 算法属于多步法, 其迭代运算公式如下:

$$p_{n+1} = y_n + \frac{h}{24} (-9f_{n-3} + 37f_{n-2} - 59f_{n-1} + 55f_n),$$

$$m_{n+1} = p_{n+1} + \frac{251}{270} (c_n - p_n),$$

$$c_{n+1} = y_n + \frac{h}{24} (f_{n-2} - 5f_{n-1} + 19f_n + 9f(x_{n+1}, m_{n+1})),$$

$$y_{n+1} = c_{n+1} - \frac{19}{270} (c_{n+1} - p_{n+1}). \quad (6)$$

由于算法中采用了多步近似, 因而具有较小的截断误差, 所以计算精度要优于 Runge-Kutta 方法.

## 2.2. 理论结果分析

图 1 是用于汇聚 Cr 原子束的激光驻波场的二能级势能三维分布图, 各参数如下: Cr 原子在  $^3S_3 \rightarrow ^7P_4^0$  的跃迁谱线上的自然线宽  $\gamma/2\pi = 5$  MHz, 饱和光强  $I_s = 85$  W/m<sup>2</sup>, 选择的失谐量  $\Delta/2\pi = 250$  MHz.

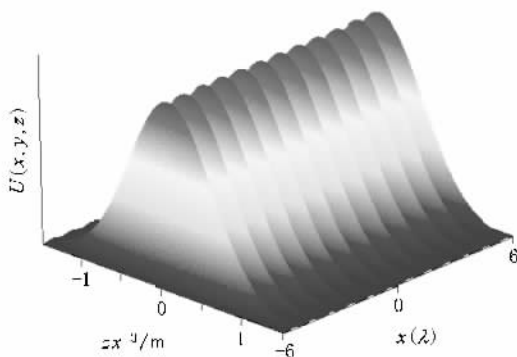


图 1 激光汇聚势能三维分布

图 1 中, 在 Cr 原子传播方向 (即  $z$  轴方向) 上激光驻波场的势能分布呈高斯型分布, 其分布范围取决于激光光斑的尺度. 在沉积方向 (即激光驻波场传播方向) 的  $x$  方向具有  $\lambda/2$  周期性结构. 当从  $z$  方向过来的 Cr 原子经过周期为  $\lambda/2$  的势能结构时, 必将受到激光驻波场周期性电场偶极力的作用从而被周期性调制, 最终沉积在基片上形成周期结构. 由于  $x$  方向的周期尺度是  $\lambda/2$ , 而  $z$  方向的尺度是激光光斑大小 (一般为毫米数量级), 致使  $x$  方向的周期间距较  $z$  方向上的分布范围要小若干个数量级, 在图形显示上不便于准确区分, 所以图 1 未能准确反映出两者之间的尺度差别.

为检验 Adams-Bashforth-Moulton 算法在数值计算中的优点, 利用半经典模型模拟了两种方法在相同初始条件下所得到的原子运动轨迹曲线图.

如图 2 所示, 数值计算中所代入的初始条件<sup>[6]</sup> 相同, 由于 Adams-Bashforth-Moulton 算法采用多步近

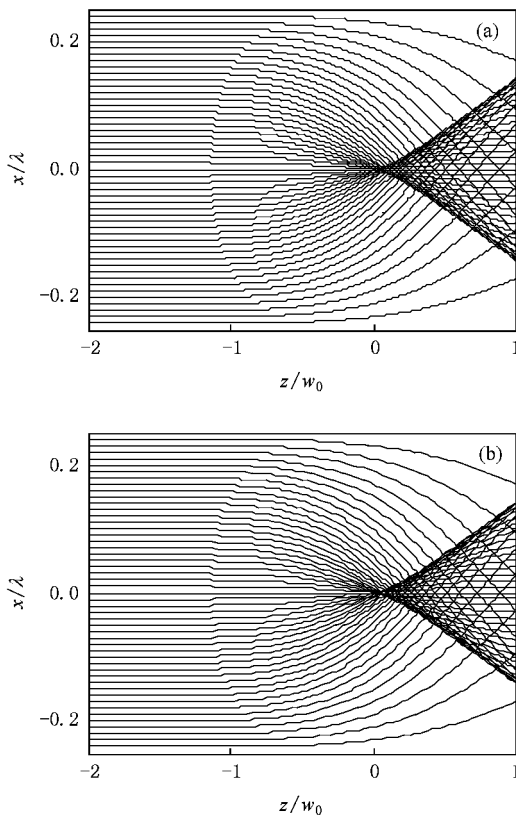


图2 模拟得到的原子运动轨迹 (a)四阶 Runge-Kutta 算法, (b)Adams-Bashforth-Moulton 算法

似,因此其数值计算的精度比四阶 Runge-Kutta 算法的精度高.我们知道,在理想激光驻波场作用下,在一个  $\lambda/2$  范围内,近轴条件下的原子束将受到电场偶极力的作用汇聚于同一个位置,犹如光学中的平行光束,经过聚焦透镜后将聚焦于焦点上.因此,激光驻波场的初始参数越理想,原子束的入射初始条件越好,由原子束形成的汇聚点半径就越小.比较图2中两种算法得到的原子运动轨迹可以明显看出,Adams-Bashforth-Moulton 算法得到的汇聚效果比四阶 Runge-Kutta 算法得到的汇聚效果要明显得多,即前者汇聚点及其附近的原子束半径要比后者汇聚点及其附近的原子束半径要小,即使在  $z = w_0$  的位置上,汇聚原子束半径也要较后者明显小一些.这说明 Adams-Bashforth-Moulton 算法在数值计算的精度上要高于四阶 Runge-Kutta 算法.

在模拟激光汇聚 Cr 原子的数值计算中,引入参数  $a^{[13]}$ ,并设  $\gamma/2\pi = 5 \text{ MHz}$ ,  $I_s = 85 \text{ W/m}^2$ ,  $\Delta/2\pi = 250 \text{ MHz}$ ,  $V_z = 957 \text{ m/s}$  (对应于 Cr 原子炉的中心温度为  $1650 \text{ }^\circ\text{C}$ ),  $w_0 = 100 \text{ }\mu\text{m}$ .以上参数的选择均来源于实验中所用到的参数.当  $a = 5.37^{[13]}$  时,近轴条件下

的原子束将在激光驻波场的中心(即  $z = 0$ )相交,此时对应的激光功率大约为  $3.93 \text{ mW}^{[10]}$ .在不考虑原子纵向速度分布和横向速度分布的理想情形下,图3给出不同激光驻波场功率下(对应不同的  $a$  值)在一个  $\lambda/2$  范围内的原子运动轨迹.

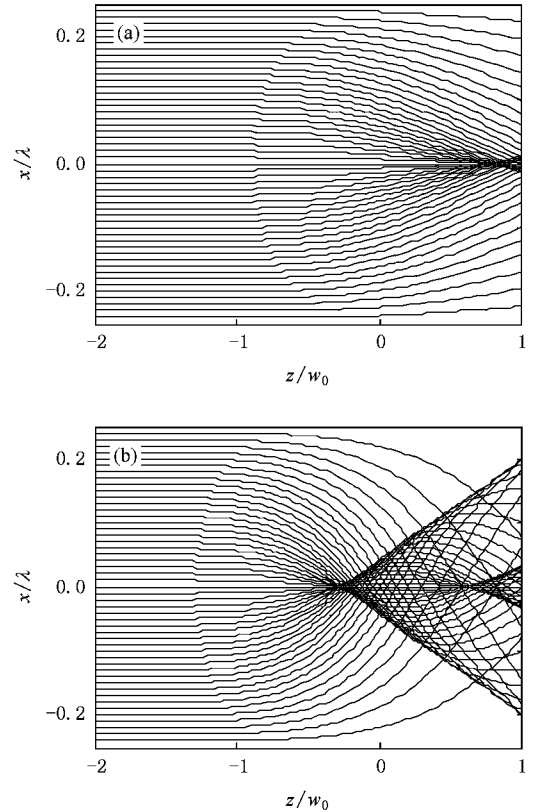


图3 不同  $P$  时的原子运动轨迹 (a) $P = 1 \text{ mW}$ , (b) $P = 10 \text{ mW}$

在理想情形下,如果激光驻波场的光功率低于  $3.93 \text{ mW}$  (如图3(a)),则在近轴条件下,原子束的汇聚点将出现在激光驻波场中心位置的后面( $z > 0$ ),由于激光驻波场的势场较弱,大部分原子束在激光驻波场的范围  $[-w_0, w_0]$  内未能汇聚在一起,因此在  $x = 0$  的位置上将很难形成稠密的原子分布结构.假如激光驻波场功率小到一定程度,汇聚点将移到激光光斑的外面,类似于光学薄透镜情形,当平行光入射到薄透镜,将会在薄透镜的外面会聚形成一个亮斑.如果功率正好满足  $P = 3.93 \text{ mW}$  的条件(如图3(b)),原子束将汇聚在  $z = 0$  处,即汇聚于激光驻波场的中心位置,若把沉积基片放在此处将得到非常陡峭的尖峰结构<sup>[13]</sup>.当激光驻波场的功率大于  $3.93 \text{ mW}$  (如图3(b)),一部分原子束将在激光驻波场中心点的前面( $z < 0$ )首次汇聚.由于受到强势场的作用,部分原子束将在原子传播方向上再次形成

汇聚作用,所以在  $z > 0$  以及  $x = 0$  的轴线上还可以形成新的汇聚点,但这些位置上汇聚点的原子数较首次汇聚点的原子数要少.

### 3. 实验结果及理论模拟分析

#### 3.1. 实验结果

激光汇聚 Cr 原子的实验光路以及实验装置详见文献 [9]. 本次实验条件参数如下: 原子炉的中心温度为  $1650\text{ }^{\circ}\text{C}$ , 采用感生荧光稳定激光的频率<sup>[8]</sup>, 激光驻波场的波长为  $425.55\text{ nm}$ , 激光驻波场的腰斑半径为  $100\text{ }\mu\text{m}$ . 为获得横向速度更小的 Cr 原子束, 在原子束进入汇聚驻波场前首先采用机械孔进行预准直, 然后再采用多普勒冷却进行二次准直. 激光驻波场的失谐量  $\Delta/2\pi = 250\text{ MHz}$ , 用于稳频、横向冷却、汇聚以及末端探测的总激光功率为  $172\text{ mW}$ , 其中稳频功率为  $16\text{ mW}$ , 汇聚功率为  $45\text{ mW}$ , 冷却功率为  $32\text{ mW}$ . 用于沉积的硅基片放在会聚光光斑恰好与基片表面相切的位置, 也就是激光腰斑半径处. 理论上应该把基片放在激光驻波场的中心位置(即  $z = 0$ ), 由于实验条件所限, 放入沉积片时很难把握住这样的苛刻条件, 所以选择了最容易实现的  $z = w_0$  位置. 沉积时间为  $1\text{ h}$ , 沉积样品检测采用 Veeco 公

司生产的 STM 进行扫描, 获得了 AFM 像以及二维高度数据.

图 4(a) 是沉积样品的二维高度轮廓图, 由此可明显看到竖直分布的线型光栅结构, 由于沉积表面存在不确定因素的干扰, 造成了光栅轮廓的对比度较低. 图 4(b) 是在二维轮廓图中选取了用于测量(图 4(a) 中白色线段)的一维局部高度曲线图, 从中可明显看到周期性结构, 而且这些周期性结构轮廓大多是由微锯齿型轮廓堆积而成. 在测量起止点间共选择了 7 个周期作为测量对象. 图 4(c) 是对应的能量密度分布(PSD)图, 该 PSD 图反映了空间频率与高度分布的关系, 可以看出在低空间频率处的能量分布比较高. 能量分布高的低空间频率正好就是由光栅周期结构所组成的空间频率. 表 1 给出了起止点坐标所包含的各种参数值. 由表 1 中的数据可以得到起止点之间的横向距离是  $1.488\text{ }\mu\text{m}$ , 据此得出光栅的周期  $d = 212.6\text{ nm}$ . 经过多次测量最终确定该沉积样品的光栅周期  $d = (212.8 \pm 0.2)\text{ nm}$ , 约等于入射激光驻波场波长的一半, 从而说明利用激光汇聚原子沉积技术制作纳米级长度传递标准是完全可行的.

表 1 图 4(a) 截取点间部分测量数据表

对	水平距离/ $\mu\text{m}$	垂直距离/nm	表面距离/ $\mu\text{m}$	角度/rad
0	1.488	0.036	1.488	0.00

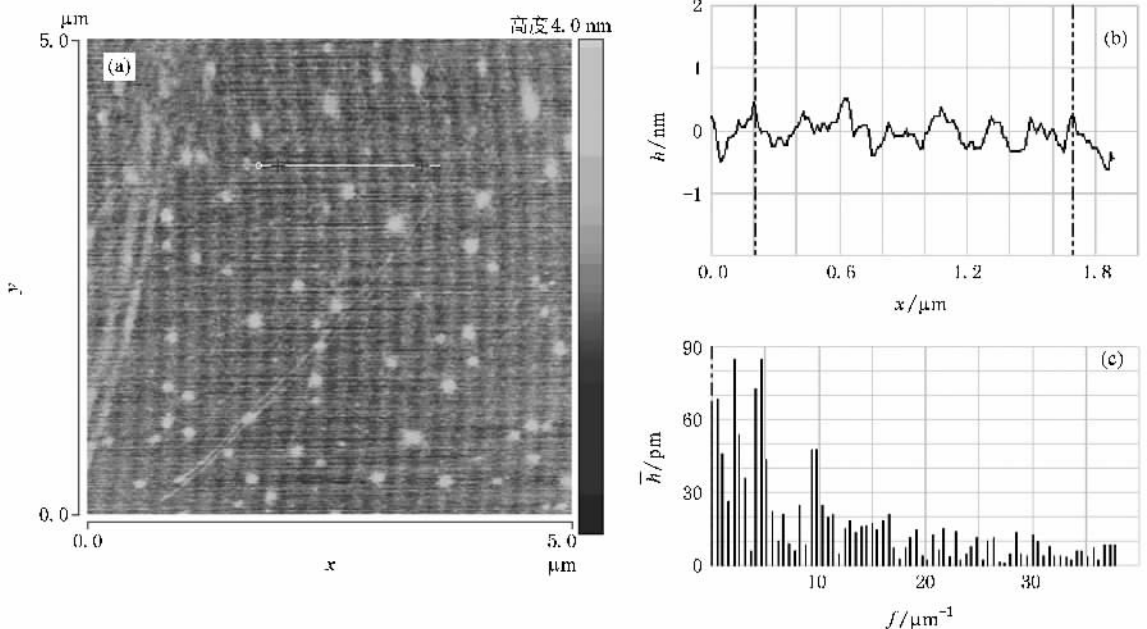


图 4 沉积样品表面 AFM 像及其局部高度曲线和 PSD 图 (a) AFM 像, (b) 一维局部高度曲线, (c) PSD 图

为进一步深入研究 Cr 层光栅的细节结构,从二维高度数据矩阵中选择了一块光栅条纹较好的区域用于分析.图 5(a)和(b)是选取了其中两组数据,每组均约为一个周期分布,横坐标表示该组轮廓图中的数据点个数,纵坐标表示与每个数据点相对应的高度值.由于实验条件不可能保证每一个沉积位置都具有相同的沉积状态,且还有很多未知因素影响局部条纹形貌的形成,所以光栅局部高度轮廓图中均存在各种不同的细节轮廓形貌.但是,由此能够清晰地看到每个周期结构均是由微锯齿型结构堆积而成的.在周期性的高度值方面,不管是图 4 还是图 5,也不管是二维还是一维数据,都表明该样品的周期高度值偏低,也就是周期高度沉积得比较浅,且半峰高宽值较大.

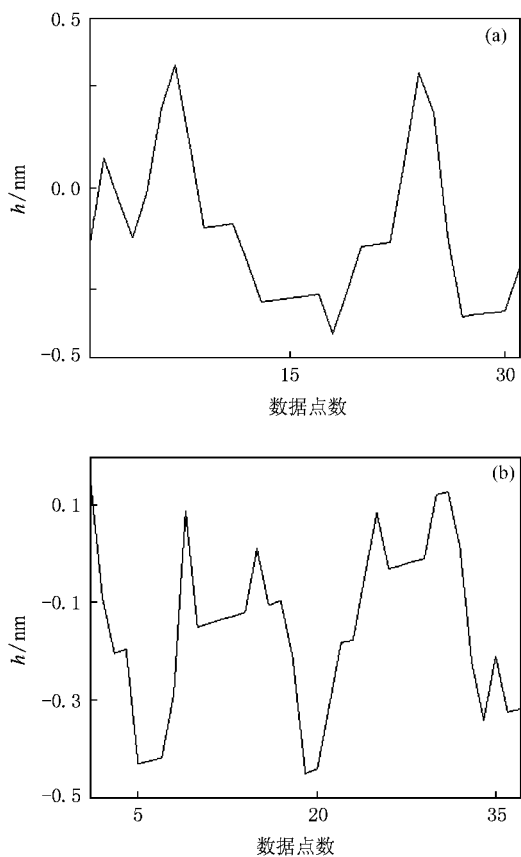


图 5 光栅局部高度轮廓图 (a)与(b)分别为选取的两组二维高度数据

### 3.2. 实验结果的理论模拟

为了从理论上解释由实验结果所观察到的现象,根据半经典理论模型,利用数值解法得到 Cr 原子束在激光驻波场中的运动情况.为此,引入了在沉

积该样品时所使用的如下实验参数作为理论模拟的初始值: $P = 45 \text{ mW}$ ,  $\gamma/2\pi = 5 \text{ MHz}$ , 二能级势场的饱和光强  $I_s = 85 \text{ W/m}^2$ ,  $\Delta/2\pi = 250 \text{ MHz}$ , Cr 原子在  $1650 \text{ }^\circ\text{C}$  下得到的纵向中心速度  $V_z = 957 \text{ m/s}$ , 沉积位置  $z = w_0$  以及激光驻波场的腰斑半径  $w_0 = 100 \text{ }\mu\text{m}$ .

在理想情形(即不考虑纵向速度分布和横向速度分布)下所得到的原子运动轨迹和沉积轮廓图如图 6 所示.

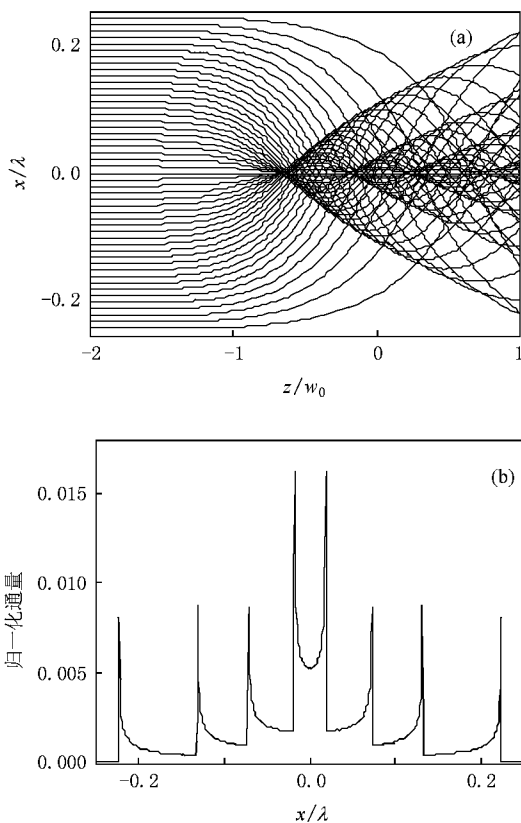


图 6 理想情形下 Cr 原子的运动轨迹和沉积轮廓图 (a)运动轨迹,(b)沉积轮廓图

图 6(a)反映了在  $45 \text{ mW}$  的高斯型激光驻波场作用下,在一个光栅周期范围内的原子运动分布情况.从图 6(a)可以看出,近轴上的原子均在驻波场中心的前方( $z < 0$ )处汇聚,其汇聚点处在激光驻波场的腰斑半径范围内.犹如光学透镜中的厚透镜,当平行光入射时,其焦点落在了厚透镜的内部.此外,由于激光驻波场的势能比较强,在驻波场作用范围  $[-w_0, w_0]$  内,在  $x = 0$  的轴线上,仍存在着多个由 Cr 原子束形成的汇聚点,只是后面形成汇聚点的原子数远没有第一个汇聚点形成的原子数多.在  $z = w_0$  的沉积位置上,由于  $x = 0$  及相邻处的原子运动轨迹线较其他位置更为稠密得多,所以可以推测出

每个  $\lambda/2$  周期内,在  $x=0$  及其相邻处能够形成具有一定高度且高于其他位置的 Cr 层结构.沉积长度延伸到整个激光驻波场的作用范围,最终能够形成周期性排列的 Cr 层结构.

图 4(b) 则反映了由大量 Cr 原子 ( $5 \times 10^4$  个原子) 受激光驻波场的电场偶极力作用,运动到  $z=w_0$  (即放置沉积基片的位置) 处所形成的在一个  $\lambda/2$  周期范围内的沉积轮廓.由于原子沉积过程不可能绝对稳定,可以忽略沉积轮廓图中的各个尖峰结构,据此可以推断出在  $z=w_0$  处激光汇聚 Cr 原子的大致轮廓,即在一个周期范围内沉积轮廓将是一个由微锯齿型结构堆积而成的光栅轮廓.再者,沉积轮廓图明显反映出沉积轮廓的半高宽较大,比  $z=0^{[13]}$  处得到的半高宽要大.此外,从反映沉积高度的原子流分布数值看,即使是光栅周期的中心处 ( $x=0$ ),其所获得的原子数并不是很多,大约在 0.5% 左右,由此推断出如此低的原子流分布造成了光栅周期高度比  $z=0^{[13]}$  处偏低.

用模拟分析所得到的结果与实验结果进行对比发现,与图 4、图 5 所反映出来的基本特性大体符合.首先,在光栅的局部轮廓方面,均表现出含有微锯齿型结构特征,而且主峰下沉的现象也能在图 5 的高度轮廓图中有所表现.只是由于实验条件不是很稳定以及受到各方面因素叠加影响,使得实验检

测出来的光栅局部轮廓图不可能都是由主峰下沉的轮廓结构组成.其次,在局部轮廓的半峰高宽方面,如果考虑 Cr 原子束的纵向速度分布和横向速度分布对沉积结果的影响,理论计算出的半峰高宽还会比理想情形大一些.从实验测出的光栅轮廓(图 4、图 5)也可以明显反映出实际的半高宽的确较大.最后,在光栅轮廓的高度方面,理论模拟预示着光栅的周期性高度偏低,实际测出来的光栅周期性也客观地反映出这一点.从以上三方面的比较分析,最终说明半经典理论在激光汇聚原子技术中有着很大的参考价值,能够为实验研究提供建设性意见.

## 4. 结 论

本文介绍了本实验室在激光汇聚 Cr 原子实验研究中的最新进展情况.获得了周期常数为  $(212.6 \pm 0.2)$  nm 的 Cr 层光栅结构,并且在局部光栅形貌图中反映了光栅轮廓由微锯齿型结构所堆积而成,半峰高宽值较大和周期高度较低.最后从半经典模型出发,利用 Adams-Bashforth-Moulton 法进行数值求解,并引入制作该沉积样品时的条件作为初始设定值,模拟了 Cr 原子束在激光汇聚场中的原子光学性质以及沉积结构.初步分析的结果与实验结果基本符合.本工作有望能促进今后的实验研究.

- [1] Li T B 2005 *Shanghai Meas. Test.* **185** 8 (in Chinese) [李同保 2005 上海计量测试 **185** 8]
- [2] Gupta R, McClelland J J, Marte P, Celotta R J 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4689
- [3] Timp G, Behringer R E, Tennant D M, Cunningham J E 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 1636
- [4] McGowan R W, Giltner D M, Lee S A 1995 *Opt. Lett.* **20** 2535
- [5] te Slight E, Smeets B, van der Stam K M R, Herfst R W, van der Straten P, Beijerinck H C W, van Leeuwen K A H 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 4493
- [6] Zheng C L, Li T B, Ma Y, Ma S S, Zhang B W 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4528 (in Chinese) [郑春兰、李同保、马 艳、马珊珊、张宝武 2006 物理学报 **55** 4528]
- [7] Ma B, Wang Z S, Zhao M, Ma Y, Ma S S 2006 *Infrared Laser Eng.* **35** 667 (in Chinese) [马 彬、王占山、赵 敏、马 艳、马珊珊 2006 红外与激光工程 **35** 667]
- [8] Zhang B W, Li T B, Zheng C L 2005 *Optoelectron. Technol. Inform.* **18** 16 (in Chinese) [张宝武、李同保、郑春兰 2005 光电子技术与信息 **18** 16]
- [9] Ma Y, Zhang B W, Zheng C L, Ma S S, Li F S, Wang Z S, Li T B 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4087 (in Chinese) [马 艳、张宝武、郑春兰、马珊珊、李佛生、王占山、李同保 2006 物理学报 **55** 4087]
- [10] Ma Y, Zhang B W, Zheng C L, Ma S S, Li F S, Wang Z S, Li T B 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1365 (in Chinese) [马 艳、张宝武、郑春兰、马珊珊、李佛生、王占山、李同保 2007 物理学报 **56** 1365]
- [11] Zhang B W, Zhang W T, Ma Y, Li T B 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5485 (in Chinese) [张宝武、张文涛、马 艳、李同保 2008 物理学报 **57** 5485]
- [12] Dalibard J, Cohen-Tannoudji C 1985 *J. Opt. Soc. Am. B* **2** 1707
- [13] McClelland J J 1995 *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 1761
- [14] Ma B, Ma Y, Zhao M, Ma S S, Wang Z S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 667 (in Chinese) [马 彬、马 艳、赵 敏、马珊珊、王占山 2006 物理学报 **55** 667]

# Investigation of atom-optical properties of laser focused Cr atomic deposition \*

Lu Xiang-Dong<sup>1,2)†</sup> Li Tong-Bao<sup>1)</sup> Ma Yan<sup>1)</sup> Wang Li-Dong<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> *Department of Physics, Tongji University, Shanghai 200092, China*

<sup>2)</sup> *College of Electronic Engineering, Guilin University of Electronic Technology, Guilin 541004, China*

( Received 29 December 2008 ; revised manuscript received 8 May 2009 )

## Abstract

Gating structure of one dimensional Cr layer is experimentally obtained through the technology of laser focused atomic deposition. The periodicity of grating is  $(212.8 \pm 0.2)$  nm measured by atomic force microscope, which is just equal to half of the wavelength of laser standing-wave field. Then, based on the semiclassical model and numerical calculation of the Adams-Bashforth-Moulton algorithm, both Cr atom motion trajectories are simulated and the atom-optical properties are analyzed at the same experimental conditions. The results show that the analytical results agree well with the experimental results.

**Keywords** : atom optics, laser focused atomic deposition, atom-optical properties

**PACC** : 3280, 3380P, 4250V

\* Project supported by the Nanoscience Foundation of Shanghai, China ( Grant Nos. 0259nm034, 0452nm029 ).

† E-mail : 3007\_luxd@tongji.edu.cn