

激光会聚原子沉积技术的原子沟道化研究

卢向东 李同保 马 艳

(同济大学物理系, 上海 200092)

摘要 激光操纵原子技术之一的激光会聚原子沉积可以利用原子沟道化效应得到高质量的纳米级沉积结构。推导出在高斯函数二级近似下原子运动方程的解析解, 通过计算模拟和比较分析, 表明原子沟道化在激光会聚原子沉积中具有诸多优点。这些优点证明原子沟道化效应是激光会聚原子沉积技术的补充。

关键词 激光光学; 原子光学; 激光会聚原子沉积; 原子沟道化; 激光驻波

中图分类号 O413.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201131.s100515

Study of Channeling Atoms in Laser-Focused Atomic Deposition Technology

Lu Xiangdong Li Tongbao Ma Yan

(Department of Physics, Tongji University, Shanghai 200092, China)

Abstract Channeling atoms can be used to produce deposited nano-structure of high quality in laser-focused atomic deposition which is one of the technologies of laser manipulating atoms. We deduce the analytic solutions of atom equation of motion in the second approximation of Gauss function form. Through calculation simulation and analytic comparison, it is shown that there are many advantages in laser-focused atomic deposition when channeling atoms are used. These advantages demonstrate that atoms channeling is the content of complement in technology of laser-focused atomic deposition.

Key words laser optics; atom optics, laser-focused atomic deposition; channeling atoms; laser standing wave

OCIS codes 020.1335; 020.7010; 220.4241

1 引 言

激光会聚原子沉积技术是激光操纵原子技术中的一种, 该技术能够制作出纳米级的周期性沉积结构, 有望制作出纳米长度传递标准。1992年, Timp等^[1]首先利用激光会聚原子沉积技术获得钠原子的光栅结构, 其周期等于入射激光驻波波长的一半, 即 (294.3 ± 0.3) nm。1993年, McClelland等^[2]利用激光会聚原子沉积技术获得一维铬原子光栅结构, 其周期为212.78 nm。然而, 包括在此后的实验和理论研究中, 激光会聚原子沉积技术在绝大多数情况下都等效于原子光学中的厚透镜情形。极少有人

考虑原子沟道化在激光会聚原子沉积中的应用。

早在1968年, Letokhov^[3]就提出在激光驻波场中使用沟道化效应(Channeling)实现压缩多普勒线宽的设想。1986年, Prentiss等^[4]在实验中间接地证实了原子沟道化现象。1987年, Salomon等^[5]在实验中直接观察到铯原子沟道化现象并且进行了理论和实验的比较。同样做出突出贡献的还有前苏联国家科学研究所光谱研究所的研究小组^[6~9], 他们多次报道了该研究所在原子沟道化方面的最新研究情况。1990年, Bigelow等^[10]从傅里叶频谱图中看到由原子沟道化产生的一个个尖峰状的曲线。同

收稿日期: 2010-12-30; **收到修改稿日期**: 2011-03-09

基金项目: 国家自然科学基金(10804084)、国家科技支撑计划(2006BAF06B08)和上海市科委纳米专项(0852nm07000, 0952nm07000)资助课题。

作者简介: 卢向东(1977—), 男, 博士研究生, 主要从事计量光学、激光会聚原子沉积等方面的研究。

E-mail: 3007_luxd@tongji.edu.cn

导师简介: 李同保(1942—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事计量光学方面的研究。E-mail: tbli@tongji.edu.cn

年,中国科学院上海光学精密机械研究所的研究小组^[11]也在激光驻波场中观察到由原子沟道化效应所导致的聚束效应。Li等^[12,13]详细研究了钠原子的沟道化效应,同时给出了判断原子沟道化效应的判据。2000年,Keller等^[14]在氩原子干涉实验中也观察到了沟道化效应。

此后,针对原子沟道化的研究逐渐渗透到其它相关研究领域,激光会聚原子沉积技术就是其中之一。1999年,Anderson等^[15]在激光会聚铬原子沉积实验中观察到激光光强在一定范围内所得到的特征宽度(半峰全宽,FWHM)值变化很小,他们把这个现象归因于原子的沟道化效应。这也是原子沟道化效应在激光会聚原子沉积实验研究中得到的显著特征之一。2001年,Ohmukai等^[16]深入研究了铷原子的沟道化效应,针对激光会聚原子沉积的特征宽度问题,利用吸收光谱法测量出某一沉积位置的特征宽度值,并实验研究了特征宽度值与横向原子流速度的关系,最后指出利用沟道化效应有利于实时监测激光会聚原子沉积的结果。2003年,Meschede等^[17]在对由激光力和磁场力作用下的原子沉积和原子光刻制作原子纳米结构进行总结和概括时,提出了激光会聚原子沉积的三个原子光学特性,即当激光偶极力(可以通过提高激光光强或者降低失谐量来实现)越来越大的时候,原子光学特性依次为薄透镜情形、厚透镜情形和原子沟道化情形。2004年,Campos^[18]提出了利用原子沟道化进行激光会聚原子沉积的设想,并给出了模拟计算得到的原子运动轨迹图。但是对于原子沟道化在激光会聚原子沉积技术中具有哪些不同于传统厚透镜情形下的特点目前仍未见报道。本文通过计算模拟和比较分析,发现了诸多有别于传统厚透镜情形的特点,并证明了原子沟道化可以应用于激光会聚原子沉积技术中。

2 基本理论

激光操纵原子技术中的原子运动方程能够直接反映出原子在激光驻波场内的运动行为,通过对这些运动行为的判断可以非常直观地区分出不同的原子光学特性,因此有必要进一步求解原子在激光驻波场中的运动方程。

由于在 y 轴方向具有平移对称性,所以在这里 y 方向的尺度可以忽略。这样可以将激光驻波场中原子的运动问题简化为二维运动问题。原子在激光场中的拉格朗日函数为^[19]

$$L = \frac{(\dot{x}^2 + \dot{z}^2)}{2}m - U(x, z), \quad (1)$$

当激光驻波场的功率较高、失谐量很大时,激光对原子的作用可以假设为只有偶极力作用情形,所以在激光场内被认为这是一个保守系统,即原子在运动过程中总能量保持不变,保守系统的拉格朗日方程为^[20]

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{x}} \right) - \frac{\partial L}{\partial x} = 0 \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{z}} \right) - \frac{\partial L}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (2)$$

把(1)式代入(2)式得到原子在激光驻波场中的运动方程为

$$\begin{cases} \ddot{x} + \frac{1}{m} \frac{\partial U(x, z)}{\partial x} = 0 \\ \ddot{z} + \frac{1}{m} \frac{\partial U(x, z)}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (3)$$

另外,在这种情形下的势场函数方程为^[21]

$$U(x, z) = \frac{\hbar\delta}{2} \ln \left[1 + \frac{I(x, z)}{I_s} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\delta^2} \right], \quad (4)$$

式中 I_s 为原子跃迁谱线的饱和光强, Γ 为原子跃迁谱线的自然线宽, δ 为失谐量(激光驻波场频率与原子中心频率之差)。对于激光高斯光束而言, $I(x, z)$ 的表达式可写为

$$I(x, z) = I_0 g(z) \sin^2(kx), \quad (5)$$

式中 $g(z) = \exp(-2z^2/\omega_0^2)$, ω_0 为激光的腰斑半径, z 为原子的运动方向, x 为入射原子流的分布方向。

将方程组(3)中的时间因子 t 消掉,并且令 x 为关于 z 的函数,得到原子在激光驻波场的运动方程为^[22]

$$x'' = \frac{1+x'^2}{2(E_0 - U)} \left(x' \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\partial U}{\partial x} \right). \quad (6)$$

由于该方程没有解析解,只能利用数值解法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。为提高数值计算精度,文献^[23,24]采用四阶 Runge-Kutta 算法得到该方程的数值解。这里采用 Adams-Bashforth-Moulton 算法进行数值求解^[25]。

由于(6)式的运动方程没有解析解,为便于讨论激光会聚原子沉积中的原子光学特性,有必要考察在一定近似条件下的解析解。在近轴近似情况下,(6)式简化为^[19]

$$x'' + \frac{1}{2E_0} \frac{\partial U(x, z)}{\partial x} = 0, \quad (7)$$

式中 $x'' = \frac{\partial^2 x}{\partial z^2}$, E_0 是入射原子的初始动能。令

$$\begin{cases} p_0 = \frac{I_0}{I_s} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\delta^2}, \\ q^2 = \frac{\hbar\delta}{2E_0} p_0 k^2 \end{cases}, \quad (8)$$

则(7)式可以简写成^[22]

$$x'' + q^2 g(z)x = 0. \quad (9)$$

高斯型 $g(z)$ 函数在上式的运动方程中没有解析解, 但当 $\sqrt{2}z/w_0 < 1$ 时, 即 $w_0 > \sqrt{2}z$ 时可以对高斯型 $g(z)$ 函数进行幂级数展开, 有

$$g(z) = \exp\left(-\frac{2z^2}{w_0^2}\right) = 1 - \left(\frac{\sqrt{2}z}{w_0}\right)^2 + \frac{1}{2!} \left(\frac{\sqrt{2}z}{w_0}\right)^4 - \frac{1}{3!} \left(\frac{\sqrt{2}z}{w_0}\right)^6 + \dots \quad (10)$$

现对(10)式取二级近似, 即

$$\exp\left(-\frac{2z^2}{w_0^2}\right) = 1 - \left(\frac{\sqrt{2}z}{w_0}\right)^2. \quad (11)$$

把(11)式代入运动方程(9)式可以得到

$$x'' + q^2 \left[1 - \left(\frac{\sqrt{2}z}{w_0}\right)^2\right] x = 0. \quad (12)$$

对(12)式进行化简, 令

$$y = \frac{\sqrt{2}z}{w_0}, \quad (13)$$

则(12)式可以写成

$$\frac{d^2 x}{dy^2} + \frac{w_0^2}{2} q^2 (1 - y^2)x = 0. \quad (14)$$

为便于比较及更加有效地表述激光驻波场的性质, 根据文献[22]引入参数 a , 并令

$$a = w_0^2 q^2 = \frac{\hbar\delta}{2E_0} p_0 k^2 w_0^2. \quad (15)$$

由(15)式可见, 该参数几乎包含激光驻波场中所有的特征参数, 所以把这个参数代入运动方程进行求解能够更好地研究激光会聚原子沉积的原子光学特性。假设激光驻波场对运动原子的作用区间大约在 $[-w_0/\sqrt{2}, w_0/\sqrt{2}]$ 范围内, 并令 $\xi = \alpha y$, 并结合(14), (15)式可以化简为

$$\frac{d^2 x}{d\xi^2} + \frac{a}{2\alpha^2} (1 - y^2)x = 0. \quad (16)$$

再令 $\lambda = \frac{a}{2\alpha^2}$, $\xi^2 = \frac{a}{2\alpha^2} y^2$, 则有

$$\frac{d^2 x}{d\xi^2} + (\lambda - \xi^2)x = 0. \quad (17)$$

由(17)式可知, 当 $\xi \rightarrow \infty$ 时, (17)式特解为: $x \sim \exp(-\xi^2/2)$, 由此可令(17)式的通解为^[26]

$$x = u(\xi) \exp(-\xi^2/2). \quad (18)$$

将(18)式代入(17)式得

$$\frac{d^2 u(\xi)}{d\xi^2} - 2\xi \frac{d}{d\xi} u(\xi) + (1 - \lambda)u(\xi) = 0, \quad (19)$$

这是一个厄米方程^[26], 采用级数解法, 在 $|\xi| < \infty$ 范围内, 其解为

$$u(\xi) = \sum_{k=0}^{\infty} c_k \xi^k, \quad (20)$$

其中 c_k 满足如下递推关系:

$$c_{k+2} = \frac{2k - (\lambda - 1)}{(k+2)(k+1)} c_k, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (21)$$

(20)式可以展开成如下形式:

$$u(\xi) = c_0 + c_1 \xi + c_2 \xi^2 + c_3 \xi^3 + c_4 \xi^4 + \dots, \quad (22)$$

式中 c_0 和 c_1 分别为待定系数。根据递推关系, 其它所有的偶次项都可以用 c_0 来表示, 所有奇次项都可以用 c_1 来表示。结合(18)式最终得到运动方程的通解为

$$x = \exp(-\xi^2/2) \sum_{k=0}^{\infty} c_k \xi^k. \quad (23)$$

由于原子在激光驻波场作用下产生会聚效应, 所以原子在进入激光驻波场前后的运动状态可以用一个传递函数 \mathbf{M} 来关联, 即

$$\mathbf{M} \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix}, \quad (24)$$

式中 \mathbf{M} 可以表示为

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}. \quad (25)$$

考虑到 $A_1 = x_0$, $B_1 = 0$, 代入(24)式得

$$\begin{bmatrix} A_3 & B_3 \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix}. \quad (26)$$

在 a 较小时, 计算得到 C 满足^[22]

$$C = -a(\pi/4)^{1/2}, \quad (27)$$

把(27)式代入(26)式得

$$B_2 = -a(\pi/4)^{1/2} x_0. \quad (28)$$

为了区分薄透镜情形、厚透镜情形和原子沟道化情形, 假设把 $[-w_0/\sqrt{2}, w_0/\sqrt{2}]$ 作为运动原子在激光驻波场中的有效作用范围, 如果焦点离 $z=0$ 的距离大于 $w_0/\sqrt{2}$ 则认为薄透镜情形, 如果焦点落在 $[-w_0/\sqrt{2}, w_0/\sqrt{2}]$ 区间内则认为厚透镜情形, 如果在 $[-w_0/\sqrt{2}, w_0/\sqrt{2}]$ 内有两个及以上的焦点, 则认为原子沟道化情形。

对于薄透镜情形, 当 $k \rightarrow \infty$, $\lambda - 1 \ll k$ 时, $u(\xi) = c_0 \exp(\xi^2) + c_1 \xi \exp(\xi^2)$, (23)式可改写为

$$x = c_0 \exp(\xi^2/2) + c_1 \xi \exp(\xi^2/2). \quad (29)$$

通过求解可得

$$\begin{cases} c_0 = \frac{[1 + (a/2)^{1/2}]x_0 + (a/2)^{1/4} B_2}{[1 + 2(a/2)^{1/2}]\exp[(a/2)^{1/2}/2]} \\ c_1 = \frac{B_2 - (a/2)^{1/4} x_0}{[1 + 2(a/2)^{1/2}]\exp[(a/2)^{1/2}/2]} \end{cases} \quad (30)$$

原子沟道化起初是一个较为广泛的概念,随着激光操纵原子技术研究的不断深入,这个概念逐渐被应用到激光会聚原子沉积技术中,此时原子沟道化被定义为运动原子在强激光驻波场的作用下,在传播方向上的运动轨迹与零势能位置有两个或者更多的交点,使之以零势能位置为中心作振荡性运动。原子束的沟道化效应则反映出大量运动原子受激光驻波场偶极力的作用后以波节(或者波腹)为中心在其附近作振荡性运动。由于原子沟道化是一个较模糊的概念,所以满足原子沟道化的条件也各有不同。经验计算表明,当 a 值不是很大时, c_0 以及 c_1 依然可用(30)式中的系数表达式,但需对传输矩阵中 C 值以及相应参数 B_2 作如下的修正:

$$\begin{cases} C = a(\pi/4)^{1/2} \\ B_2 = a(\pi/4)^{1/2} x_0 \end{cases} \quad (31)$$

由图 1 可知,经修正后入射原子的位置与初始设置的位置值基本一致,而且运动原子在 $x=0$ (波节或者波腹处)附近作振荡性运动,就像原子在“沟道”中前行一样。

3 原子沟道化的模拟及分析

接着对(6)式进行精确数值求解,以便更好地研究原子沟道化效应在激光会聚原子沉积中的特性。

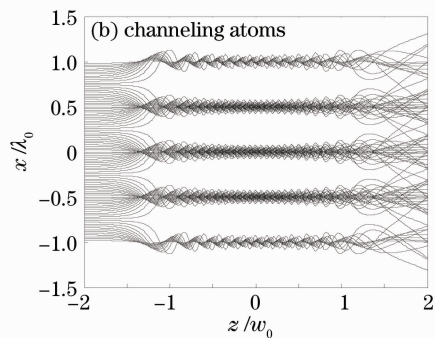
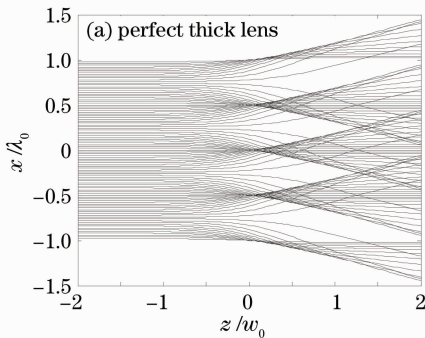


图 2 原子运动轨迹图(无横向速度分布和纵向速度分布)

Fig. 2 Atomic trajectory of motion (without transverse velocity distribution and longitudinal velocity distribution)

由图 2 得知,在无横向速度分布和纵向速度分布的情况下,理想厚透镜在 $z=0$ 点处能得到非常窄的会聚点,而且会聚点排列具有周期性(理论和实验上都等于激光驻波场的半波长)特征。同样,在原子沟道化情形下也能得到周期性的会聚点,只是在会聚点的尺寸上没有那么窄,但是从图 2(b)明显看

出,所有入射的原子都能集聚在半个波长的周期内,而且这种状态延续的距离非常长,在 $[-w_0, w_0]$ 范围内都能得到会聚的结果。这就是原子沟道化最显著的特征,即不受沉积位置的影响,大部分原子都能在一定距离内集聚在波节(或者波腹)附近运动,由此推断得到的沉积结构理论上应该也是比较好的,

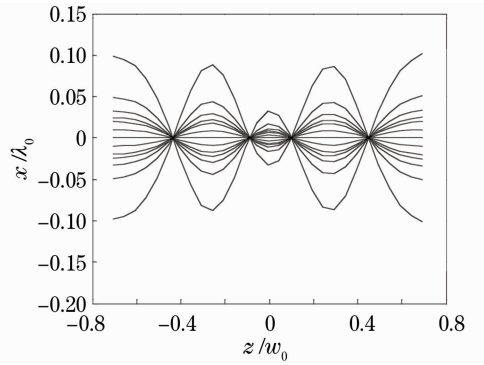


图 1 原子沟道化情形的运动轨迹图($a=134, 250$)

Fig. 1 Atomic trajectory of motion in channeling atoms case ($a=134, 250$)

在目前的激光会聚原子沉积实验中,大多数的实验结果都是在厚透镜情形下得到的。即使在传统的理论研究中,人们也总是按照厚透镜情形进行各种参数的探讨,得出的结论自然也只能符合厚透镜情形下的结论。为此目的,首先对原子沟道化情形和理想厚透镜情形下的原子在激光驻波场中的运动轨迹进行比较。

以铯原子沉积为例,在两种情形下的初始条件分别设置为:理想厚透镜的参数 $\Omega = 5\Gamma_{Cs}$ (其中 Ω 为局部拉比频率, Γ_{Cs} 为铯原子的自然线宽), $\delta = 192\Gamma_{Cs}$ (其中 δ 为蓝失谐量);原子沟道化的参数 $\Omega = 108\Gamma_{Cs}$, $\delta = 192\Gamma_{Cs}$;原子的初始纵向速度 $v_z = 10$ m/s,高斯光束的腰斑半径 $w_0 = 100 \mu\text{m}$ 。把这些参数代入到(6)式中,通过数值解法最终画出原子在激光驻波场中的运动轨迹图,如图 2 所示。

至少没有背景原子,即对比度为 1。

在无横向速度分布和纵向速度分布的情况下,由图 2 很难看出两种情形下的区别。然而实验过程中很难完全避免横向速度分布和纵向速度分布的存在,所以实际情况一般都会有相应的横向速度分布

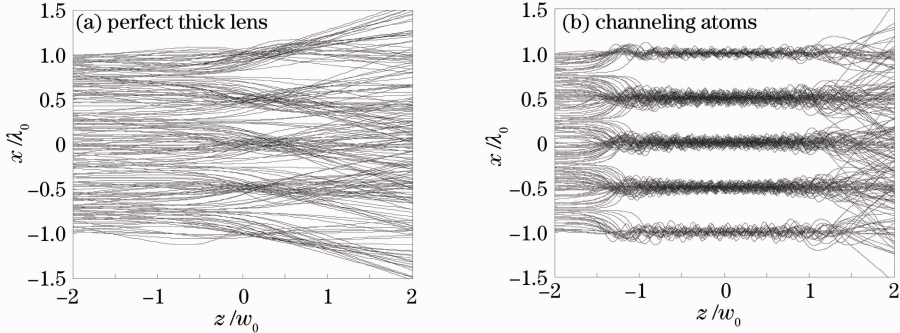


图 3 原子运动轨迹图(有横向速度分布和纵向速度分布)

Fig. 3 Atomic trajectory of motion (with transverse velocity distribution and longitudinal velocity distribution)

图 3(a)与图 2(a)相比,在 $z=0$ 位置上会聚点的大小明显大了许多,而且除了 $z=0$ 位置点外其它位置点很难表现出周期性特征。由此可以推断除特定点外(如 $z=0$ 位置)的其它地方均不利于沉积。与此相反,尽管有了横向速度分布和纵向速度分布,在原子沟道化的情形下,原子还是能够继续集聚在波节(或者波腹)附近,图 3(b)与图 2(b)相比,差别并不是很大。图 3(b)表明同样也是在较大范围内(例如 $[-w_0, w_0]$)均能保证所有原子集聚在波节(或波腹)附近很小的区间内,由此可以推测出这样的集聚结果还是利于原子沉积的。

由以上的比较可知,不论有无横向速度分布和纵向速度分布,原子沟道化在一定距离范围内都能使所有的原子会聚到波节(或者波腹)附近很小的范围内,这样的特性有利于沉积出周期性的光栅结构。因此,若想摆脱沉积过程中对沉积位置的严格束缚,则选择原子沟道化情形可以满足这个要求,且在一定距离范围内均有利于沉积结构的产生,而且得到

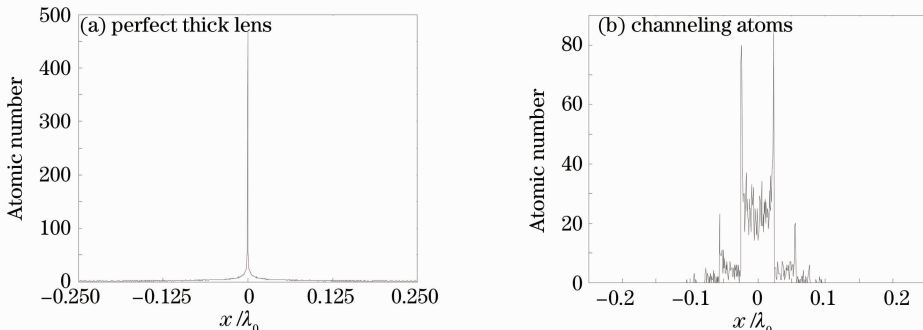


图 4 原子沉积结构图(无横向速度分布和纵向速度分布)

Fig. 4 Deposited structure of atoms (without transverse velocity distribution and longitudinal velocity distribution)

和纵向速度分布。下面考虑在具有横向速度分布和纵向速度分布情况下的运动轨迹情况。为了便于区分,这里选择的横向速度分布、纵向速度分布以及入射原子的初始位置点均满足相同几率原则,最终计算得到如图 3 所示的原子运动轨迹图。

的沉积结构对比度几乎为 1。

以上通过对原子运动轨迹图的比较分析,得出了原子沟道化情形在激光驻波场内的一定距离范围内均利于沉积的结论。下面拟从沉积结构的角度,求解出各种情况下的沉积结构图,深入探讨这个问题。首先是无横向速度分布和无纵向速度分布情形。在理想厚透镜情形下,理论上可以得到特征宽度非常窄的沉积结构,这也是一般在激光会聚原子沉积实验中都倾向于采用厚透镜情形的原因。在下面的模拟中,初始条件仍然使用上一部分所用过的条件,设置沉积原子数为 2499 且沉积位置 $z=0$ 。计算分别得到如图 4 和图 5 所示的 4 种结果。

由图 4(a)很容易看出一般情况下选用理想厚透镜的原因,在这种情形下得到的沉积结构的特征宽度非常窄(小于 1 nm)而且对比度几乎为 1。相比之下,原子沟道化情形得到的沉积结构[如图 4(b)所示]则远远比不上理想厚透镜情形所得到的结果,所得到的特征宽度要比理想厚透镜情形大许多,而

且沉积结构的高度也远远没有理想厚透镜情形的高,虽然相对应的对比度也很高,基本为1。

仅仅从无横向速度分布和纵向速度分布情况下所得到的计算结果来看,在原子沟道化情形下得到的结果无法与理想厚透镜情形下的相比,但是,实验过程中很难完全避免横向速度分布和纵向速度分布的存在。所以有必要讨论当存在横向速度分布和纵向速度分布时由原子的运动方程经过数值求解所得到的沉积结构图。

图5给出了具有横向速度分布和纵向速度分布情形下的沉积结构图。由于横向速度分布和纵向速度分布的存在,理想厚透镜情形下沉积结构的特征宽度比无横向速度分布和纵向速度分布情形下的结

果明显变宽了很多[如图5(a)所示],这就是像差引起的特征宽度增宽。在相同的横向速度分布和纵向速度分布条件下,原子沟道化效应所得到的沉积结构如图5(b)所示,相应的特征宽度与无横向速度分布和纵向速度分布时相比则变化不大,而且对比度仍然为1。很明显,图5(a)的特征宽度比图5(b)的特征宽度要大得多,说明原子沟道化沉积得到的结构比理想厚透镜的要好。从另一方面也说明,在原子沟道化效应下特征宽度对实际环境的响应(例如具有横向速度分布和纵向速度分布)远没有理想厚透镜情形那样那么敏感,而且对比度仍然是1,这样的优势在激光会聚原子沉积技术中是非常有利的。

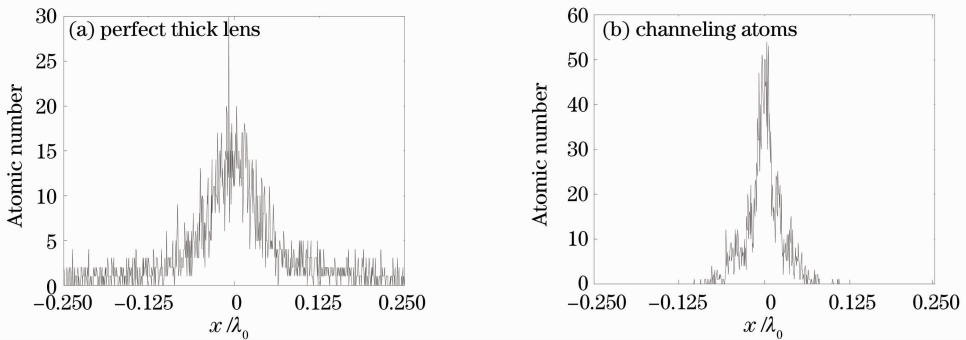


图5 原子沉积结构图(有横向速度分布和纵向速度分布)

Fig. 5 Deposited structure of atoms (with transverse velocity distribution and longitudinal velocity distribution)

4 结 论

先通过理论推导,得出在一定条件下的原子运动方程的解析解,并根据该解析解画出原子沟道化情形下的原子运动轨迹图。利用运动方程的精确数值解,详细讨论了在原子沟道化情形下与厚透镜情形下的激光会聚原子沉积结果的不同之处并得出了一些结论。例如在一定距离范围内均利于获得沉积原子的纳米级结构,沉积结构的对比度几乎为1,而且在一定程度上受横向速度分布和纵向速度分布的影响较小。这些特征有助于提高沉积结构的质量,为激光会聚原子沉积技术提供了一种新的沉积途径,同时也是激光操纵原子技术的补充。

参 考 文 献

- 1 G. Timp, R. E. Behringer, D. M. Tennant *et al.*. Using light as a lens for submicron, neutral-atom lithography [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **69**(11): 1636~1639
- 2 J. J. McClelland, R. E. Scholten, E. C. Palm *et al.*. Laser-focused atomic deposition [J]. *Science*, 1993, **262**(5135): 877~880
- 3 V. S. Letokhov. Narrowing of the Doppler width in a standing wave [J]. *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 1968, **7**(9): 348~351

- 4 M. G. Prentiss, S. Ezekiel. Observation of intensity-dependent fluorescence line-shape asymmetry for two-level atoms in a standing-wave field [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, **56**(1): 46~49
- 5 C. Salomon, J. Dalibard, A. Aspect *et al.*. Channeling atoms in a laser standing wave [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **59**(15): 1659~1662
- 6 V. I. Balykin, V. S. Letokhov, Yu B. Ovchinnikov *et al.*. Channeling of atoms in a standing spherical light wave [J]. *Opt. Lett.*, 1988, **13**(11): 958~960
- 7 V. I. Balykin, Yu E. Lozovik, Yu B. Ovchinnikov. One-dimensional localization of atoms in a standing spherical light wave [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1989, **6**(11): 2178~2187
- 8 V. I. Balykin, V. S. Letokhov, Yu B. Ovchinnikov. Collimation of atoms localized in a spherical standing light wave [J]. *Opt. Comm.*, 1990, **77**(2-3): 152~156
- 9 Yu B. Ovchinnikov, V. S. Letokhov. Channeling of atoms in a standing laser light wave [J]. *Comments At. Mol. Phys.*, 1992, **27**(4): 185~201
- 10 N. P. Bigelow, M. G. Prentiss. Observation of channeling of atoms in the three-dimensional interference pattern of optical standing waves [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **65**(1): 29~32
- 11 Y. Z. Wang, W. Q. Cai, Y. D. Ceng *et al.*. One-dimensional motion of slow atoms in a standing-wave field [J]. *Phys. Rev. A*, 1990, **42**(7): 4032~4036
- 12 Q. Li, B. W. Stenlake, I. C. M. Littler *et al.*. Velocity-resolved atomic beam reshaping by a standing-wave laser field [J]. *Laser Phys.*, 1994, **4**(5): 983~994
- 13 Q. Li, K. G. Baldwin, H. A. Bachor *et al.*. Variable focal-

- length lens for atoms [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1996, **13**(2): 257~267
- 14 C. Keller, J. Schmiedmayer, A. Zeilinger. Requirements for coherent atom channeling [J]. *Opt. Comm.*, 2000, **179**(1-6): 129~135
- 15 W. R. Anderson, C. C. Bradley, J. J. McClelland. Minimizing feature width in atom optically fabricated chromium nanostructures [J]. *Phys. Rev. A*, 1999, **59**(3): 2476~2485
- 16 R. Ohmukai, S. Urabe, M. Watanabe. High-resolution atomic channeling using velocity-selected atomic beam [J]. *Appl. Phys. B*, 2001, **73**(7): 647~651
- 17 D. Meschede, H. Metcalf. Atomic nanofabrication atomic deposition and lithography by laser and magnetic forces [J]. *J. Phys. D*, 2003, **36**(3): R17~R38
- 18 A. Compose. Atom Lithography with Neutral Atoms [D]. Pisa: University of Pisa, 2004. 11~20
- 19 J. J. McClelland, M. R. Scheinfein. Laser focusing of atoms: a particle-optics approach [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1991, **8**(9): 1974~1986
- 20 Zhou Yanbo. Course of Theoretical Mechanics (Second Edition) [M]. Beijing: Higher Education Press, 1986. 268~298
周衍柏. 理论力学教程(第二版) [M]. 北京: 高等教育出版社, 1986. 268~298
- 21 J. P. Gordon, A. Ashkin. Motion of atoms in a radiation trap [J]. *Phys. Rev. A*, 1980, **21**(5): 1606~1617
- 22 J. J. McClelland. Atom-optical properties of a standing-wave light field [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1995, **12**(10): 1761~1768
- 23 Zheng Chunlan, Li Tongbao, Ma Yan *et al.*. Analysis of Cr atom trajectory and focusing deposition in the standing wave field [J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, **55**(9): 4528~4534
郑春兰, 李同保, 马艳等. 激光驻波场中 Cr 原子运动轨迹与会聚沉积的分析 [J]. 物理学报, 2006, **55**(9): 4528~4534
- 24 Ma Bing, Ma Yan, Zhao Min *et al.*. Simulation of sodium atom deposition pattern in a laser standing wave field [J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, **55**(2): 667~672
马彬, 马艳, 赵敏等. 激光驻波场中钠原子沉积图样的理论研究 [J]. 物理学报, 2006, **55**(2): 667~672
- 25 Lu Xiangdong, Li Tongbao, Ma Yan *et al.*. Investigation of atom-optical properties of laser focused Cr atomic deposition [J]. *Acta Physics Sinica*, 2009, **58**(12): 8205~8211
卢向东, 李同保, 马艳等. 激光汇聚 Cr 原子沉积的原子光学特性研究 [J]. 物理学报, 2009, **58**(12): 8205~8211
- 26 Zeng Jinyan. Introduction to Quantum Mechanics (Second Edition) [M]. Beijing: Beijing University Press, 2004
曾谨言. 量子力学导论(第二版) [M]. 北京: 北京大学出版社, 2004