

一维光晶格中玻色凝聚气体的干涉^{*}

徐志君[†] 王冬梅 李 珍

(浙江工业大学应用物理系 杭州 320032)

(2006 年 9 月 15 日收到 2006 年 10 月 23 日收到修改稿)

对捕限在三维轴对称谐振势阱叠加一维光晶格的组合势中的玻色凝聚气体,文章基于平均场 G-P 方程并运用传播子方法,求解玻色凝聚气体基态波函数及其随时间的演化,给出了物质波干涉图样的空间分布与光晶格势周期结构之间的关系.研究表明,运用这一方法得到的光晶格势中物质波干涉条纹与光学中的多光束干涉相类似,并且与 Andrews 和 Peil 等人的实验结果一致.物质波干涉图样随时间的演化也与 Sadhan K. Adhikari 通过直接数值求解 G-P 方程所得结果基本相同.

关键词:玻色凝聚气体,子凝聚原子云,光晶格势,干涉

PACC: 0375, 3280P, 4250

1. 引 言

自 1995 年首次实现弱相互作用原子系统的玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)以来^[1-3],人们已出色地完成了许多有关 BEC 的基础性的实验研究^[4-16].其中一个引人注目的实验是实现了捕限在双磁阱中的玻色凝聚气体的干涉^[4],也就是通过双磁阱技术形成稍稍分开的两部分玻色凝聚气体,然后取消磁阱让其自由膨胀、叠加,从而实现物质波的干涉.正如光的双缝干涉一样,可观察到玻色凝聚气体的干涉“条纹”.当相干光束数目增多时,干涉条纹将变得更细锐,形成典型光栅衍射图样.近年来,随着光晶格势(optical lattice potential)实验技术的出现^[17],与衍射光栅类似的物质波干涉实验和理论的研究已广泛开展起来^[18-26],并成为研究 BEC 这一物质新态宏观量子性质的一个重要而有效的工具.捕限在弱的轴对称磁阱(axially symmetric weaker magnetic trap)中的玻色凝聚气体,叠加上光晶格势后,将被晶化成许多小的子凝聚原子云,这些子凝聚原子云可看成许多相干的物质波源.当组合势被突然取消后,各子凝聚原子云将膨胀、叠加而形成清晰的干涉图样,类似于光栅衍射.从一维到三维光晶格势中的物质波干涉,已有许多成功的实验研究^[10-14],理论上,Adhikari^[26]通

过直接数值求解 G-P 方程得到了光晶格势中 BEC 的干涉演化图样. Wu 等人^[19]运用逆散射法研究了一维光晶格中凝聚原子间的相互作用对物质波干涉结果的影响,并得到解析结果. Xiong 等人^[23-24]提出一个适用于研究非相互作用条件下物质波干涉的解析模型.在此基础上,本文对组合势中玻色凝聚气体初态波函数以及取消组合势后波函数随时间的演化作一简单描述,然后探讨物质波干涉图样与光晶格势空间周期结构的关系及其随时间的演化规律,并将分析结果与实验及直接的数值计算进行比较.最后,对所得到的结论进行总结和评述.

2. 组合势中玻色凝聚气体基态波函数

捕限在组合势中的玻色凝聚气体,当系统温度下降到玻色-爱因斯坦凝聚临界温度 T_c 以下时,其宏观波函数 $\Psi(\mathbf{r}, t)$ (或称之为序参量)满足平均场 G-P 方程^[27],即

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \frac{1}{2} m[\omega_x^2 x^2 + \omega_\perp^2 (y^2 + z^2)] + V_{\text{latt}} + g |\Psi|^2 \right] \Psi, \quad (1)$$

其中 ω_x 和 ω_\perp 分别表示轴向和径向磁阱谐振角频率. 实验上常用选择 $\omega_\perp \gg \omega_x$, 即“雪茄型”磁阱(cigar shaped trap). $g = 4\pi\hbar^2 a/m$ 为耦合常数, a 为原子的 s

^{*} 波谱与原子分子物理国家重点实验室开放基金(批准号:T152501)和浙江省教育厅科研基金(批准号:20040599)资助的课题.

[†] E-mail: xzj@zjut.edu.cn

波散射波长 m 为原子质量, V_{latt} 为叠加在磁阱轴向的一维光晶格势, 由波矢为 $k_L = 2\pi/\lambda$, 以夹角 θ 相交入射的两激光束叠加形成, 其表达式为^[14]

$$V_{\text{latt}} = U_0 \sin^2\left(\frac{\pi x}{d}\right). \quad (2)$$

$d = \pi [k_L \sin(\theta/2)]$ 为光晶格势的空间周期, 可以通过调节两激光束间的夹角 θ 方便地改变光晶格势的空间周期结构. 光晶格势的强度 U_0 由入射的激光束强度决定, 通常以原子反冲能 $E_r = \hbar^2 k_L^2 / 2m$ 为单位来表示, 即 $U_0 = sE_r$, s 为表征光晶格势深度的一个无量纲参数, 实验上可方便地进行调节.

本文的重点在于研究一维光晶格势中完全相干的玻色凝聚气体基态性质以及随时间的演化规律, 实验上可以通过选择适当的光晶格势深度参数 s 和弱磁阱的谐振角频率 ω_x 和 ω_\perp 来完全满足这一要求^[10, 23]. 在此条件下, 组合势中相邻子凝聚原子云的叠加可以忽略且完全相干, 因此有相同的化学势 μ . 此时, 组合势中玻色凝聚气体的基态波函数 Ψ 可表示为^[23]

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \sum_k \phi_k(x, y, z) e^{-i\mu t/\hbar}, \quad (3)$$

其中 k 表示沿 x 方向第 k 个光晶格子. 将基态波函数 Ψ 代入方程 (1), 得到第 k 个子凝聚原子云基态波函数 ϕ_k 满足的方程

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \frac{1}{2} m (\omega_x^2 x^2 + \omega_\perp^2 (y^2 + z^2)) + U_0 \sin^2\left(\frac{\pi x}{d}\right) + g |\phi_k|^2 \right] \phi_k = \mu \phi_k. \quad (4)$$

显然直接求解上述方程得到波函数 ϕ_k 是困难的. 我们采用文献 [10] 的处理方法, 即在径向考虑原子间的强相互作用, 运用托马斯-费米近似, 求得光晶格势中玻色凝聚气体原子数分布规律, 即占据中心光晶格子 ($k=0$) 的原子数 N_0 与占据第 k 个光晶格子的原子数 N_k 之比为^[10]

$$\frac{N_k}{N_0} = \left(1 - \frac{k^2}{k_m^2}\right)^2, \quad (5)$$

k_m 值由归一化条件 $\sum_k N_k = N$ (N 为系统的总原子数) 来确定. 显然, 系统的光晶格子总数为 $2k_m + 1$. 在轴向, 对较强的光晶格势, 子凝聚原子云分布宽度 σ_k 受原子间相互作用的影响和磁阱的影响可以忽略不计, 可近似地认为 $\sigma_k \approx \sigma$ ($k = 1, 2, \dots, 2k_m + 1$). 因此, 可用高斯函数来近似描述轴向凝聚原子云的分布. 在此条件下, 对捕限在组合势中的玻色凝聚

气体, x 方向初态归一化波函数可表示为^[23]

$$\Psi(x, t=0) = A_n \sum_{k=-k_m}^{k_m} \left(1 - \frac{k^2}{k_m^2}\right) \times \exp\left[-\left(\frac{x - kd}{2\sigma}\right)^2\right]. \quad (6)$$

子凝聚原子云的高斯宽度 σ 值, 可根据基态能量最小原理求得. 当 $s = 5$ 时, 通过数值计算得到子凝聚原子云的宽度为 $0.25d^{10/11}$. 归一化常数 $A_n = \frac{1}{\sqrt{(16k_m^4 - 1)15k_m^3 \pi^{1/4} \sigma^{1/2}}}$.

3. 玻色凝聚气体波函数在自由空间的演化

取消组合势后, 玻色凝聚气体随时间的演化可近似用非相互作用模型来研究^[23, 24]. 因此, 此后系统的波函数可用著名的传播子方法求得. 即在时刻 t , 其波函数为

$$\Psi_f(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} K(x, t; y, t=0) \Psi(y, t=0) dy, \quad (7)$$

$K(x, t; y, t=0)$ 为传播子. 在一维的自由空间, 其传播子为^[28]

$$K(x, t; y, t=0) = \sqrt{\frac{m}{2\pi i \hbar t}} \exp\left(\frac{im(x-y)^2}{2\hbar t}\right). \quad (8)$$

为便于计算, 引入无量纲参数 $x_0 = x/d$, 由方程 (6) (7) 和 (8), 可得到任意时刻 t 波函数 $\Psi_f(x, t)$ 的解释表达式

$$\Psi_f(x, t) = \frac{A_n}{\sqrt{1 + i\Theta}} \sum_{k=-k_m}^{k_m} \left(1 - \frac{k^2}{k_m^2}\right) \times \exp\left[\frac{-d^2(x_0 - k)^2}{2\sigma^2(1 + i\Theta)}\right]. \quad (9)$$

这里 $\Theta = \hbar t / (m\sigma^2)$ 为无量纲参数.

讨论凝聚原子云在动量空间的分布对研究干涉图样随时间的演化是很有帮助的. 为此将波函数 $\Psi_f(x, t)$ 进行傅里叶变换

$$\Psi(p, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_f(x, t) \exp[-ipx/\hbar] dx, \quad (10)$$

便可得到在动量空间随时间演化的波函数. 为简化计算, 可作不失一般性的近似, 即忽略由于弱磁阱的存在而引起光晶格势中凝聚原子数的差异, 这对凝聚系统在轴向动量分布不会产生实质性的影响. 将

(10) 式积分后得

$$\Psi(p, t) \approx \frac{A_n \sigma}{\sqrt{\hbar}} \exp\left[-\frac{p^2 \sigma^2 (1 + i\Theta)}{2\hbar^2}\right] \times \frac{\text{sin}\left[(2k_m + 1)pd/2\hbar\right]}{\text{sin}\left[pd/2\hbar\right]}. \quad (11)$$

由于光晶格势存在空间周期性的结构, 方程(11)表明了玻色凝聚气体动量分布在 $p_l = 2\pi\hbar l/d$ 其中 l 是整数处出现极大值. 对应于坐标空间, 除 $l=0$ 的中央主峰不随时间演化以外, $l \neq 0$ 的其他干涉边峰将随时间向两侧运动, 其运动方程可用经典近似方程^[10]

$$x = pt/m = 2\pi\hbar l t / md, \quad (12)$$

加以描述. 取消组合势后, 子凝聚原子云在 x 方向不受外力作用, 玻色凝聚气体在动量空间的密度分布 $N_0 |\Psi(p, t)|^2$ 将与时间无关. 方程(11)也清楚地表明了这一点, 因为指数部分与时间有关的因子出现在虚部. 因此在其后的演化过程中, 边峰对中心峰的相对密度为

$$P = \exp(-4\pi^2 l^2 \sigma^2 / d^2). \quad (13)$$

显然, 当 σ/d 为定值时, 随着 l 值的增大, 这一相对密度将会很快衰减为零. 因此方程(13)将决定实验上能观测到的干涉边峰级次.

4. 物质波干涉图样与光晶格势空间周期结构的关系

已知任意时刻物质波的波函数, 物质波干涉图样的特点便由玻色凝聚气体的密度分布决定, 即

$$n(x, t) = N_0 |\Psi(x, t)|^2. \quad (14)$$

从方程(14)中较难直接看出干涉条纹的特点, 我们采用文献[10]的实验参数, 即 $\lambda = 795 \text{ nm}$, $\omega_x = 2\pi \times 9 \text{ Hz}$, $\omega_{\perp} = 2\pi \times 92 \text{ Hz}$ 和 $\sigma = 0.25d$, 计算在不同光晶格周期结构的情况下的干涉条纹分布特点.

4.1. “双缝干涉”

为模拟物质波的“双缝干涉”图样, 当 $t=0$ 时, 假设光晶格势中仅有两个格子被玻色凝聚原子云占据, 这类似于 Andrews 等人^[4]的双阱实验. 通过调节光晶格势的空间周期, 可以研究两凝聚原子云的干涉条纹间距与光晶格势空间周期之间的关系. 图1为两子凝聚原子云的间距为 (a) 一个光晶格势周期 d (b) 四个光晶格势周期, 即 $d' = 4d$ 时, 取消组合势后演化 20 ms 时的干涉图样. 可见当子凝聚原子云空间间距增加时, 干涉图样间距减少, 条纹数目增

加, 与光学中的双缝干涉结果相一致. 图中纵坐标密度 $n(x, t)$ 以 $N_0 A_n^2$ 为单位, 横坐标以光晶格势空间周期 d 为单位, N_s 为子凝聚原子云的数目 (相当于光学中的缝的数目). 为进一步研究两个子凝聚原子云干涉条纹分布的空间周期, 我们选用文献[4]的实验参数 (Na 原子, 自由膨胀时间为 40 ms), 详细计算了光晶格势空间周期 d 取不同值时 (相当于改变两子凝聚原子云的间距), 物质波干涉条纹的间距 Δx , 并将计算结果与 Andrews 等人^[4]的实验数据在图2中比较, 其结果一致.

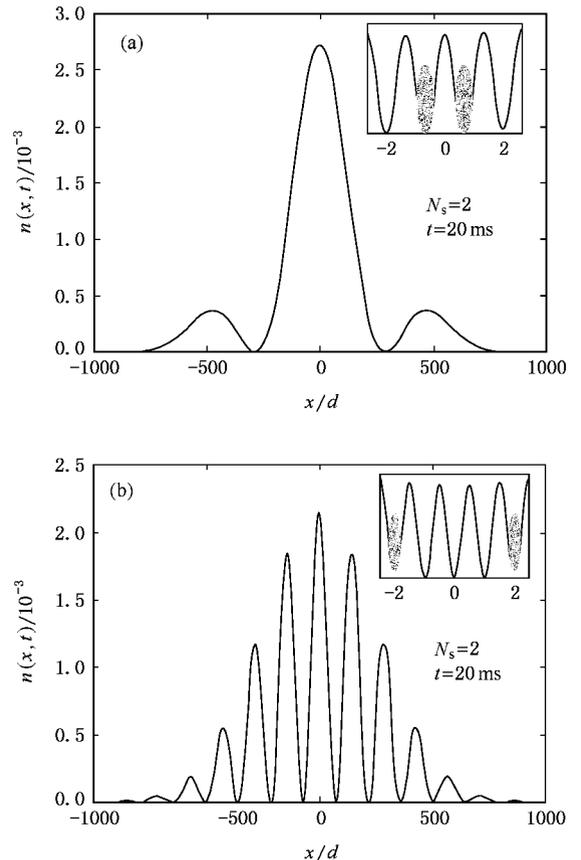


图1 取消组合势后, 演化时间 $t = 20 \text{ ms}$ 时, 两子凝聚原子云间距不同时的“双缝干涉”结果. 小插图为光晶格势中子凝聚原子云的分布示意图.

4.2. “多缝干涉”

随着光晶格势中子凝聚原子云数目 N_s 的增加, 物质波干涉图样出现了与多光束相一致的特点. 在两主极大之间, 出现了 $N_s - 1$ 个极小和 $N_s - 2$ 个次极大, 如图3所示. 随着 N_s 值的增加, 干涉条纹最显著的改变是条纹变细, 密度增大, 表现出与光栅衍射相同的物理规律.

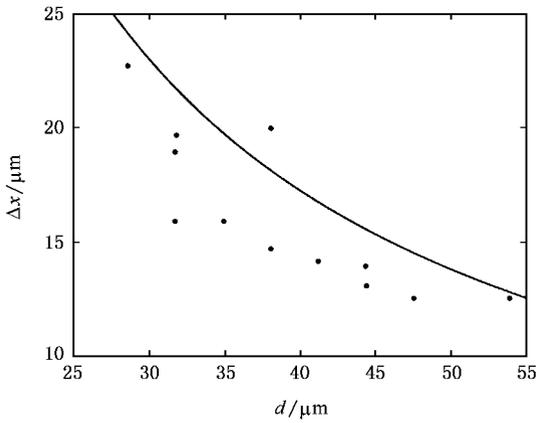


图2 物质波“双缝干涉”条纹分布周期与光晶格势空间周期 d 之间的关系 图中圆点数据来自文献 4 图 3(B), 而实线为本文计算结果

4.3. 物质波干涉图样随时间的演化

现代实验技术已能根据需要在光晶格势中的不同位置装载子凝聚原子云, 如文献 14 实现了每间

隔二个光晶格子装载玻色凝聚原子云, 并在实验上观察到干涉条纹. 与每个光晶格势中都有子凝聚原子云占据时的干涉演化相比, 前者干涉条纹有更小的空间周期. 或者说, 物质波波源空间排列周期减少, 干涉条纹空间周期变大. 图 4 模拟了每个光晶格子均有子凝聚原子云占据以及每间隔一个、二个和三光晶格子装载子凝聚原子云时, 在取消组合势后干涉条纹随时间演化的分布情况, 插图(1)为演化时间极短 (2τ 至 16τ , 其中 $\tau = d^2 m/\pi\hbar$, 表示子凝聚原子云在取消组合势后运动间距 d 所需的时间) 时子凝聚原子云干涉演化的局部放大表示. 从干涉演化图中, 发现当子凝聚原子云排列的空间周期 $d' = \lambda d$ ($\lambda = 1, 2, 3$ 和 4) 时, 在相同的空间区域中可观测到的干涉边峰级次 l 也增加 λ 倍. 从方程(13)也可以清楚地看到这一点. 当各子凝聚原子云的高斯宽度 σ 保持不变时, 若子凝聚原子云的空间周期 d 增加 λ 倍, 则决定干涉边峰级次的参数 l 也增加 λ 倍时, 相对密度 P 值将保持不变, 亦即干涉条纹的可观测性不变. 如果 $\lambda = 1$ 时, 只有 $l = \pm 1$ 的干涉边峰能被

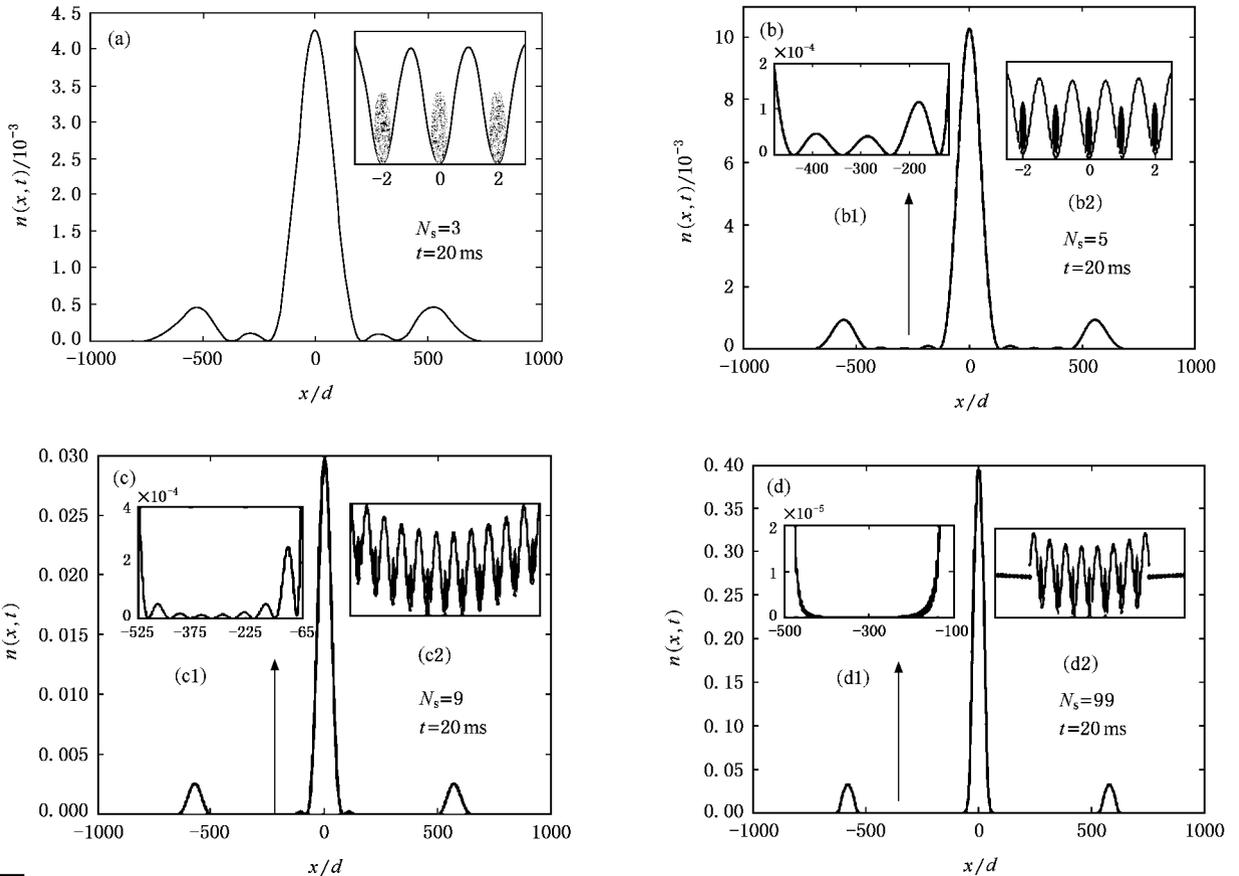


图3 取消组合势后, 当演化时间 $t = 20$ ms 时, 物质波干涉图样与光晶格势中子凝聚原子云数目 N_s 的关系 图(b)(c)和(d)中插图(1)为干涉图样局部的放大显示, 单位同图(a), 插图(2)为光晶格势中子凝聚原子云分布的示意图 纵坐标和横坐标的意义同图 1

测到,那么,当 $d' = \lambda d$ 时,在相同的实验观测分辨率条件下, $l = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \lambda$ 的干涉边峰都可观测到,即能观测到 $2l + 1$ 个干涉条纹.然而, Sadhan K. Adhikari^[26]通过直接数值求解 G-P 方程表明,当 $\lambda = 1, 2, 4, 3, 5$ 和 $4, 6$ 时,所对应的干涉边峰的 l 值为 $1, 2, 3$ 和 4 .产生这种差异的原因是原子间的相互作用.对 G-P 方程直接进行数值求解时,可以把原子间的相互作用考虑进去,特别在干涉峰值处,原子数密度大,相互作用较强,文献^[23]研究表明相互作用将使峰值密度减少.因此,如果考虑相互作用,要观测到相同的干涉条纹,须增加光晶格的空间周期值,这也是文献^[26]数值求解得到的系数比本文的值要大一些的主要原因.

在相同的空间区域,由于子凝聚原子云间距的变大而增加了干涉边峰的级次,也即相当于减少了干涉条纹的间距.它们之间的关系也可由方程(12)方便地求得.当演化时间为 t 时,干涉条纹的间距 $\Delta x = \hbar t / md = \lambda_{db}$,恰好是质量为 m 的原子在两个子凝聚原子云间相对运动的德布如意波波长^[4].这一结论对“双缝干涉”也成立.因此,对取消组合势后的某一时刻,干涉图样的空间周期与光晶格势空间周

期成反比,这也被文献^[14]中的实验所证实.

从图4的插图中可以看到取消组合势后初始阶段干涉演化的情况,其规律可将子凝聚原子云视作具有相同初位相的物质波点波源而能得到解释.根据测不准原理,各子凝聚原子云的动量 $p \sim \pi \hbar / d$.因此,取消组合势后,子凝聚原子云膨胀的速度近似为 $\pi \hbar / dm$,运动间距 d 所需的时间 $\tau = d^2 m / \pi \hbar$.当 $t = 0$ 时,插图表示各种空间周期结构的子凝聚原子云的初始密度分布.随着演化时间的增加,相邻的子凝聚原子云先发生相干叠加.如对 $\lambda = 1$ 的周期结构(图4(a)),当演化时间 $t = 0.5\tau$ 和 1.5τ 时,在相邻子凝聚原子云中间出现干涉极大, $t = 1\tau$ 和 3τ 时在原子凝聚原子云处出现干涉极大.对 $\lambda = 2$ 的周期结构(图4(b)),当演化时间 $t = 2\tau$ 时在相邻子凝聚原子云中间出现极大, $t = 4\tau$ 时在原子凝聚原子云处出现干涉极大; $t = 1\tau$ 和 3τ 时还出现干涉次极大.对 $\lambda = 3$ 和 4 的周期结构(图4(c)和(d)),主极大分别在 $4.5\tau, 9\tau$ 和 $8\tau, 16\tau$ 时出现.在极大之间,出现了丰富的次极大.当演化时间进一步增加,干涉图样也由邻近子凝聚原子云的间干涉发展为全部凝聚云的相干叠加,出现与“多光束”干涉类似的物理现象.

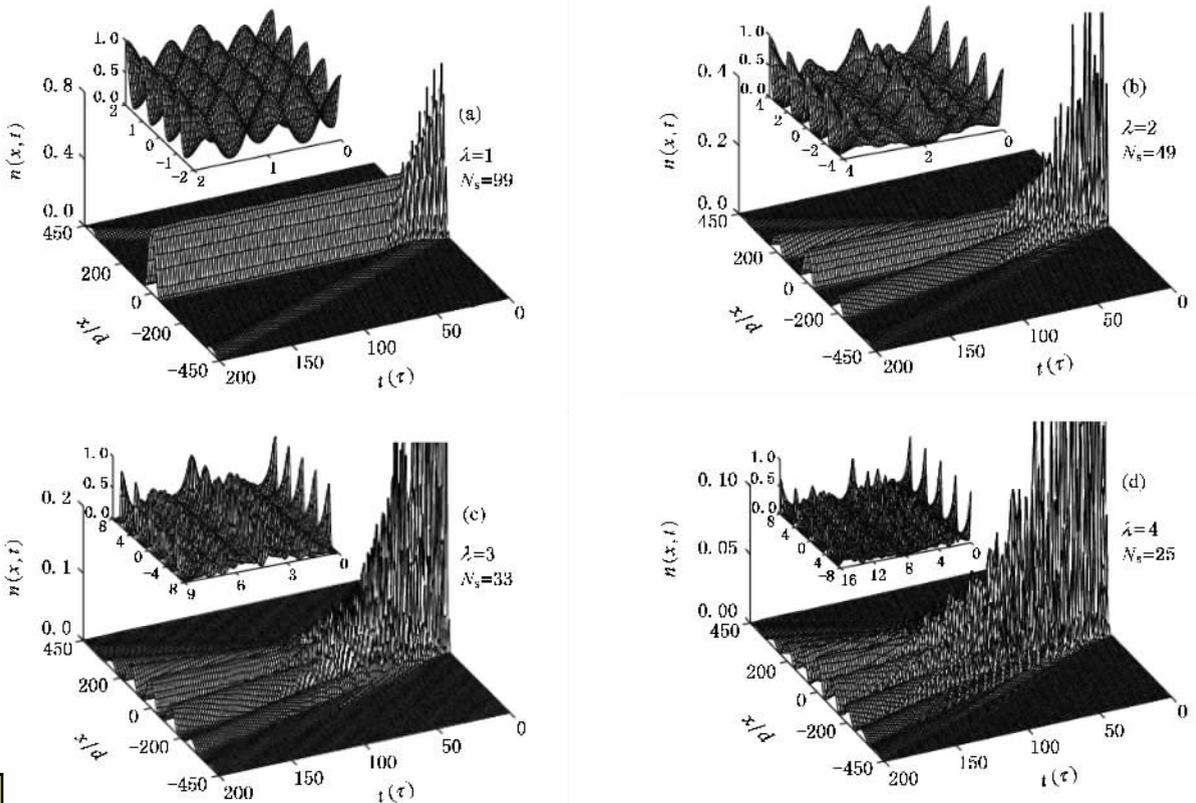


图4 取消组合势后,不同空间周期的子玻色凝聚原子云随时间的干涉演化.演化时间以 τ 为单位(τ 为子凝聚原子云膨胀一个光晶格势间距所需的时间),空间坐标以光晶格势周期 d 为单位,密度以 $N_0 A_s^2$ 为单位.插图为演化时间极短(2τ 至 16τ)子凝聚原子云干涉演化的局部放大表示,插图的时间、空间和密度单位均与主图相同.

5. 结 论

综上所述,用传播子方法研究了一维光晶格势中玻色凝聚气体干涉图样及其随时间演化的规律.玻色凝聚气体在动量空间的密度分布表明许多子凝聚原子云的相干叠加会产生随时间运动的干涉边峰,而干涉边峰对中心峰的相对密度决定了能观测到的

干涉边峰的级次.在坐标空间,不论是两个子凝聚原子云的叠加还是多个子凝聚原子云的叠加,其物理规律均与光学干涉类似,干涉条纹的空间周期与子凝聚原子云的间距成反比,并与现有的实验结果一致.虽然原子间的相互作用改变了干涉峰值的密度的大小,影响干涉边峰的实验可观测度,但是物质波干涉条纹的空间分布及其随时间演化的规律运用本文的物理模型能很好地描述.

- [1] Anderson M H , Ensher J R , Matthews M R , Wieman C E , Cornell E A 1995 *Science* **269** 198
- [2] Davis K B , Mewes M O , Andrews M R van , Druten N J , Durfee D S , Kurn D M , Ketterle W 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969
- [3] Bradley C , Sackett C A , Tollett J J , Hulet R G 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1687
- [4] Andrews M R , Townsend C G , Miesner H J , Durfee D S , Kurn D M , Ketterle W 1997 *Science* **275** 637
- [5] Mewes M O , Andrews M R , Kurn D M , Durfee D S , Townsend C G , Ketterle W 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 582
- [6] Anderson B P , Kasevich M A 1998 *Science* **282** 1686
- [7] Hagley E W , Deng L , Kozuma M , Wen J , Helmerston K , Rolston S L , Phillips W D 1999 *Science* **283** 1706
- [8] Bloch I , Hänsch T W , Esslinger T 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 3008
- [9] Cataliotti F S , Burger S , Fort C , Maddaloni P , Minardi F , Trombettoni A , Smerzi A , Inguscio M 2001 *Science* **293** 843
- [10] Pedri P , Pitaevskii L , Stringari S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 220401
- [11] Jaksch D , Bruder C , Cirac J I , Gardiner C W , Zoller P 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 3108
- [12] Greiner M , Mandel O , Esslinger T , Hänsch T W , Immanuel B 2002 *Nature* **415** 39
- [13] Greiner M , Mandel O , Hänsch T W , Bloch I 2002 *Nature* **419** 51
- [14] Peil S , Porto J V , Laburthe T B , Obrecht J M , King B E , Subbotin M , Rolston S L , Phillips W D 2003 *Phys. Rev. A* **67** 051603 (R)
- [15] Cao H Y , Chen J W , Xie H L , Cheng M , Xiao T Q , Zhu P P , Xu Z Z 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1696 (in Chinese) [高鸿奕、陈建文、谢红兰、陈敏、肖体乔、朱佩平、徐至展 2002 物理学报 **51** 1696]
- [16] Tang Z H , Yan J R , Liu L H 2006 *Chin. Phys.* **15** 1947
- [17] Grynberg G , Lounis B , Verkerk P , Courtois J Y , Salomon C 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 2249
- [18] Liu W M , Fan W B , Zheng W M , Liang J Q , Chui S T 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 170408
- [19] Liu W M , Wu B , Niu Q 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2294
- [20] Wu Y , Yang X X 2003 *Phys. Rev. A* **68** 013608
- [21] Huang G X , Makarov V A , Velarde M G 2003 *Phys. Rev. A* **67** 023604
- [22] Xiong H W , Liu S J , Huang G X , Xu Z X 2002 *Phys. Rev. A* **65** 033609
- [23] Xiong H W , Liu S J , Huang G X , Xu Z J 2002 *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **35** 4863
- [24] Liu S J , Xiong H W , Xu Z J , Huang G X 2003 *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **36** 2083
- [25] Xu Z J , Cheng C , Yang H S , Wu Q , Xiong H W 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2835 (in Chinese) [徐志君、程成熊、杨欢耸、武强、熊宏伟 2004 物理学报 **53** 2835]
- [26] Adhikari S K 2004 *Nucl. Phys. A* **737** 289
- [27] Gross E P 1963 *J. Math. Phys.* **4** 195
- [28] Feynman R P , Hibbs A R 1965 *Quantum Mechanics and Path Integrals* (New York : McGraw-Hill)

Interference of Bose-condensed gas in a 1D optical lattice^{*}

Xu Zhi-Jun[†] Wang Dong-Mei Li Zhen

(*Department of Applied Physics , Zhejiang University of Technology , Hangzhou 320032 ,China*)

(Received 15 September 2006 ; revised manuscript received 23 October 2006)

Abstract

For the Bose-condensed gas in a combined potential consisting of an axially-symmetric harmonic magnetic trap and one-dimensional (1D) optical lattice , using the mean-field Gross-Pitaevskii (G-P) equation and the propagator method , we study the formation of matter-wave interference upon releasing the condensate from the combined potential . The analytical result of the wave function for matter wave interference at any time t is given , and the relation between the interference fringe period and the optical lattice period is obtained . The interference pattern of Bose-condensed gas in the optical lattices is analogous to the multiple slit interference pattern in optics , and coincides with the results of experiment performed by Andrews et al . and Peil et al . and the numerical solution of the G-P equation by Sadhan K. Adhikari .

Keywords : Bose-condensed gas , subcondensates , optical lattice potential , interference

PACC : 0375 , 3280P , 4250

^{*} Project supported by the State Key Laboratory of Magnetic Resonance & Atomic & Molecular Physics Foundation of China (Grand No. T152501) and the Foundation of Education Commission of Zhejiang Province of China (Grand No. 20040599) .

[†] E-mail : xzj@zjut.edu.cn