

采用四根单模光纤束实现消逝波原子 (或分子)波导的理论分析*

倪^{1)†} 印建平^{1)†}

1) 光谱学与波谱学教育部重点实验室, 华东师范大学物理系, 上海 200062)

2) 苏州大学物理系, 苏州 215006)

(2005 年 4 月 6 日收到, 2005 年 5 月 23 日收到修改稿)

提出了一种利用四根亚微米单模光纤束实现冷原子(或冷分子)波导的新方案, 计算了四光纤束内空心区域的消逝波光场及其光学囚禁势. 研究表明这种蓝失谐的空心消逝波光场同样可用于实现冷原子(或冷分子)的激光波导, 而且与传统的中空光纤原子波导方案相比, 不仅简单方便, 造价低廉, 而且更容易实现冷原子物质波的高效单模波导.

关键词: 单模光纤, 消逝波, 原子(或分子)波导

PACC: 3280P, 3380P, 4250

1. 引 言

近十年来, 随着激光冷却与囚禁原子技术的快速发展, 人们已能轻易获得温度很低、密度较高的冷原子束甚至超冷原子束(或冷原子样品)^[1], 并提出或实验研究了几种不同的冷原子激光波导方案^[2-14]. 例如, 1993 年, Ol'shanii 等人提出了利用中空光纤中红失谐高斯模式激光波导中性原子的新思想^[2], 它克服了由于原子本身具有磁矩而易受磁场干扰的缺点. 1994 年, Marksteiner 等人^[14]提出了利用中空光纤中蓝失谐消逝波光场波导中性原子的新方法^[3], 它有效地降低了上述红失谐高斯模式激光波导原子方案中的消相干效应. 随后, Cornell 小组在实验上实现了上述两种原子激光波导方案^[4, 5], 并进行了相应的理论与实验研究^[6]. 由于光纤的柔软性, 利用微米尺寸的中空光纤可实现冷原子的弯曲波导和灵活操控, 但因中空光纤的中空区域很小(约为微米量级, 从而使得中空光纤中的真空度难以提高(导致热碰撞损耗增大), 并且冷原子的装载与波导效率较低. 为此, 1998 年, Yin 等人提出了一种采用蓝失谐空心光束实现冷原子波导的新方案^[7, 8], 并进行了初步的实验研究^[9]. 随后, Jhe 小组^[10, 11]和 Zhu 小组^[12]开展了进一步的理论与实验研究, 并分别获得了约

为 50% 和 80% 的波导效率. 此外, Pruvost 等人和 Wolschrijn 等人采用红失谐的高斯光束实现冷原子的激光波导, 并获得了约为 40% 的波导效率^[13, 14]. 虽然采用空心光束或高斯光束的激光波导效率较高, 但是由于光束的直线传播特性, 无法实现冷原子的弯曲波导. 由于篇幅关系, 另一类原子磁波导技术及其发展不再详述, 可参阅文献 [15, 16].

由于消逝波的优点是不受衍射极限的限制, 因而利用光纤消逝波的弯曲波导技术可实现任意形状(如大规模集成电路)和原子量级的原子光刻, 甚至产生连续的冷分子束. 最近, Balykin 等人提出了一种采用单根亚微米单模光纤的红失谐消逝波光场实现冷原子 Kepler 波导的新方案^[17, 18], 其波导原理类似于单根载流导线的磁波导方案^[19]. 该方案虽然很好地解决了高真空问题, 但由于能够满足 Kepler 导引的冷原子较少(即冷原子装载效率较低), 因而波导效率很低. 为此, 本文提出了一种采用四根亚微米单模光纤束实现冷原子(或冷分子)消逝波激光波导的新方案. 从基于麦克斯韦方程组的矢量模型出发, 求解了单模光纤波导的本征值方程及其严格光波场解, 计算了单根光纤中基模 HE_{11} 模的电磁场分布及其单模光纤束内空心区域的消逝波光场分布及其光学势分布, 并就单模光纤束在冷原子(或冷分子)消逝波波导中的应用进行了探讨.

* 国家自然科学基金(批准号: 10174050, 10374029), 国家自然科学基金重点基金(批准号: 10434060)和上海市重点学科以及教育部 211 专项基金资助的课题.

† 通讯作者 E-mail: jpyin@phy.ecnu.edu.cn

2. 单模光纤的电磁场及其强度分布

图 1 为单根光纤的基本结构,它由同轴的内外两层圆柱状材料组成:其内层为纤芯,折射率为 n_1 ,半径为 a ,纤芯的外层是均匀分布的折射率为 n_2 的敷层,通常纤芯的折射率要比敷层的折射率稍大.当满足一定的入射条件时,光波将在光纤内全反射并沿着纤芯向前传播.

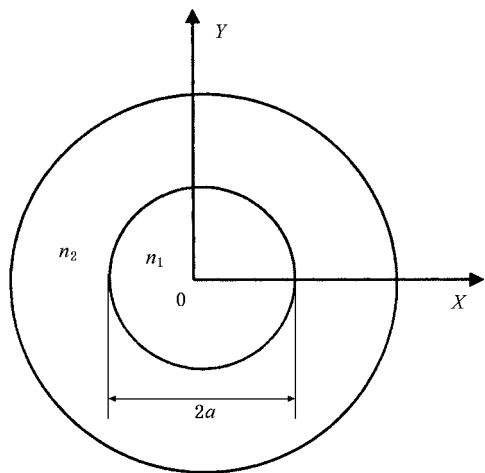


图 1 单模光纤的基本结构

我们研究的光纤是折射率均匀(阶跃)单模光纤,即在一定工作波长下,只能传输最低阶基模

HE_{11} 模电磁波的光纤.根据光纤单模波导的条件,我们选取如下一组参数:纤芯的半径为 $0.25\mu\text{m}$,纤芯折射率 $n_1 = 1.5$,敷层折射率 $n_2 = 1.0$ (即为真空),激光的波长为 $\lambda = 0.78\mu\text{m}$ (对应于铷原子的 D_2 线).

根据边界条件,当 r 趋于零时,电磁场应为有限,而当 r 趋于无穷大时,电磁场应为零.因此,在光纤的纤芯区,我们选取第一类贝塞尔函数 $J_m(rv)$ 作为麦克斯韦方程组的解,在真空区,选取第一类汉克尔函数 $H_m^{(1)}(iru)$ 作为麦克斯韦方程组的解.于是,在纤芯区域($r < a$)中,电磁场表达式有如下的形式(在极坐标中)^[20]:

$$\begin{aligned} E_z &= AJ_m(rv)e^{im\phi}, \\ H_z &= BJ_m(rv)e^{im\phi}, \end{aligned} \quad (1)$$

式中 $v = (n_1^2 k^2 - \beta^2)^{1/2}$ 为特征常数, $k = 2\pi/\lambda$ 为波数.在真空区域($r > a$)中,电磁场表达式可写为(在极坐标中)^[20]

$$\begin{aligned} E_z &= CH_m^{(1)}(iru)e^{im\phi}, \\ H_z &= DH_m^{(1)}(iru)e^{im\phi}. \end{aligned} \quad (2)$$

同样 $u = (\beta^2 - n_2^2 k^2)^{1/2}$ 为特征常数.方程(1)和(2)中所有的待定系数 A, B, C, D 和传播常数 β 均可由电磁场在边界 $r = a$ 处的连续性条件决定.

根据电磁场在边界处的连续性条件,并利用贝塞尔函数的导数公式^[21],即可得到单模光纤中 HE_{11} 模的特征方程

$$\begin{vmatrix} J_1[av] & 0 & H_1^{(1)}[iau] & 0 \\ 0 & J_1[av] & 0 & H_1^{(1)}[iau] \\ \frac{\beta}{v^2 a} J_1[av] & i \frac{\omega\mu}{v} J_1'[av] & \frac{\beta}{u^2 a} H_1^{(1)}[iau] & - \frac{\omega\mu}{u} H_1^{(1)'}[iau] \\ - i \frac{\omega\epsilon n_1^2}{v} J_1'[av] & \frac{\beta}{v^2 a} J_1[av] & \frac{\omega\epsilon n_2^2}{u} H_1^{(1)'}[iau] & \frac{\beta}{u^2 a} H_1^{(1)}[iau] \end{vmatrix} = 0, \quad (3)$$

方程(3)中的撇号表示对贝塞尔函数和汉克尔函数的求导.显然,上述方程是一个超越方程,求解此方程即可得到满足边界条件的传播常数 β 值.然后,根据 β 的大小,即可得到 v 和 u 两个特征常数.根据电磁场各分量在边界 $r = a$ 处的连续性条件可以得到下列四个齐次方程式:

$$AJ_1[av] - CH_1^{(1)}[iau] = 0,$$

$$BJ_1[av] - DH_1^{(1)'}[iau] = 0,$$

$$\begin{aligned} &A \frac{\beta}{v^2 a} J_1[av] + iB \frac{\omega\mu}{v} J_1'[av] \\ &+ C \frac{\beta}{u^2 a} H_1^{(1)}[iau] - D \frac{\omega\mu}{u} H_1^{(1)'}[iau] = 0, \\ &- iA \frac{\omega\epsilon n_1^2}{v} J_1'[av] + B \frac{\beta}{v^2 a} J_1[av] \\ &+ C \frac{\omega\epsilon n_2^2}{u} H_1^{(1)'}[iau] + D \frac{\beta}{u^2 a} H_1^{(1)}[iau] = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

求解这一方程组即可确定四个常数 A, B, C, D 的

值. 将这些值代入方程(1)和(2), 可以计算单模光纤中 HE_{11} 模的电场与磁场分布. 根据上述方程, 我们计算了单模光纤中 HE_{11} 模式的电场以及磁场分布, 包括光纤外真空区域内的消逝波光场分布, 计算结果如图2和图3所示. 其中图2为归一化电场 $E(r)$ 的径向分布, 图3为在按电场归一化的磁场 $H(r)$ 的径向分布.

从图2和图3可以看出在单模光纤中, HE_{11} 模的电磁场为一高斯分布, 这完全不同于 HE_{11} 模在中空光纤中的环状分布. 单模光纤中的电场分布主要集中在纤芯区域, 对消逝波有贡献的主要来自于光纤界面以外真空区域的电场分布. 比较图2和图3不难发现单模光纤中的电场振幅是磁场振幅的250倍, 而且电场分布形状与磁场分布形状非常相似.

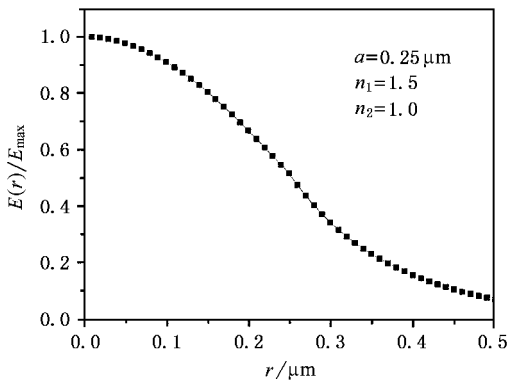


图2 单模光纤中 HE_{11} 模的径向电场分布

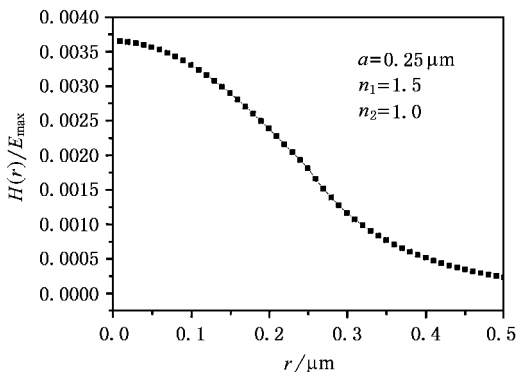


图3 单模光纤中 HE_{11} 模的径向磁场分布

从时间平均坡印廷矢量的 z 分量的定义出发^[22], 单模光纤中 HE_{11} 模的径向强度分布可由下式表示:

$$I(r) \propto \bar{S}_z = \frac{1}{T} \int_0^T (E \times H^*) \cdot e_z dt$$

$$= \frac{1}{2} (E_r H_\theta^* - E_\theta H_r^*) \\ = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^a (E_r H_\theta^* - E_\theta H_r^*) r dr, \quad (5)$$

式中 $E_r, E_\theta, H_r, H_\theta$ 分别为电场和磁场的横向分量, 而这里的星号表示相应物理量的共轭复数.

根据方程(5), 我们计算了单模光纤中 HE_{11} 模的归一化强度分布, 计算结果如图4所示. 从图4可以看出单模光纤中 HE_{11} 模的强度分布为一高斯分布, 且高斯模式的光强主要分布在纤芯区域内, 而在真空区域内的消逝波光强较弱.

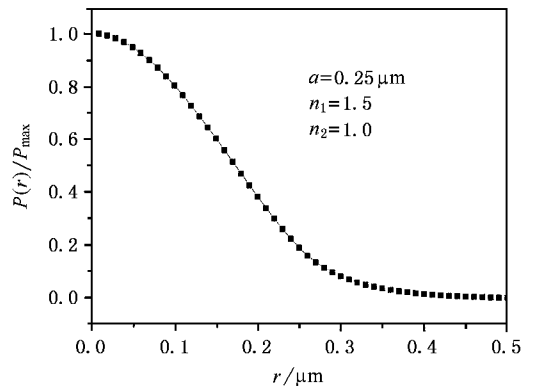


图4 单模光纤中 HE_{11} 模的径向光强分布

显然, 当耦合进入单模光纤的入射高斯光束红失谐时, 利用单模光纤四周的红失谐消逝波光场也可以实现冷原子的开普勒波导^[17, 18], 其原理类似于单根载流导线的磁波导原理^[19].

3. 四根单模光纤束空心区域内的强度分布

由于中空光纤较贵, 一般实验室难以获得, 而且中空光纤的中空区域半径难以做到小于半个波长, 故本文提出了一种采用四根亚微米单模光纤束实现消逝波原子波导的新方案, 如图5所示. 具体做法是, 首先将四根亚微米单模光纤的敷层去掉, 然后绑在一起构成一空心的四光纤束, 在这四光纤束的中央形成一类似于四边形的对称空心区域 I, 其折射率为 1.0. 显然, 在这一空心四光纤束中央区域内的光场就是四个单模光纤产生的消逝波光场的矢量叠加. 因此, 利用这一管状的蓝失谐消逝波光场即可实现冷原子(或冷分子)的激光波导. 由于这一管状的消逝波光场不具有圆对称性(与中空光纤不同), 因

而原子在其中的运动不会形成圆周运动,也就没有光束角动量的交换,这对于原子的消逝波激光波导是非常有利的.类似地,由三根亚微米单模光纤构成的空心光纤束同样可用于冷原子(或冷分子)的消逝波激光波导.

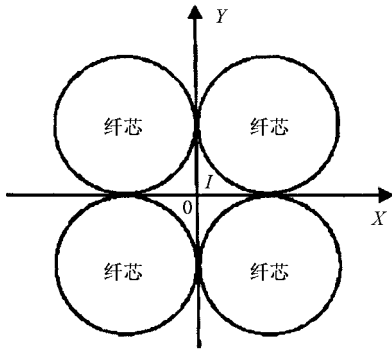


图 5 采用四根单模光纤束的原子波导方案

从图 2 和图 3 的比较中可以看到,电场的振幅远大于磁场的振幅,且电场与磁场的分布相似,所以在下面的计算中仅探讨电场的情况.为了计算方便起见,首先采用直角坐标系,把坐标原点 O 定在四光纤束空心区域 I 的中心,并规定如图 5 所示的 x, y 正方向.然后,将极坐标情况下每一个单模光纤中 HE_{11} 模在真空区域内电场的各个分量分解到直角坐标系中,并进行坐标变换,即每一个单模光纤中 HE_{11} 模电场分量中的坐标要根据新的直角坐标系进行相应的变化.最后,把四根单模光纤在空心区域 I 中产生的消逝波光场进行矢量叠加.由此,通过数值计算得到了四光纤空心区域 I 内的消逝波光强分布,结果如图 6 和图 7 所示.图 6 为 I 区内消逝波光强的三维分布,图 7 为 I 区中光强的等高线分布.从图 6 和图 7 可以看出在直角坐标系的原点处光强最小,而整个空心区域内的消逝波光强分布可以被看作一个中心光强为极小值的 2D 光学势阱,这说明该方案可以用来实现冷原子(或冷分子)的消逝波激光波导.

此外,我们还分别计算了 $x = 0$ 和 $y = 0$ 时空心区域 I 内的一维光强分布,结果如图 8 和图 9 所示.其中图 8 为 $x = 0$ 时光强沿着 y 方向的分布,图 9 为 $y = 0$ 时光强沿着 x 方向的分布.从图 8 和图 9 可以看出光强沿 x 和 y 方向的分布是一致的,具有一定的对称性,且在 $x = 0$ 和 $y = 0$ 的地方光强为最小.

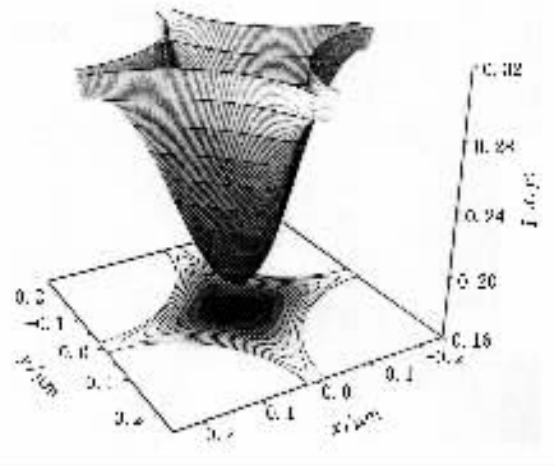


图 6 空心区域 I 内光强的三维分布

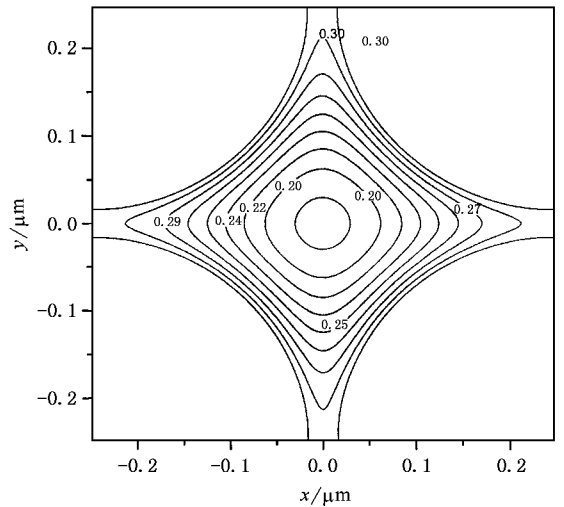


图 7 空心区域 I 内光强的等高线分布

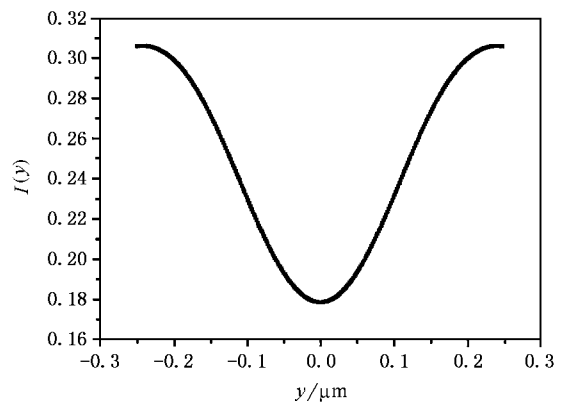


图 8 沿 y 方向消逝波光场的一维光强分布

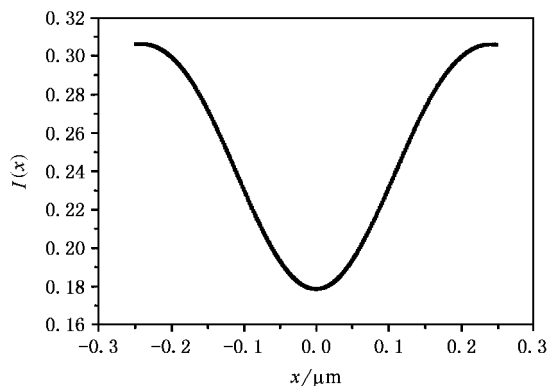


图 9 沿 x 方向消逝波光场的一维光强分布

4. 消逝波光场的光学势

我们知道,当四光纤束空心区域 I 内的消逝波光场为蓝失谐时,它将把冷原子(或冷分子)推向空心消逝波光场的中心区域.对于一个在非均匀光场中运动的二能级原子,由于交流 Stark 效应,它受到的相互作用光学势 $U(x, y)$ 由下式给出^[22]:

$$U(x, y) = \frac{\hbar}{2} \delta \ln \left[1 + \frac{\mathcal{K}(x, y) I_s}{1 + \mathcal{K}(\delta/\Gamma)^2} \right], \quad (6)$$

式中 δ 为激光频率相对于原子共振频率的失谐量, I_s 和 Γ 分别为原子的饱和光强及其自然线宽, $\mathcal{K}(x, y)$ 为四光纤束空心区域 I 内消逝波光场的强度分布.对于 ⁸⁵Rb 原子的 D₂ 线,我们有 $I_s = 1.6 \text{ mW/cm}^2$, $\Gamma = 6.1 \text{ MHz}$.根据(5)(6)式,我们计算了四光纤束空心区域 I 内消逝波光场的光学势,结果如图 10—12 所示.相应的激光参数分别为 $P_0 = 1 \text{ mW}$, $\delta = 20 \text{ GHz}$; $P_0 = 3 \text{ mW}$, $\delta = 30 \text{ GHz}$ 和 $P_0 = 10 \text{ mW}$, $\delta = 50 \text{ GHz}$.

由图 10—12 可以看出,光学势不仅与激光功率有关,而且还与失谐量有关.即对于优化的激光功率和失谐量,可得到最大的光学势.计算表明,当 $P_0 = 1 \text{ mW}$, $\delta = 20 \text{ GHz}$ 时,四光纤束空心区域 I 内消逝波光场对 ⁸⁵Rb 原子的最大光学势可达 0.55K,而当 $P_0 = 10 \text{ mW}$, $\delta = 50 \text{ GHz}$ 时,其光学势可达 1.8K,这远远高于磁光阱(MOT)中冷原子的温度(对于 ⁸⁵Rb 原子, $T_{\text{MOT}} \approx 120 \mu\text{K}$),且约等于超声分子束的平动温度(1—2K).由此可见,即使选择功率为 1mW 和失谐量为 20GHz 的激光耦合进入单模光纤,由四根单模光纤构成的空心光纤束也可实现冷原子(或冷分子)的激光波导.此外,进一步研究发现,具有温度为 120 μK

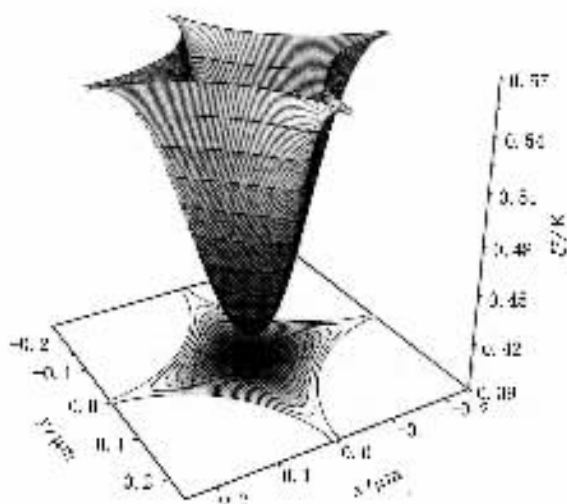


图 10 当 $P_0 = 1 \text{ mW}$, $\delta = 20 \text{ GHz}$ 时的二维光学势分布

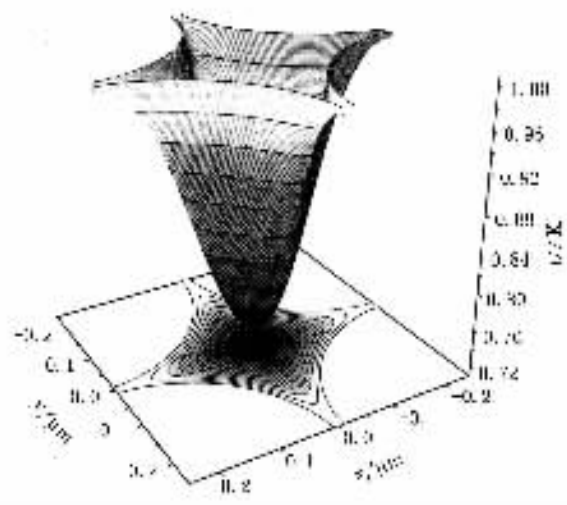


图 11 当 $P_0 = 3 \text{ mW}$, $\delta = 30 \text{ GHz}$ 时的二维光学势分布

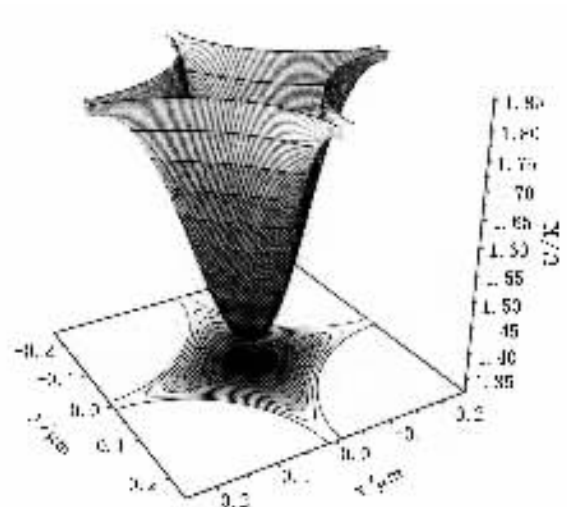


图 12 当 $P_0 = 10 \text{ mW}$, $\delta = 50 \text{ GHz}$ 时的二维光学势分布

的冷原子在四光纤束空心区域 I 内消逝波光场的横向运动半径小于 $0.02\mu\text{m}$, 这约等于或略小于冷原子的德布罗意波长 ($\lambda_{\text{dB}} \approx 0.02\mu\text{m}$). 因此, 这表明我们的空心四光纤束还可用于实现冷原子物质波 ($T_{\text{MOT}} \approx 120\mu\text{K}$) 的单模相干波导. 此外, 根据交流 Stark 效应, 这样的蓝失谐空心消逝波光场同样可用于冷分子的消逝波激光波导, 甚至用于连续冷分子束的产生.

5. 结 论

本文提出了一种采用四根亚微米单模光纤束实现冷原子(冷分子)消逝波波导的新方案, 从基于麦克斯韦方程组的矢量模型出发, 计算了在单根单模光纤中 HE_{11} 高斯模式的电磁场以及强度分布, 并计

算了四光纤束空心区域内的消逝波光场及其光学势分布, 讨论了该空心四光纤束在冷原子(冷分子)激光波导中的可能应用. 研究结果表明: 四根亚微米单模光纤束内中心区域近似为一方形的亚微米空心消逝波光场, 当入射耦合激光为蓝失谐时, 可用于实现冷原子(冷分子)的消逝波激光波导. 特别是当耦合激光功率仅为毫瓦量级时, 这一空心消逝波光场能产生异常高的光学囚禁势, 足以用于收集与波导来自磁光阱的冷原子, 甚至实现温度约为 $120\mu\text{K}$ 的冷原子物质波的单模相干波导. 此外, 该方案不仅保留了空心光纤消逝波原子波导的全部优点(如光纤的柔软性及其弯曲原子波导等), 而且还具有方案简单、造价低廉, 甚至更容易实现冷原子物质波的高效单模波导, 因而在任意图案的计算机控制的原子光刻中有着重要的应用^[23].

[1] Deng L, Yin J 2005 *Chin. J. Quantum Electron.* **22** 1 (in Chinese) [邓联忠、印建平 2005 量子电子学报 **22** 1]

[2] Ol 'Shanii M A, Ovchinnikov Yu B, Letokhov V S 1993 *Opt. Commun.* **98** 77

[3] Marksteiner S, Savage C M, Zoller P 1994 *Phys. Rev. A* **50** 2680

[4] Renn M J, Montgomery D, Vdovin O et al 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3253

[5] Renn M J, Donley E A, Cornell E A et al 1996 *Phys. Rev. A* **53** R648

[6] Renn M J, Zozulya A A, Donley E A et al 1997 *Phys. Rev. A* **55** 3684

[7] Yin J, Zhu Y, Jhe W et al 1998 *Phys. Rev. A* **58** 509

[8] Yin J, Zhu Y 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 2473

[9] Yin J, Lin Y, Lee K et al 1998 *J. Korean Phys. Soc.* **33** 362

[10] Xu X, Minogin V G, Wang Y Z et al 1999 *Phys. Rev. A* **60** 4796

[11] Xu X, Kin K, Jhe W et al 2001 *Phys. Rev. A* **63** 063401-1

[12] Yan M, Yin J, Zhu Y 2000 *J. Opt. Soc. Am.* **17** 1817

[13] Pruvost L, Marescaux D, Houde O et al 1999 *Opt. Commun.* **166** 199

[14] Wolschrijin B T, Cornelussen R A, Spreeuw R J et al 2002 *New J. Phys.* **4** 69.1

[15] Liu N, Yin J 2002 *Chin. J. Quantum Electron.* **19** 385 (in Chinese) [刘南春、印建平 2002 量子电子学报 **19** 385]

[16] Li D, Wu Z, Li S 2003 *Chin. Phys.* **12** 738

[17] Balykin V I, Hakuta K, Kien F L et al 2004 *Phys. Rev. A* **70** 011401-1

[18] Kien F L, Balykin V I, Hakuta K 2004 *Phys. Rev. A* **70** 063403-1

[19] Schmiedmayer J 1995 *Phys. Rev. A* **52** R13

[20] Wu Z 2000 *Theory of light waveguide* (Beijing, Qinghua University Press) p30 (in Chinese) [吴重庆 2000 光波导理论(清华大学出版社) p30]

[21] Abramowitz M 1965 *Handbook of Mathematical Function* 2nd 460

[22] Ito H, Sakaki K, Nakata T et al 1995 *Opt. Commun.* **115** 57

[23] Ito H, Sakaki K, Ohtsu M et al 1997 *Appl. Phys. Lett.* **70** 2496

Theoretical analysis of evanescent-wave atomic (molecular) guide using a bundle of four single-mode optical fibers *

Ni Yun^{1,2)} Yin Jian-Ping¹⁾

¹ *Key Laboratory for Optical and Magnetic Resonance Spectroscopy ,
Department of Physics , East China Normal University , Shanghai 200062 ,China)*

² *Department of Physic , Suzhou University , Suzhou 215006 ,China)*

(Received 6 April 2005 ; revised manuscript received 23 May 2005)

Abstract

In this paper , we propose a new scheme to guide cold atoms (or cold molecules) using a bundle of four single-mode optical fibers with a sub-micrometer size , and calculate the evanescent-wave field in the hollow region of four-fiber bundle and its optical potential for ⁸⁵Rb atoms . Our study shows that such a blue-detuned hollow evanescent-wave field can also be used to realize the laser waveguide of cold atoms (or cold molecules) , and , compared with the traditional atomic guiding scheme using a hollow optical fiber , our scheme is not only simple and cheap , but also easier to realize the single-mode waveguide of cold atomic matter-wave with high efficiency .

Keywords : single-mode optical fiber , evanescent wave , atomic (molecular) waveguide

PACC : 3280P , 3380P , 4250

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10174050 , 10374029) , the Key Program of National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10434060) , and the Shanghai Priority Academic Discipline and the 211 Foundation of the Ministry of Education of China .