arXiv:2304.04509v2 [quant-ph] 2 Nov 2023

基于交叉平面光子波导的原子光学偶极微阱

Yuri B. Ovchinnikov、Folly Eli Ayi-Yovo 和 Alessio Spampinato

英国泰丁顿汉普顿路国家物理实验室，TW11 0LW

电子邮箱： yuri.ovchinnikov@npl.co.uk

2023年9月30日

摘要。 本文对基于两条交叉悬空光子脊形波导的相应光学模式所形成的双色倏逝光波建设性叠加、用于原子的光学偶极微型陷阱进行了建模。研究估算了铷原子陷阱的主要参数，例如势阱深度、原子从阱中隧穿逸出的速率，以及被俘获原子的相干时间。

1. 引言

超冷原子的光学偶极阱 [1]广泛应用于现代实验原子物理学。这类阱大多由一束或数束在真空中传播的聚焦激光束形成。在被囚禁原子跃迁至更高能级并随后自发发射光子的时间尺度内，这些阱相对简单，可视为保守阱。因此，这类阱可用于对原子进行相干操控，包括全光学制备原子玻色–爱因斯坦凝聚体（BEC） [2]。

首个用于原子 [3] 的表面光学偶极阱方案，采用穿透深度不同的双色倏逝光波形成，其基础是两束聚焦激光束在玻璃棱镜表面发生全内反射。该方法的主要优势在于，激光束的反射角可以非常接近全内反射的临界角，从而使相应倏逝光波进入真空的穿透深度相对较大。这使得表面偶极阱的势阱最低点能够远离棱镜表面，从而减弱原子与棱镜介电表面之间的卡西米尔-波尔德吸引力的影响。已有实验展示了这种用于铯原子的阱 [4], ，并在阱中将原子蒸发冷却至相空间密度 0.1。

已得到演示。同一原理可用于构建二维表面光学晶格 [5], ，但迄今尚未通过实验演示。利用支持两种不同颜色光学模式同时传播的光波导，在此类波导表面附近产生的相应双色倏逝光波中囚禁或引导原子，也颇为合理。迄今，这种原子囚禁仅在光学纳米光纤中实现过 [6]。此外，还有若干基于光学偶极力以及原子与介电或金属纳米结构之间短程相互作用力相结合的原子亚波长晶格方案 [7, 8, 9], ，但尚不清楚如何将原子装载到此类晶格中。

另一方面，尽管已有多种方案提出过 [10, 11, 12, 13,14]，但在平面光波导旁俘获原子的倏逝波俘获（EWT）从未得到验证。平面光波导中的EWT无法实现，主要有两个原因。首先，所有使用的波导都在折射率较低的介电基底上方采用了导光介电层。在这种情况下，导光层光学模式的最大传播角受两个介电介质之间界面处的全内反射角限制，该角度小于仅由真空包围的介电波导中的全内反射角；光学纳米光纤正是这种情况。因此，介电基底上的平面光波导中传播模式的倏逝光波在真空中的穿透深度，始终远小于光学纳米光纤中的穿透深度。这意味着，必须在此类平面波导的相应光学模式中使用极大的激光功率，才能克服波导表面附近吸引性的卡西米尔力。其次，在平面波导构型中，波导侧边缘处的倏逝光波强度会减弱，而该处吸引性的卡西米尔力占据主导地位。因此，相应倏逝波光学偶极势的横向阱深，远小于垂直于波导表面方向上的阱深 [15]。我们将这种效应称为平面波导EWT势的不对称性。

最近，我们展示了利用悬空光波导可以解决平面波导中倏逝光波穿透深度较小的问题 [15]。在这种情况下，EWT 势的不对称性仍然存在，从而限制了其总深度。因此，相应的EWT应使用温度更低的原子运行。基于氧化铝、专为原子俘获应用设计的悬空膜脊形（或脊状）波导，已得到展示和测试 [16]。值得注意的是，这种悬空波导在可见光和近红外光谱范围内的损耗相当低，并且能够承受高达 30 mW 的导引光功率，足以满足相应的原子光学俘获和导引需求。这种方法的另一项优势是，由于膜的总面积较大，它能为波导提供良好的光学访问，预计可方便地从任何外部向波导装载超冷原子

原子阱，例如磁光阱（MOT）或光学偶极阱。

本文研究由两条交叉的悬浮式 SiO_2 脊形波导形成的双色倏逝光波微型陷阱。本文结构安排如下。第二节介绍交叉悬浮式光学脊形波导中光场的计算。第三节对基于交叉光子波导的微型陷阱的俘获势进行建模，并估算这些阱的主要参数。最后，在结论部分，我们总结研究结果，并展望此类微型陷阱的潜在应用。

2. 基于交叉悬浮式光学脊形波导的阱内光场建模

2.1. 阱的设计与原理

交叉光学偶极阱（ODT）的构想由来已久 [17]，这种阱通常由两束交叉的高斯激光束形成，其频率相对于主要原子跃迁红失谐。与基于单束聚焦激光束的 ODT [18] 相比，交叉 ODT 的主要优势在于它能在各个方向提供更均匀的囚禁强度，同时总容积也可以更大。因此，交叉 ODT 被广泛用于全光学制备原子玻色–爱因斯坦凝聚体 [2, 19]，因为在这一过程中，对原子进行良好压缩并拥有较大的 ODT 容积十分重要。

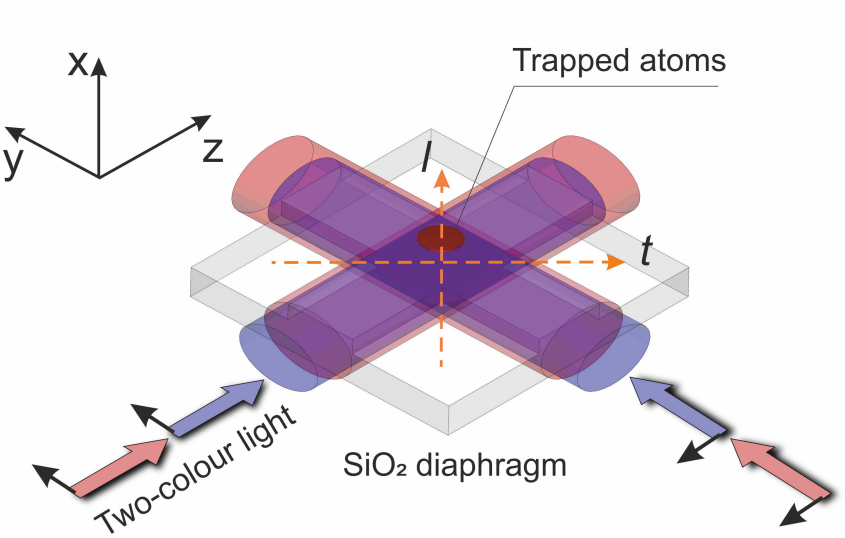


图 1. 基于两条交叉悬空光学脊形波导的双色倏逝场光学偶极阱原理图。

通过交叉激光束形成紧致光学偶极阱的原理，自然可以推广到基于交叉平面波导的倏逝波阱。图 1 展示了两条相互垂直交叉的悬浮式光学脊形波导。假设这两条波导完全相同，且每条都支持两种不同颜色模式的单模

传播；这些模式是利用相应倏逝光场引导原子，使其处于光学偶极势中所必需的 [15]。两条交叉原子光子波导的势能相加后 [16]，便会在波导交叉区域形成一个光学偶极阱。交叉波导倏逝波光学偶极阱（CWEWT）与基于自由空间中交叉高斯激光束的交叉光学偶极阱之间存在一个重要差异。由于交叉区域内导光传播的特性不同，预计 CWEWT 的光学模式会在该区域受到扰动。

2.2. 陷阱倏逝光场的数值模拟

我们考虑两条与上文相同、彼此成直角交叉的悬浮式光学脊形波导，如图 1 所示。悬浮式光学脊形波导的基本结构由厚度为 $h = 300$ nm 的 SiO_2 膜（平板）和高度为 $h_{rib} = 15$ nm、宽度为 $w_{rib} = 2$ μm [12] 的脊形结构组成。我们的第一种结构包括 $\lambda_{b1} = 720$ nm 和 $\lambda_{r1} = 850$ nm 模式，这些模式分别沿两条悬浮式光学脊形波导传播，且处于单模工作区。这些模式相对于铷原子的主跃迁（$\lambda_0 = 780$ nm）分别大幅频率失谐至蓝侧和红侧。首先，我们模拟了一个光学模式仅沿两条波导中的一条传播的情况，该波导沿 y 轴方向。所有这些数值模拟均使用 Lumerical FDTD 软件完成。

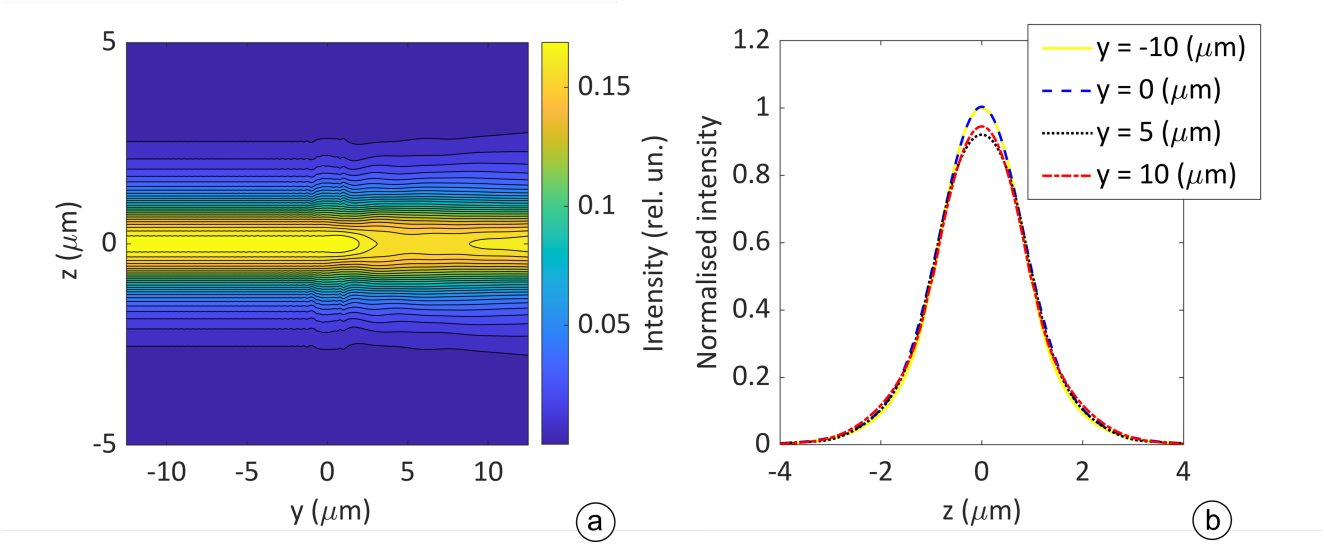


图 2。 a)悬空光学脊形波导的 $\lambda_{r1} = 850$ nm TE00模式的强度分布，该波导的脊形结构宽度为 $w_{rib} = 2$ μm，并在 y=0处与另一条相同的波导呈直角交叉；b) 沿 z 轴在 $y = -10$、0、5、10 μm 处的强度分布横截面。

两个波导之间的交叉区域可视为波导两部分之间的间隙，在此处，传播光在横向（沿 z 轴）不受约束。预计该脊形波导的光学模式

在交叉区域会发生二维衍射。这种衍射与单模光纤在自由空间中的出光十分相似，可很好地近似为高斯激光束的传播，其束腰位于波导或光纤的端面。因此，交叉区域中传播模式的二维发散可用瑞利长度表征，其值等于 $z_R^m = \pi w_m^2 n_m^{eff}/\lambda_m$，其中 w_m 是光学脊形波导中传播模式的横向半径， n_m^{eff} 是在交叉区域中传播的模式的有效折射率， [20] 是该模式光在真空中的波长。例如，在 $\lambda_{b1} = 720$ nm、 $w_{b1} = 1.646\ \mu$m 和 $n_{b1}^{eff} = 1.386$ 条件下，相应的瑞利长度为 $z_R^{b1} = 16.2\ \mu$m，显著大于交叉区域的尺寸 $w_{rib} = 2\ \mu$m。对于红失谐模式 $\lambda_{r1} = 850$ nm，考虑到 $w_{r1} = 2.03\ \mu$m 和 $n_{r1}^{eff} = 1.347$，其瑞利长度为 $z_R^{r1} = 20.5\ \mu$m。因此，两种模式在交叉区域的衍射程度彼此相当。另一个预期效应是模式在波导与交叉区域之间的界面处发生部分反射；这两个区域的有效折射率略有不同。

图2显示了波导表面处850 nm光的模拟空间强度分布。初始光分布对应于脊形结构波导的 TE00 模式，其偏振位于膜的 $y0z$平面内（图1）。对于720 nm TE00 模式，相应的强度分布非常相似。这表明，传播中的光学模式在交叉区域处受到轻微扰动，范围从 $y = -1\ \mu$ 米到 $y = 1\ \mu$ 米。可以看出，即使经过交叉区域，该模式的光场在横向方向上仍略有扩展，同时波导中心处的光场强度略有下降。不过，在 $y \gtrsim 10\ \mu$ 米处，模式中心的强度逐渐恢复。850 nm 模式中心处的扰动幅度也可以根据图5进行估算，该图显示了两个此类交叉且不发生干涉的模式的强度分布。

两个相位和频率相同、同时沿两条交叉波导传播的光学模式，会在交叉区域发生部分干涉。图 3a 显示了波长为 $\lambda_{b1} = 720$ nm 的模式在交叉波导表面的相应光强分布。交叉区域内沿 t 对角线方向（见图 1）观察到的干涉条纹周期为 $d_{b1} = 371$ nm（图 3a、图 4），与该模式在交叉区域内的有效折射率 $n_{b1}^{eff} = 1.386$ 相符。值得注意的是，尽管两个交叉模式的初始偏振方向彼此正交，干涉仍然会发生。观察到的干涉条纹可以用正交模式在交叉区域内的衍射发散来解释。这也解释了为什么干涉条纹的相对振幅在中心（t=0）附近接近于零，而在分布两侧则升至 15%；在这些位置，发散光场的偏振方向并非完全正交。为进一步验证这些强度条纹确实源于两个模式之间的干涉，我们引入了两个模式的相对相位涨落。

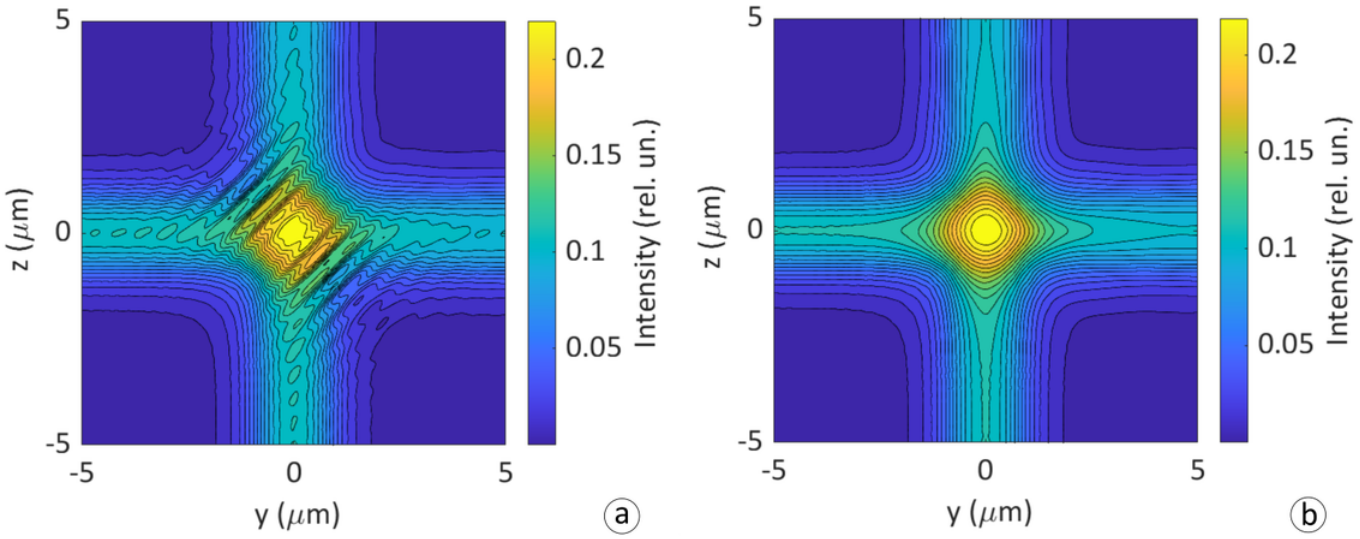


图 3. a）两个模式在交叉区域发生干涉时，720 nm 光模式在两条交叉波导中的强度分布；b）两个 720 nm 模式之间不存在干涉时的强度分布。

事实上，时间平均的相位涨落会使干涉条纹消失。倏逝光波的这种周期性强度调制，会使交叉区域内的光学偶极阱分裂成一系列更小的阱，可视为微型光学晶格。不过，这并非我们真正想要实现的效果。

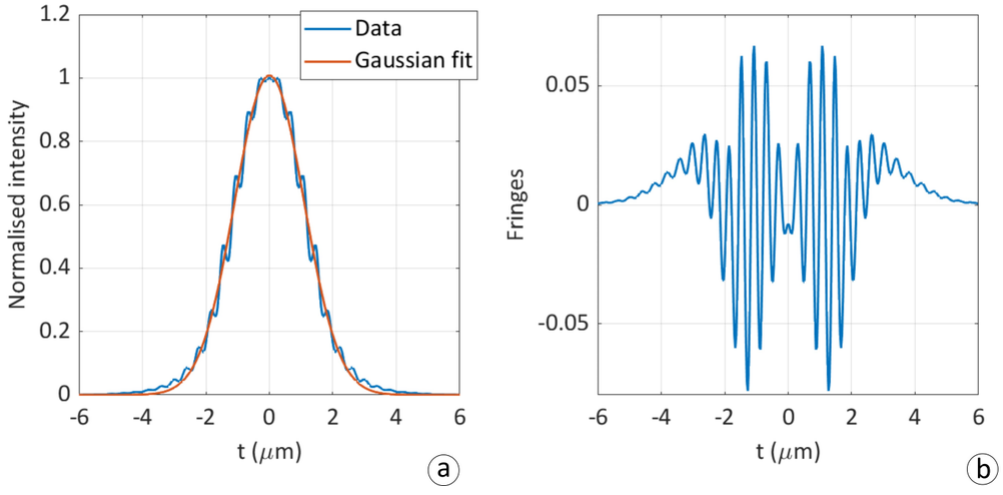


图 4. a）两个模式发生干涉时，波导交叉区域内 720 nm 光沿横向对角线的强度分布；b）提取高斯最佳拟合分布后的相同分布。

影响　通过快速空间位移，可以有效消除条纹对受困原子的影响，例如　r

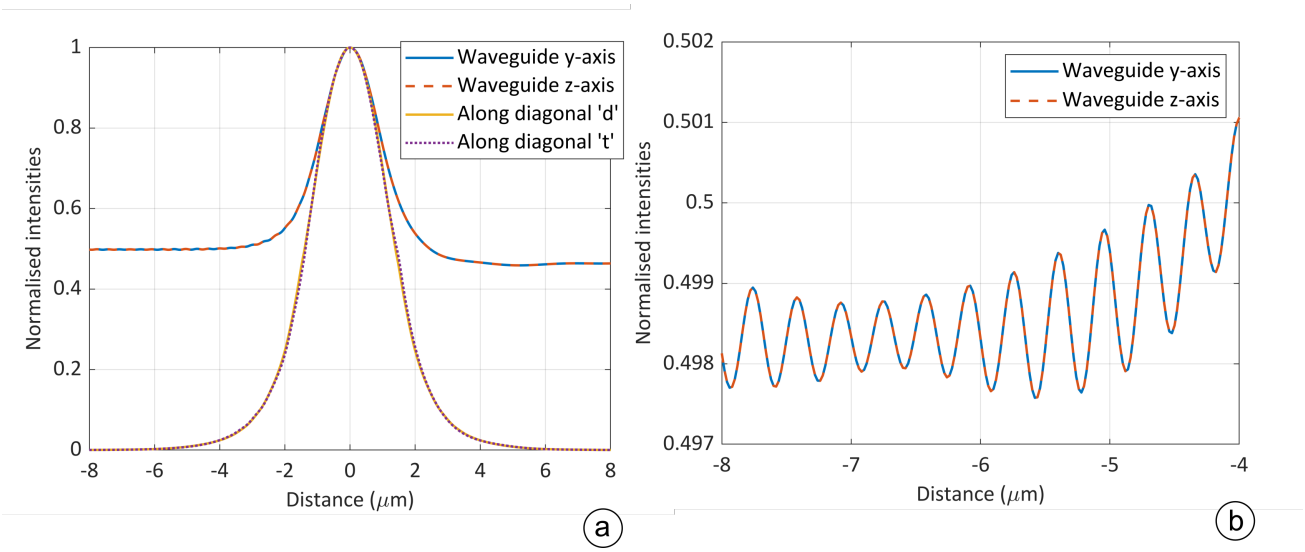


图5。 a) 两个交叉且不发生干涉的850 纳米模式在 $w_{rib} = 2$ μ米波导沿不同轴的强度分布；b) 沿y轴（或z轴）由850 纳米模式在交叉区域发生部分反射所产生的放大干涉条纹。

时间平均后的光学干涉条纹会被抹平，原子因其惯性而无法感知这些条纹。有几种方法可以实现这一效果。一种方法是使用相位大幅波动的激光。有多种价格低廉的二极管激光器，其发射光包含多个纵模，且各纵模之间存在随机波动。另一种方法是在两个交叉光学模式之间引入较大的频移。这种频移会使干涉条纹沿t轴持续移动，并导致受困原子产生相应的振荡微运动；这是移动的干涉条纹所产生的振荡光学偶极力造成的。实际中，使用声光调制器产生约100 MHz的相对频移，就足以解决干涉条纹问题，即使是储存在交叉光学偶极阱中的玻色–爱因斯坦凝聚体也不例外。

图5显示了 $w_{rib} = 2$ μm波导的两个交叉且不发生干涉的 850纳米模式沿不同轴的强度分布。顶部一行显示了沿 y轴和z轴的归一化强度分布，二者彼此相同。每个交叉光学模式中的最大强度均归一化为0.5。因此，交叉区域中心处两个交叉模式的最大值约等于 1。在分布的左侧尾部，观察到振幅相当小、周期约为 336 nm $= \lambda_{r1}/n_{r1}^{eff}/2$的周期性条纹，其中 $\lambda_{r1} = 850$ nm和 n_{r1}^{eff}=1.265。这些条纹可以通过入射模式与其一部分发生干涉来解释，该部分经历了来自交叉区域的部分反射。这是由于波导与

其与第二条波导的交叉区域。图中的底部两条线对应于沿交叉区域两条对角线的强度分布。可以观察到两条曲线之间存在微小差异，这反映了交叉区域处模式的扰动。需要注意的是，即使是如此微小的模式扰动，也可能导致相应光学势发生显著扰动，这将在下一节中展示。

3. 铷原子交叉波导倏逝波阱的势和主要参数

3.1. 囚禁势

为计算两个交叉悬浮式光学脊形波导表面附近俘获势的三维分布，我们使用了以下公式

$$U\left(x,y,z\right)=U_{r}\left(y,z\right)\,\exp\left(-2x/d_{r}\right)+U_{b}\left(y,z\right)\exp\left(-2x/d_{b}\right)-\frac{C_{3}\lambda_{eff}/2\pi}{x^{3}\left(x+\lambda_{eff}/2\pi\right)}+mgx,\left(1\right)$$

其中，波导表面（x=0）处势 $U_{r}\left(y,z\right)$和 $U_{b}\left(y,z\right)$的归一化分布，是根据相应脊形结构波导内部两种不同颜色基模的相应强度分布的数值解推导得到的。注意，这些势中的每一个都由两个交叉波导的势相加而成： I （沿 y 轴方向）和 II （沿 z轴方向），$U_{i}(y,z)=U_{i}^{I}(y,z)+U_{i}^{II}(z,y)$，其中 $i=r,b$。假设交叉光学模式之间不存在干涉。光学偶极势的局部大小与激光场的相应局部强度成正比 $U_{i}\left(y,z\right)\,=\,\alpha_{i}I_{i}\left(y,z\right)$ [1]。在本文中，我们考虑了两对相对于铷原子主要跃迁具有相反频率失谐的波长，其中每一对都有一定的优点和缺点。相应的系数 α_{i} 按照 [15] 中所述方法针对表1所列波长进行了计算。计算考虑了最接近且最强的五个原子跃迁的贡献。波长为 $\lambda_{b2}=640$nm 和 $\lambda_{r2}=930$ nm的模式对相对于铷原子的主要跃迁失谐 150 nm，能够提供相对较低的光子自发散射率以及被俘获原子的最长相干时间。引导光场如此大的频率失谐还解决了一个问题：原子对引导光在二氧化硅波导内部产生的拉曼辐射发生共振散射 [21, 22, 23]。另一方面，使用 $\lambda_{b1}=720$ nm 和 $\lambda_{r1}=850$ nm模式可提供更高的光学偶极势值，并使CWEWT能够在更低的激光功率下运行。尽管与前一种大频率失谐的情况相比，存储原子的相干时间预计会更短。使用 $\lambda_{b2}=640$ nm 和 $\lambda_{r1}=850$ nm模式也具有其优势，下面将对此进行讨论。倒数第二项对应于原子与基底介电表面之间的吸引相互作用，该相互作用可用卡西米尔-珀尔势近似为 [24]其中 C_{3} 是范德瓦耳斯系数， λ_{eff} 是约化原子跃迁波长，

表1. Rb^{87} 原子的光学偶极势 α 系数值

波长（nm）	$\lambda_{b1} = 720$	$\lambda_{r1} = 850$	$\lambda_{b2} = 640$	$\lambda_{r2} = 930$
α (10^{-36}J·m^2/W)	$\alpha_{b1} = 4.909$	$\alpha_{r1} = -6.616$	$\alpha_{b2} = 1.859$	$\alpha_{r2} = -3.362$

其在 $x << \lambda_{eff}/(2\pi)$处的范德瓦耳斯相互作用与 $x >> \lambda_{eff}/(2\pi)$处的卡西米尔-波尔德相互作用之间提供了过渡。对于$SiO_2$表面附近的铷原子， $C_3 = 5.699 \times 10^{-49}$ J·m^3 和 $\lambda_{eff} = 710$ nm [24]。最后一项表示沿基底外法线方向的重力。尽管在大多数情况下，重力对总俘获势的影响并不大。

首先，计算由两条交叉的悬浮式光学脊形波导构成的 CWEWT，其参数为 $h = 300$ nm、 $h_{rib} = 15$ nm、 $w_{rib} = 2$ μm、 $\lambda_{b2} = 640$ nm 和 $\lambda_{r2} = 930$ nm。起初，我们希望通过将每条波导中的总激光功率限制在约 30 mW，获得此类阱对铷原子的最大可能势阱深度。波导表面处 640 nm 模式的最大强度为$I_{b2} = 1.65 \times 10^{10}$ W/m^2, ，对应于两条波导中每条波导内 25.7 mW 的光功率。930 nm 模式的最大强度为 $I_{r2} = 3.75 \times 10^9$W/m^2, ，对应于两条波导中每条波导内 6.57 mW 的光功率。表2中将此配置标记为“C1”。势能的绝对最小值位于 $y = 0$, $z = 0$, $x = 208$ nm处，以温度为单位时等于 $U_{min}^{abs}/k_B = -90.7$ μK。其绝对值即为沿x 轴的阱深（ $\Delta U_x/k_B = 90.7$ μK）。原子在此阱中沿x轴的振动频率为 $\omega_x/(2\pi) = 192$ kHz。沿 y 轴和 z轴的阱深约小一半（$\Delta U_{y,z} \approx 0.5\Delta U_x$），且与每条 EW 原子波导的势阱深度大致相等。这是因为两条 EW 原子波导各自的势能相加，并考虑了交叉区域内光学模式受到的微小扰动。阱沿 y轴和 z轴的振动频率为$\omega_{y,z}/(2\pi) = 6.2$ kHz。阱的一个重要参数是其长宽比，我们将其定义为 $\gamma_{xy} = \omega_x/\omega_y = \omega_x/\omega_z$，表示阱的主轴方向上的束缚强度之比。对于“C1”配置，相应的长宽比为 γ_{xy}(C1)$= 30.8$。图6a显示了 CWEWT 对应的光学偶极势在 $y0x$平面上的等高线图，截面经过交叉区域中心（ $y = 0$, $z = 0$）。由于 CWEWT 关于纵向对角线 l （见图1）具有轴对称性，沿 $z0x$ 平面的势能相同。由于该势能是两条交叉波导中相同 EW 导引势的总和，其振幅是相应波导势能极小值的两倍，后者为 -45.25 μK。因此，CWEWT 沿 y轴和 z轴的势阱深度约为 -45 μK（见图6b）。沿这些轴，阱绝对稳定，因为波导中的势能高于交叉区域内部的势能，而阱中心就位于该区域。

图7展示了 $t0x$平面和 $l0x$平面上的俘获势横截面，

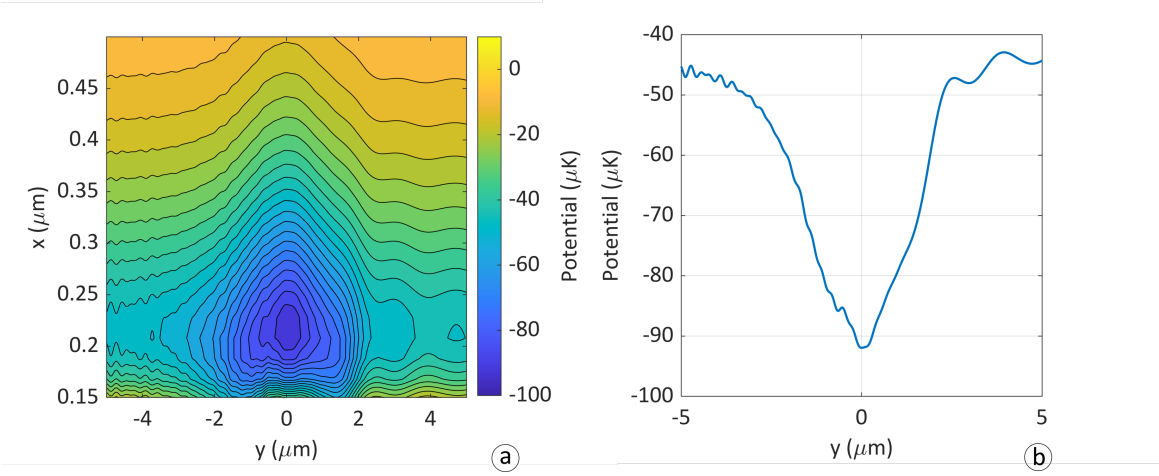


图6。 a）“C1”构型中CWEWT的俘获势（见表3.1），位于$y0x$平面内；b）沿 y轴（或 z轴）的俘获势。

表2。 不同构型CWEWT的参数

构型	"C1"	"C2"	"C3"	"C4"
w_{rib}(μ米)	2	2	3	2
λ_b; λ_r(纳米)	640；930	640; 930	640；930	640；850
I_b; I_r(10^9·W/m^2)	16.5; 3.75	6.6; 1.2	7; 1.2	4.15; 0.41
$\Delta U_x/k_B$ (μ开)	90.7	21.7	19.5	6.5
$\Delta U_{y,z}/k_B$ (μK)	45.4	10.9	9.8	3.3
$\Delta U_l/k_B$ (μK)	12	2.5	1.06	2.5
Γ_b^{scat} (1/s)	1.44	0.31	0.31	0.14
Γ_r^{scat} (1/s)	0.65	0.67	0.66	0.5
Γ_l^{tun} (1/秒)	0	<0.01	0	0

也就是沿着阱的对角线方向。这些势与原子光子波导 [15] 的横向势非常相似。这可以解释为，沿对角线方向，倏逝光波的强度会降至零。在距阱中心某一临界距离处，原子与波导介电表面之间的卡西米尔-波尔德吸引力开始大于蓝失谐倏逝光场产生的排斥性光偶极力。因此，阱的这些方向最弱，原子可沿这些方向通过隧穿光学偶极势垒而逃出阱，朝介电表面移动，具体如[15]所述。这种隧穿主要发生在势垒最小的方向上，该势垒将阱中心与波导表面分隔开。在图7中，这一方向表现为一条蓝色的“谷”，并朝介电表面弯曲。

图8展示了俘获势沿 x 轴的相应极小值，它们以 t 轴和 l 轴为变量绘制，即阱的横向和纵向对角线

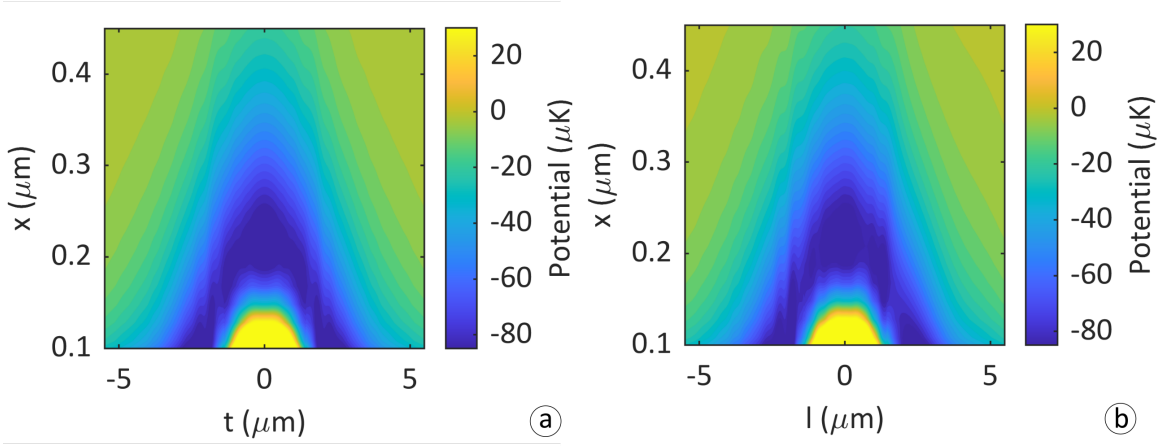


图7. CWEWT（“C1”配置）俘获势等高线图：a）在$t0x$平面内；b）在 $l0x$平面内。

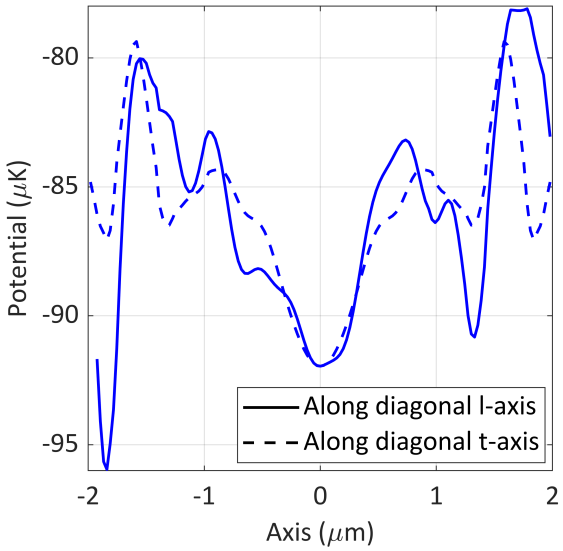


图8. CWEWT（“C1”配置）俘获势局部极小值沿x轴的空间分布，绘制于对角线 l轴（实线）和 t轴（虚线）上。

。由于交叉光学模式具有对称性，沿横向对角线的势（图8a）是对称的，而沿纵向轴的势（图8b）则因交叉区域内传播模式受到扰动而不对称。尽管沿对角线的势是非谐的，其平均振荡频率 $\omega_{l,\ t}$ 与频率 $\omega_{y,\ z}$相当。这些平均频率是通过对受扰势进行最佳谐波拟合得出的。这些图使得估算受俘获原子从阱中隧穿出去的概率成为可能。原子穿过势阱势垒发生隧穿的概率为

采用 WKB 近似计算 [25]。通过将隧穿概率乘以相应的平均振荡频率，估算了被俘获原子沿特定方向穿过给定势垒的相应隧穿率。对于温度为 4 μK的被俘获原子，相应的隧穿率预计低于 3×10^{-7} s^{-1}。请注意，这是基于原子沿最可能逃逸方向做一维运动得出的非常保守的估算。在表3.1中，我们将所有低于 10^{-3} 的隧穿率视为零。根据阱最低点附近的光场强度，我们估算了 640 nm 和 930 nm 光的光子自发散射率分别为 $\Gamma_{b2}^{scat} = 1.44$ s^{-1} 和 $\Gamma_{r2}^{scat} = 0.65$s^{-1} 。这些光子自发散射率应能使储存原子的相干时间达到 $\tau_{coh} = 0.48$ s。

图9a显示了 $y0z$平面内局部阱极小值的二维空间分布，这些极小值是沿 x轴计算得到的。该图表明，阱的对角线方向（$y = z$ 和 $y = -z$）是势阱深度最低的方向。图9b显示了对应的局部极小值与脊形结构表面之间的距离随 y 和 z 坐标的变化。

下一种配置“C2”使用与“C1”相同的参数，但将640 nm和930 nm模式的强度分别降低至 $I_{b2} = 6.6 \times 10^9$ W/m^2 和 $I_{r2} = 1.2 \times 10^9$W/m^2 。阱的主要参数列于表2。阱的极小值位于 $x_{min} = 239$ nm处。其纵横比为 γ_{xy}(C2)$= 31.3$。倏逝光波强度较低，一方面会使阱的势阱深度减小；另一方面，会降低光子的自发散射率，从而使被囚禁铷原子的相干时间延长至 $\tau_{coh} = 1$ s。估算温度为 $T = 1.0$ μK的被囚禁原子沿纵向对角线（l轴）的隧穿速率上限为 $\Gamma_l^{tun} < 0.01$ s^{-1}。

在配置“C3”中，我们采用了更宽的悬空光学脊形波导，其脊形结构宽度为$w_{rib} = 3$ μm、脊形结构高度为 $h_{rib} = 5$ nm，且膜片宽度为 $h = 300$ nm。其他主要参数如表2所示。可以预期，对于如此宽的波导，交叉区域中的衍射效应会更小。事实上，图10a中的势在交叉中心看起来更加圆润。阱的振动频率为 $\omega_x/(2\pi) = 93.9$ kHz和$\omega_{y,z}/(2\pi) = 2.4$ kHz，由此得到阱的纵横比 γ_{xy}(C3)$= 39.1$。阱的对角线方向上势能极小值的空间分布如图11所示。对于温度为0.5 μK的受阱原子，沿纵向对角线方向的隧穿速率估计低于$\Gamma_l^{tun} < 10^{-4}$ s^{-1}。根据估算的光子自发散射速率，此类阱中原子的相干时间为 $\tau_{coh} = 1.03$ s。

在我们的最终配置“C4”中，我们考虑的是相同的交叉悬空光波导，间距为 $w_{rib} = 2$ μm，它们支持 640 纳米模式和 850 纳米模式的传播。因此，640 纳米的蓝频失谐模式比

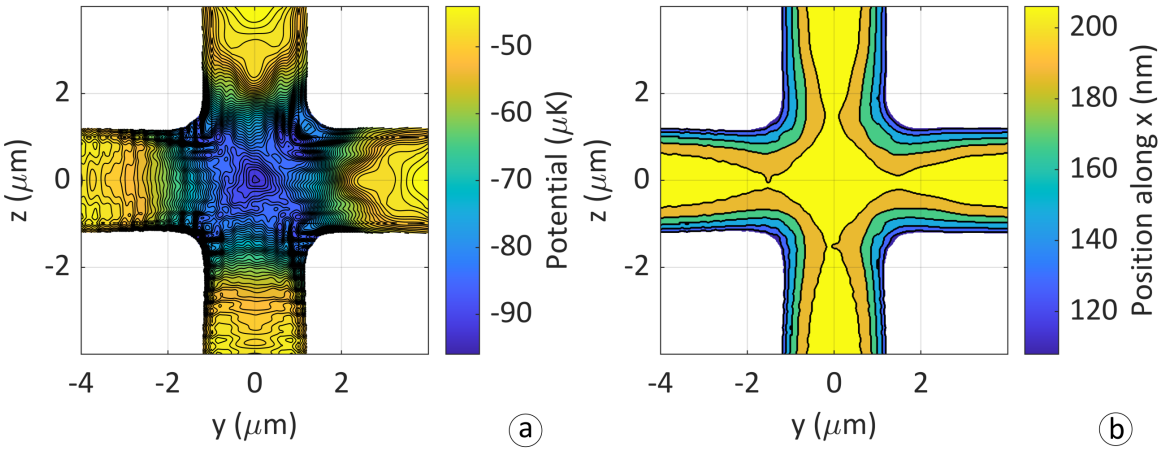


图9。 a)CWEWT（“C1”配置）的俘获势极小值空间分布等高线图，沿x轴在 $y0z$平面内计算；b) 俘获势极小值到脊形结构表面的距离在 $y0z$平面内的等高线图。

铷原子在 780 nm 处的跃迁具有比 850 纳米的红频失谐模式更大的频率失谐。对于这些模式在二氧化硅波导内发生的拉曼散射（可能产生与铷原子跃迁共振的光），这种频率选择非常合理，因为这类拉曼散射的反斯托克斯分量远大于斯托克斯分量。此外，850 纳米模式较小的频率失谐，使得在阱势阱深度相同的情况下可以使用较小的激光功率。对于 640 纳米模式，脊形结构表面的光场强度为 $I_{b2} = 4.15 \cdot 10^9\,\mathrm{W/m^2},$，对应的激光功率为 6.46 mW。

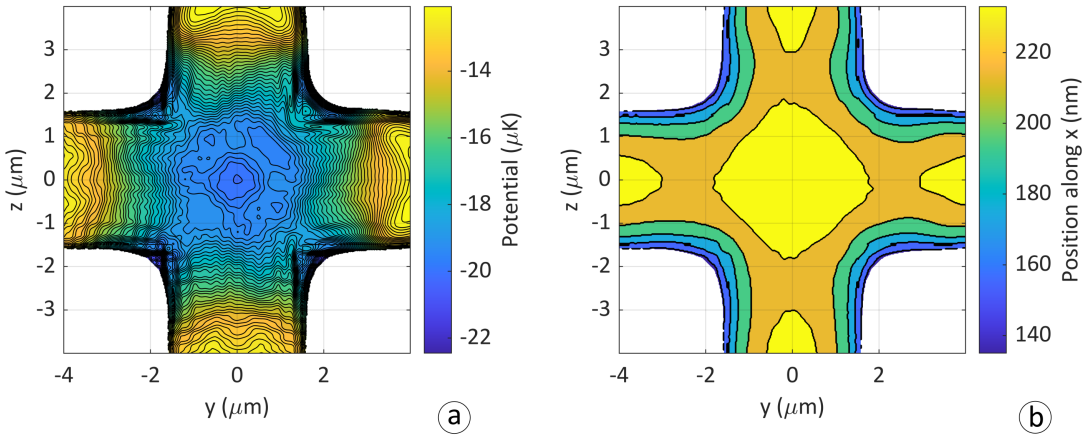


图10。 a)在 $y0z$平面内沿x轴计算得到的CWEWT（“C3”配置）俘获势极小值等高线图；b) $y0z$平面内俘获势极小值到脊形结构表面距离的等高线图。

$I_{r1} = 4.125 \cdot 10^8$ 瓦/米^2 850 nm 模式的强度对应于 0.2 mW 的激光功率。相应 CWEWT 的势如图 12、13 和 14 所示。值得注意的是，阱的最大深度为 $\Delta U_x = 6.5$ μK 时，其沿纵向对角线的最小深度为 $\Delta U_l = 2.5$ μK。阱的最低点位于 $x_{min} = 262.4$ nm。其振动频率为 $\omega_x/(2\pi) = 54.1$ kHz 和$\omega_{y,\ z}/(2\pi) = 2.39$ kHz。其纵横比 γ_{xy}(C4)$= 22.7$ 小于此前所有构型。阱的倏逝光场强度较低，因此自发散射率也较低，储存原子的相干时间更长；我们估算其相干时间为 $\tau_{coh} = 1.56$ s。对于温度为 1 μK 的储存原子，沿阱对角线方向的原子隧穿率估算为 $\Gamma_l^{tun} < 10^{-3}$s^{-1}。因此，在所考虑的四种构型中，“C4”似乎是最佳选择。其优势主要可归因于 850 nm 模式具有较强的吸引性光学偶极势，几乎是 930 nm 模式的两倍（见表 1）。这使得阱能够在较低的光功率下运行。此外，它还可在阱的对角线方向提供较高的相对势。

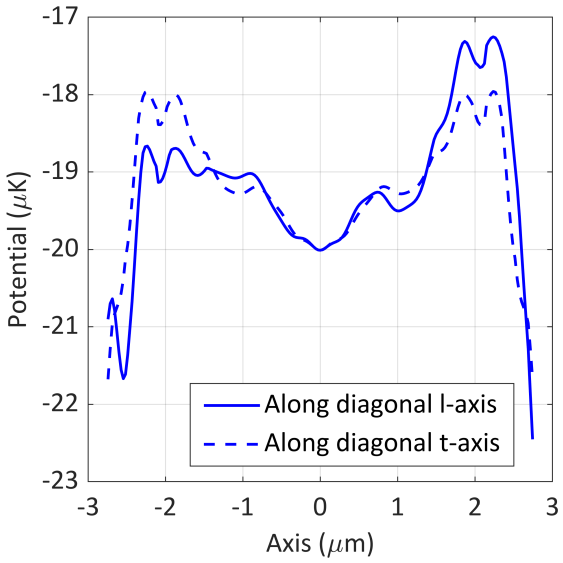


图 11. 沿对角线 l 轴（实线）和 t 轴（虚线）绘制的 CWEWT（“C3”配置）俘获势局部极小值沿x轴的空间分布。

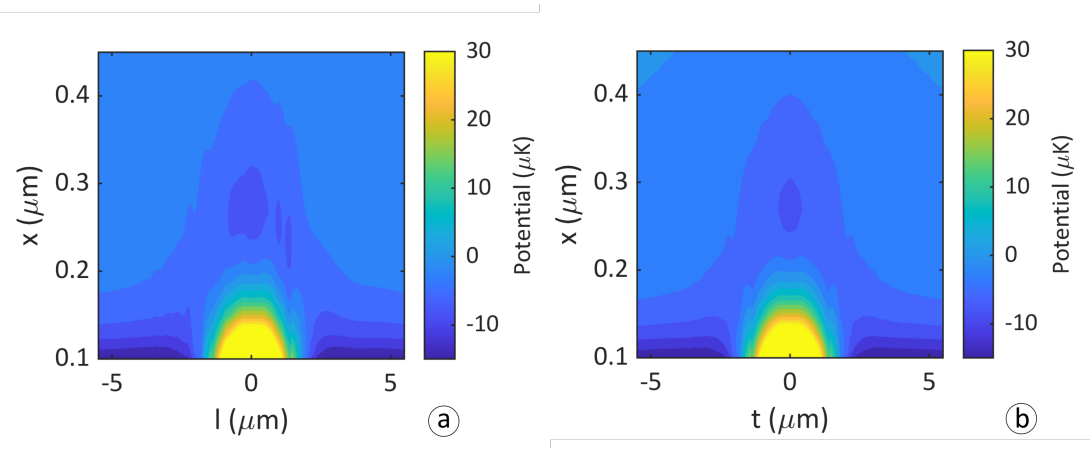


图 12. CWEWT（“C4”配置）俘获势的等高线图：a）在$t0x$平面内；b）在 $l0x$平面内。

4. 结论与展望

本文研究了基于两条交叉悬浮式光学脊形波导、用于超冷中性原子的集成光学偶极阱。研究表明，这些阱具有很强的各向异性，其光学偶极势存在两个弱轴，方向沿交叉区域的对角线。对于实际可实现的条件，此类阱可储存超冷铷原子，相干时间最长可达 1.6 秒。这些光学偶极阱的主要优势在于可集成于光子芯片、尺寸微观、体积微型、能够在三维空间良好压缩被囚禁的原子，并能够囚禁其磁场不敏感的内部

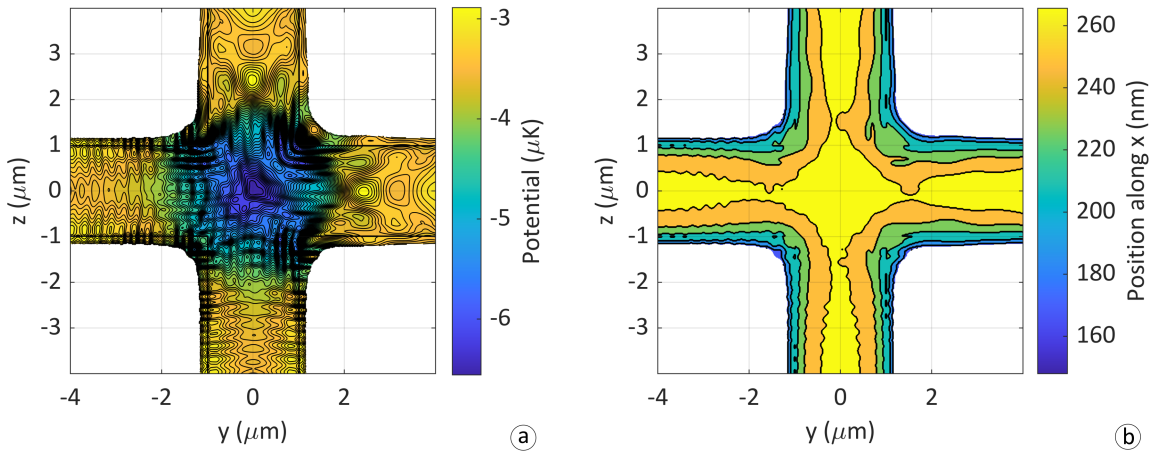


图13. a）CWEWT（“C4”构型）俘获势极小值的等高线图，沿 x轴 在 $y0z$ 平面计算；b） $y0z$ 平面中势能极小值与脊形结构表面距离的等高线图。

状态。这些阱的特性使其非常适合捕获单个超冷中性原子，并将其用作量子比特。此类阱的二维阵列对于实现集成量子存储器件和量子逻辑元件可能颇具吸引力，其方式类似于目前对捕获在光镊阵列中的中性原子所采用的方式 [26]。这种集成二维量子比特阵列具有若干潜在优势。首先，CWEWTs中被捕获原子的紧密定位以及相邻量子比特之间的较小距离（约 4 μm）应能增强它们之间的相互作用，而这对于生成纠缠量子态是必要的。其次，相邻量子比特之间的此类距离意味着可以使用聚焦激光束对量子比特进行单独寻址。最后，可能有望找到仅包含单一振动态的此类 CWEWTs 构型，类似于 [15]中讨论的原子光学波导。此类 CWEWTs 构型将提供一种理想的量子比特，不受运动退相干的

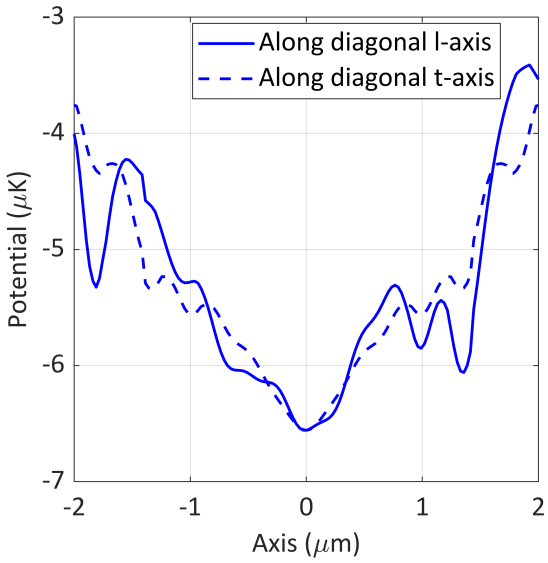


图14。沿x轴的CWEWT（“C4”配置）俘获势局部极小值的空间分布，绘制于对角 l 轴（实线）和t轴（虚线）上。

被囚禁的原子。未来还有许多其他 CWEWT 构型有待研究。

4.1. 致谢

我们感谢英国政府科学、创新与技术部通过英国国家量子技术计划提供的支持。非常感谢 Hugh Klein 和 Geoffrey Barwood 对本文提出的意见并协助修改。

5. 参考文献

[1] Grimm R、Weidemüller M、Ovchinnikov Y B 2000 中性原子的光学偶极阱*Adv.At. Mol. Opt. Phys.* **42**95-170[2] Barrett M D、Sauer J A 和 Chapman M S 2001 全光学形成原子玻色-爱因斯坦凝聚*Phys. Rev. Lett.* **87** 010404[3] Ovchinnikov Y B、Shul’ga S V 和 Balykin V I 1991 基于倏逝光波的原子阱*J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **24**，3173-3178[4] Hammes M、Rychtarik D、Engeser B、Nägerl H-C 和 Grimm R 2003 光学表面阱中的二维玻色-爱因斯坦凝聚*Phys. Rev. Lett.* **90** 173001[5] Christandl K、Lafyatis G P、Lee S-C 和 Lee J F 2004 用于量子计算的芯片上一维和二维光学晶格*Phys. Rev. A*，**70** 032302[6] Solano P、Grover J A、Hoffman J E、Ravets S、Fatemi F K、Orozco L A 和 Rolston S L 2017 光学纳米纤维：量子光学的新平台*Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **66** 439-505[7] Gullans M、Tiecke T G、Chang D E、Feist J、Thomson J D、Cirac J I、Zoller P 和 Lukin M D 2012 超冷原子的纳米等离激元晶格*Phys. Rev. Lett.* **109** 235309[8] Gonzalez-Tudela A、Hung C-L、Chang D E、Cirac J I 和 Kimble H J 2015 亚波长

真空晶格与二维光子晶体中的原子间相互作用 Nature Photonics 9 320-325[9] Bellouvet M、Busquet C、Zhang J、Lalanne P、Bouyer P 和 Bernon S 2018 用于近场囚禁和亚波长晶格结构化的双重缀饰态 Phys. Rev. A 98 023429[10] Barnett A H、Smith S P、Olshanii M、Johnson K S、Adams A W 和 Prentiss M 2000 使用导引式双色倏逝光场的基于基底的原子波导 Phys. Rev. A 61 023608[11] Burke J P、Chu S-T、Bryant G W、Williams C J、Julienne O S 2002 使用集成光波导设计中性原子纳米阱 Phys. Rev. A 65 043411[12] Fu J、Yin X 和 Tong L 2007 利用高阶横模的倏逝场实现双色原子导引器和一维光学晶格 J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 40 4195-4210[13] Lee J、Park D H、Mittal S、Dagenais M 和 Rolston S L 2013 采用光波导耦合器的冷中性原子集成光学偶极阱 New Journal of Physics 15 043010[14] Meng Y、Lee J、Dagenais M 和 Rolston S L 2015 集体原子-光相互作用的纳米波导平台 Appl. Phys. Lett. 107 091110[15] Ovchinnikov Y B 和 Ayi-Yovo F E 2020 面向基于光波导的全光原子芯片 New J. Phys. 22 053003[16] Gehl M、Kindel W、Karl N、Orozco A、Musick K、Trotter D、Dallo C、Starbuck A、Leenheer A、DeRose C、Biedermann G、Jau Y Y、Lee J 2021 面向光子原子阱集成平台的悬空膜波导表征 Optics Express textbf29 13129-13140[17] Adams C S、Lee H J、Davidson N、Kasevich M 和 Chu S 1995 交叉偶极阱中的蒸发冷却 Phys. Rev. Lett. 74 3577 [18] Ashkin A 1978 通过共振辐射压力囚禁原子 Phys. Rev. Lett. 40，729[19] Kinoshita T、Wenger T 和 Weiss D S 2005 使用可压缩交叉偶极阱实现全光学玻色-爱因斯坦凝聚 Phys. Rev. A 71 011602[20] Wang Q、Farrel G 和 Freir T 2006 含定向耦合器的平面光波电路的有效折射率法 Opt. Commun. 259 133-136[21] Ovchinnikov Y B 2022 集成原子-光子波导电路展望 Appl. Phys. Lett. 120 010502[22] Solen R H、Lee C、Jain R K 1984 单模石英光纤中受激拉曼光谱的发展 J. Opt. Soc. Am. B 1 652-657[23]Hümmer D、Schneeweiss P、Rauschenbeutel A 和 Romero-Isart O 2019 冷原子纳米光子阱中的加热（补充材料） Phys. Rev. X 9 041034[24] Thomson J D、Tiecke T G、de Leon N P、Feist J、Akimov A V、Gullans M、Zibrov A S、Vuletic V、Lukin M D 2013 将单个囚禁原子耦合至纳米尺度光学腔 Science，（补充材料），340 1202[25] Razavy M 2003 隧穿量子理论（新泽西州、伦敦、新加坡、香港：世界科学出版社）。[26] Henriet L、Beguin L、Signoles A、Lahaye T、Browaeys A、Reymond G-O 和 Jurczak C 2020 中性原子量子计算 Quantum，4 327