

基于垂直引线 and 调制电流的三线环形磁导引

程俊 张敬芳 许忻平 蒋小军 李晓林 张海潮 王育竹

Three wire toroidal magnetic guide based on the vertical leads and ac current modulation

Cheng Jun Zhang Jing-Fang Xu Xin-Ping Jiang Xiao-Jun Li Xiao-Lin Zhang Hai-Chao Wang Yu-Zhu

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 060302 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.060302

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.060302>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I6>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[时间频率基准装置的研制现状](#)

[Progress towards primary frequency standard](#)

物理学报.2015, 64(16): 160308 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.160308>

基于垂直引线和调制电流的三线环形磁导引

程俊¹⁾²⁾ 张敬芳¹⁾ 许忻平¹⁾ 蒋小军¹⁾²⁾ 李晓林¹⁾
 张海潮^{1)†} 王育竹^{1)‡}

1)(中国科学院上海光学精密机械研究所, 量子光学重点实验室, 上海 201800)

2)(中国科学院大学, 北京 100080)

(2015年9月8日收到; 2016年1月6日收到修改稿)

提出了一种在单层原子芯片上实现闭合且导引中心无磁场零点的环形磁导引的新方案. 芯片表面刻蚀的导线结构由同心等距三环线构成, 三环线的电流引线垂直于芯片表面. 加载直流电流后, 这种构型即可在芯片表面附近产生闭合的环形磁导引. 交流调制三环线电流后, 环形磁导引的势能极小值附近不再存在磁场零点且其磁场起伏小. 这种方案可用于基于物质波干涉的原子芯片陀螺仪研究.

关键词: 环形磁导引, 原子芯片, 硅通孔技术, 交流调制

PACS: 03.75.Dg, 37.25.+k

DOI: 10.7498/aps.65.060302

1 引言

近年来, 基于物质波干涉的原子干涉仪在精密测量领域有着越来越广泛的应用, 可以用来测量基本的物理常数, 如万有引力常数^[1]、精细结构常数^[2]、重力加速度^[3,4]等, 还可用于磁场梯度^[5]、重力梯度^[6]及引力波^[7]的精密测量. 利用Sagnac效应^[8]测量旋转角速度^[9,10]也是原子干涉仪的一个重要应用, 即高精度原子干涉陀螺仪. 理论上来说, 在相等的干涉环路面积下, 原子干涉陀螺仪的灵敏度比相应的光学陀螺仪高10个数量级. 目前, 自由空间的原子干涉陀螺仪虽然已经实现^[9-12], 但其发展成小型化的高灵敏度旋转传感设备还存在一些挑战: 由于测量灵敏度随着探测时间增大而增大^[13], 自由空间型原子陀螺仪体积往往很大, 而且原子云在干涉路径上传播会发生扩散从而导致原子云密度变小, 降低信噪比. 解决方案是将原子装载到环形磁导引^[14-16]中, 以实现导引型原子干涉陀螺仪^[13,17], 利用环形磁导引, 不仅可以克服重力的影响, 使原子干涉陀螺仪的体积大大减小, 而且

在保证导引环中原子云不扩散的前提下, 可以有效地增大探测时间, 从而提高陀螺仪的灵敏度.

环形磁导引可以利用原子芯片^[18,19]产生. 原子芯片表面刻蚀毫米甚至微米量级并能承受安培量级电流的金属刻线, 加载电流后产生的磁阱束缚很紧, 能够很好地囚禁和导引冷原子, 有利于进一步实现原子干涉陀螺仪的小型化. 然而利用原子芯片产生环形磁导引存在一个关键问题, 即芯片导线的电流引线导致环形磁导引不闭合的问题. 如果环形磁导引中存在缺口, 导引中的原子云将无法通过, 也就不能形成闭合路径, 导致无法实现旋转测量. 对此, 近年来有小组提出了多层原子芯片来解决引线问题^[20,21], 但芯片电流切换增加了实验的复杂性. 我们小组之前也提出了基于阿基米德螺线的原子芯片方案^[22].

本文提出了一种在单层原子芯片上产生环形磁导引的新方案, 采用垂直引线的方式有效地解决了单层芯片上同心等距三环线的引线问题. 电流引线在垂直于三环线平面的方向引出, 最大限度地减小了环线在引线端的缺口以及引线磁场对环形磁导引的影响, 从而可在芯片表面附近形成闭合的环

† 通信作者. E-mail: zhanghc@siom.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: yzwang@mail.shcnc.ac.cn

形磁导引. 但当三环线加载直流电流时, 导引中心的磁场为零, 因此超冷原子会因马约拉纳跃迁从导引中逃逸而损失掉. 为了消除马约拉纳跃迁损失, 基于时间轨道平均势 (TOP) [23] 的原理, 本文提出交流调制三环线电流的方式使加载直流时导引中存在的磁场零点绕导引中心旋转, 从而使时间平均后环导的势能极小值处的磁场非零. 这种直接调制原子芯片上三环线电流的方式比外加旋转磁场 [23,24] 的方式简单, 而且更稳定.

在本文中, 我们首先介绍了基于垂直引线的原子芯片三环线结构, 着重讨论了垂直引线方式的优势; 其次, 计算并分析了加载直流电流时该三环线结构产生的磁场分布; 然后, 基于 TOP 的原理, 讨论了交流调制电流的方法, 给出了在三根等距平行

直导线情形下的调制电流的表达式, 并具体计算和分析了在此调制方式下三环线结构产生的环形磁导引.

2 基于垂直引线的芯片三环线结构

同一平面内同心等距的闭合三环线是一种可产生环形磁导引的理想且简单的结构 [25]. 但在实际应用中, 单层原子芯片上的三环线需要考虑环形导线通电电流的流入流出, 即每一条环线都需要断开一个缺口, 在缺口处引入两条引线, 作为环线电流流入流出的端口. 因此, 实际的单层原子芯片上环形导线结构都存在由于电流引线所导致的导线缺口问题.

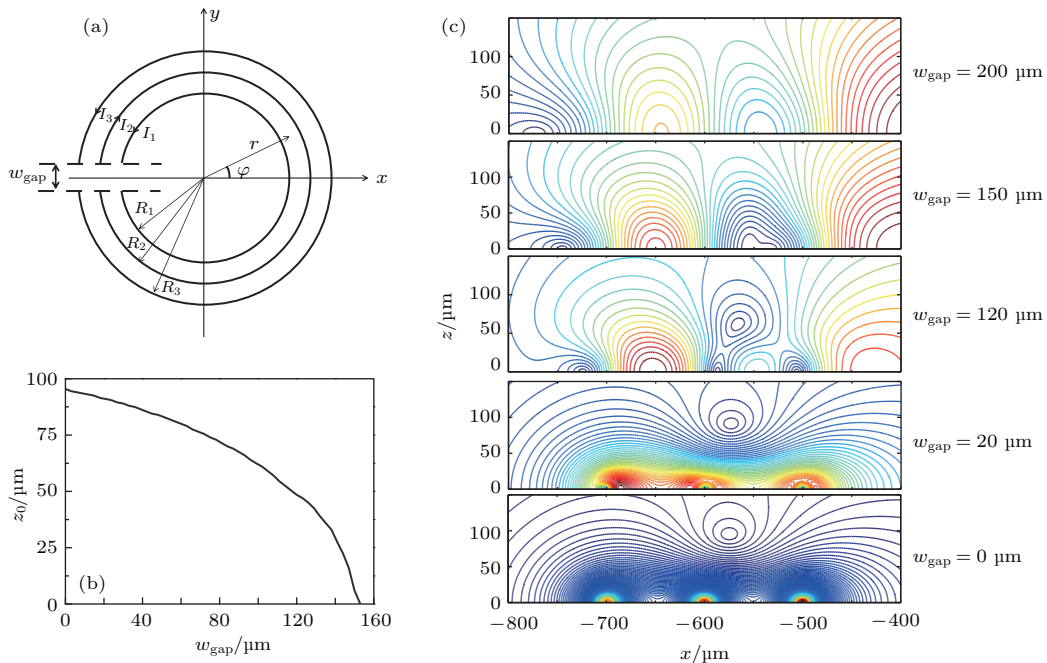


图 1 (网刊彩色) (a) 导线缺口为 w_{gap} 的同心等距三环线示意图, 环线半径 $R_1 = 500 \mu\text{m}$, $R_2 = 600 \mu\text{m}$, $R_3 = 700 \mu\text{m}$; (b) 当 $I_1 = I_2 = I_3 = 1 \text{ A}$ 时, $\varphi = 180^\circ$ 处磁阱中心的位置 z_0 随导线缺口尺寸 w_{gap} 的变化关系; (c) 当缺口尺寸 w_{gap} 分别等于 0, 20 μm , 120 μm , 150 μm , 200 μm 时, 环线缺口处 ($\varphi = 180^\circ$) xoz 截面的磁场分布图

Fig. 1. (color online) (a) Three concentric ring wires with equal gap w_{gap} , $R_1 = 500 \mu\text{m}$, $R_2 = 600 \mu\text{m}$, $R_3 = 700 \mu\text{m}$; (b) relationship between the z_0 position of the magnetic trap center and the gap size w_{gap} when $I_1 = I_2 = I_3 = 1 \text{ A}$; (c) the magnetic field distribution of the guide at $\varphi = 180^\circ$ when the gap size w_{gap} are 0, 20 μm , 120 μm , 150 μm and 200 μm , respectively.

首先在不考虑引线的情况下, 分析有导线缺口的三环线结构形成环形磁导引的情况, 如图 1(a) 所示. 存在缺口的环形导线加载电流后产生的磁场可以等价于闭合环线和与环线缺口尺寸相同但电流反向的导线产生的磁场叠加. 设定三环线中心半径分别为: $R_1 = 500 \mu\text{m}$, $R_2 = 600 \mu\text{m}$, $R_3 = 700 \mu\text{m}$, 环线厚度为 $h = 10 \mu\text{m}$, 线宽为

$w = 90 \mu\text{m}$, 相邻环线之间的空隙为 $w_g = 10 \mu\text{m}$, 加载电流 $I_1 = I_2 = I_3 = 1 \text{ A}$. 我们计算 $\varphi = 180^\circ$ 导线缺口处的磁场随缺口尺寸 w_{gap} 的变化情况, 用以定量分析环形导线缺口对环形磁导引闭合情况及导引中心位置起伏的影响. 从图 1(b) 中可以看出, 环线缺口尺寸越大, $\varphi = 180^\circ$ 处的磁阱中心高度 z_0 位置越低, 当缺口尺寸 $w_{\text{gap}} \geq 150 \mu\text{m}$ 时,

$z_0 = 0$, 说明此时环形磁导引在环线缺口处断开. 图 1(c) 为不同环线缺口尺寸对应的 $\varphi = 180^\circ$ 处 xoz 截面磁场分布图, 当 w_{gap} 为 $150 \mu\text{m}$ 和 $200 \mu\text{m}$ 时, 缺口处明显不存在磁阱, 即此处导引断开. 可以看到, 随着环线缺口的减小, 等效的环线缺口电流元 (其电流方向与完整封闭的三环线的相应电流的方向相反) 所产生的磁场对封闭环线所形成的完整环导的影响越来越小; 当环线缺口远小于环线之间的距离和环线半径时, 有缺口的三环线结构仍可形成无间断的环形磁导引. 而对于实际的芯片刻蚀结构, 导线是有宽度和厚度的. 假定电流密度均匀, 那么可把并非无限细环线的缺口大小定义为两个端口的引线中心之间的距离. 对于三环线结构, 由于引线端口的位置和各个单环线的缺口大小可以不同, 为了行文方便, 可把最大的环线缺口尺寸作为整个环线结构的缺口大小. 因此, 从定性的物理分析和定量的数值模拟分析的结果看, 我们可以说, 当等间距环线结构的缺口尺寸远小于环形导线的中心间距 (其值等于线宽 w 与线隙 w_g 之和) 和环线半径时, 加载了直流的三环线结构能够在弧向形成连续无断开的闭合磁导引. 尽管缺口尺寸满足这些条件的三环线能够形成闭合磁导引, 但在缺口附近的环导存在起伏. 为了抑制和平滑起伏, 缺口要尽可能小, 在本文后半部分也讨论了利用交流调制

的方式也可平滑磁导引 (见第 4 节).

通常原子芯片上载流导线都是采用平行引线方式, 即引线和芯片导线刻蚀在同一平面上 [18,20,21]. 而对于单层原子芯片上同心等距三环线而言, 如果采取平行引线的方式, 三环线的六根引线只能并排排布. 为保证引线可以承载足够大的电流, 引线宽度至少要与环线宽度相等. 如图 2(a) 所示, 三条环线的导线缺口尺寸 (环线两端的引线中心间距) 至少分别为 $w_{\text{gap}1} = w + w_g = 100 \mu\text{m}$, $w_{\text{gap}2} = 3(w + w_g) = 300 \mu\text{m}$, $w_{\text{gap}3} = 5(w + w_g) = 500 \mu\text{m}$ (其中 w 和 w_g 分别代表线宽和线隙). 也就是说, 在平行引线的情形下, 环线缺口从内到外分别为环线中心间距的 1, 3 和 5 倍. 根据图 1(b) 的计算结果可知, 这会导致环形磁导引不闭合. 另外, 由于平行引线方式下的三环线引线均沿 x 轴方向平行引出, 而且相邻导线的电流方向相反, 会在环线的缺口处形成沿 x 方向的直线导引. 图 2(b) 为在平行引线方式下的三环线结构产生的磁阱分布情况. 从图中可以看出, 环形磁导引在引线处断开, 而且在环线缺口处存在沿 x 轴的两个直线导引. 所以基于平行引线方式的三环线结构会造成环形磁导引的断开, 无法实现闭合的原子干涉路径. 这就是文献 [20,21] 提出多层原子芯片的根本原因.

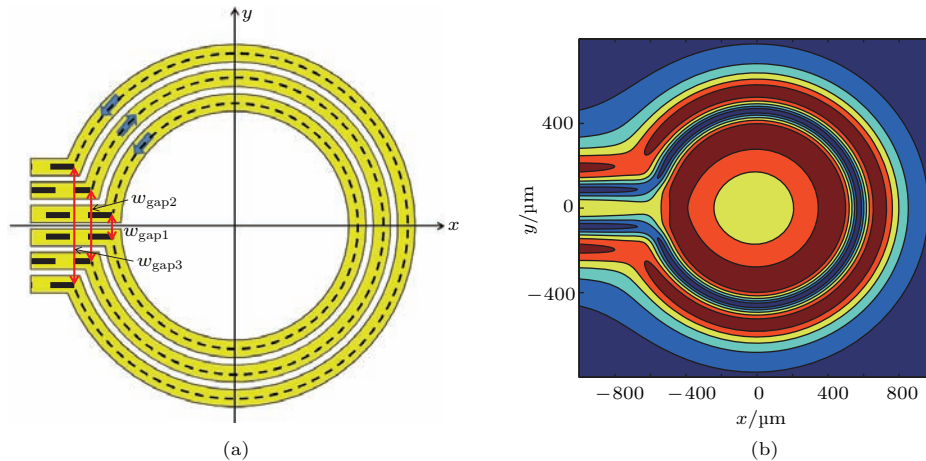


图 2 (网刊彩色) (a) 基于平行引线方式的原子芯片三环线结构示意图; (b) 在 $z = 95 \mu\text{m}$ 处的 xoy 平面的磁场分布
 Fig. 2. (color online) (a) Schematic diagram of the three ring wire structure on the atom chip based on the parallel leads; (b) the magnetic field distribution of the guide on $z = 95 \mu\text{m}$.

为了尽量减小环形导线缺口, 以形成闭合的环形磁导引, 我们提出从原子芯片背后引线的方式, 以避免在芯片平面上即所谓平行引线方式下六线并排导致环线缺口太大的缺点. 在平行引线的方式

下, 三个环线的缺口互不相同, 且外环线缺口最大, 中环线次之, 内环线最小. 当采用背后引线方式后, 由于避免了在同一平面的并排排线, 三环线的缺口可以相同, 即外环线和中环线的缺口可大大减小,

达到内环线缺口的大小. 而且, 在同样参数情形下, 背后引线方式下的缺口比平行引线方式下的内环线缺口小很多. 后面的简单分析表明背后引线方式以垂直于芯片表面的引线方式最佳.

从技术加工的角度看, 原子芯片背后引线的方式可以利用硅通孔技术 (through silicon via, TSV) [26] 实现. TSV 技术是三维集成电路中堆叠芯片实现互连的一种成熟的技术解决方案. 在背后引线的方式中, 引线与原子芯片平面夹角选择余地很大. 经过分析我们得出垂直引线方式在背后引线方式中可实现缺口的最小化. 如图 3(a) 和 (b) 所示, 与平行引线方式不同, 我们在这里选择的布线方式能够使三个环线的缺口相同, 所有引线互相平行. 设环线在 xoy 面, 引线与芯片表面夹角为 β . 为了保持引线之间的绝缘性, 则引线宽度 w' 随 β 角的变化为 $w' = w \sin \beta$ (图 3(b)), 其中 w 是环线宽度. 为保证引线的横截面积至少与环线横截面积相等以承载足够大的电流, 则引线的厚度至少为 $h' = S/w' = h/\sin \beta$, 其中 S 为环线横截面积, h 为环线厚度. 于是, 按照上文关于环线缺口大小为两端引线中心间距的定义, 这里的环线缺口大小为 $w_{\text{gap}} = h' + w_g = h/\sin \beta + w_g$. 可以看出 $\beta = 90^\circ$ 时, 环线缺口尺寸最小, 所以引线与环线面的夹角最佳选择是 $\beta = 90^\circ$, 即垂直引线. 在垂直引线的方式下, 引线的宽度 (厚度) 等于环线的宽度 (厚度), 环线缺口大小为 $w_{\text{gap}} = h + w_g$.

我们设计的基于垂直引线的原子芯片正面俯视图如图 3(c) 所示, 三根环形线均在 xoy 面, 而六条引线均沿着 z 轴. 每条环线的两条直引线之间的空隙为 $w_g = 10 \mu\text{m}$, 引线宽度 $w' = 90 \mu\text{m}$, 引线厚度为 $h' = 10 \mu\text{m}$ (沿 y 方向), 所以环线缺口尺寸仅为 $w_{\text{gap}} = w_g + h = 20 \mu\text{m}$. 在同样参数下, 上文中的平行引线方式中的三条环线的导线缺口尺寸分别为 $100 \mu\text{m}$, $300 \mu\text{m}$ 及 $500 \mu\text{m}$. 可以看到, 基于垂直引线方式的环线缺口尺寸减小了一个数量级. 总之, 在我们的参数举例中, 垂直引线方式中缺口的典型值是 $20 \mu\text{m}$, 平行引线方式中缺口的典型值是 $500 \mu\text{m}$, 而环线的中心间距是 $100 \mu\text{m}$. 可以看到, 垂直引线的缺口大大小于环线间距, 而平行引线的缺口大于环线间距, 这就是垂直引线方式能够形成封闭磁导引的物理原因.

垂直引线的方式不仅大大减小了三环线的缺口尺寸, 同时还大大减小了每根环线 (尤其是外环

和中环) 的引线间距, 所以引线加载电流后产生的磁场对三环线形成的环形磁导引的影响相比于平行引线的方式会大大减小.

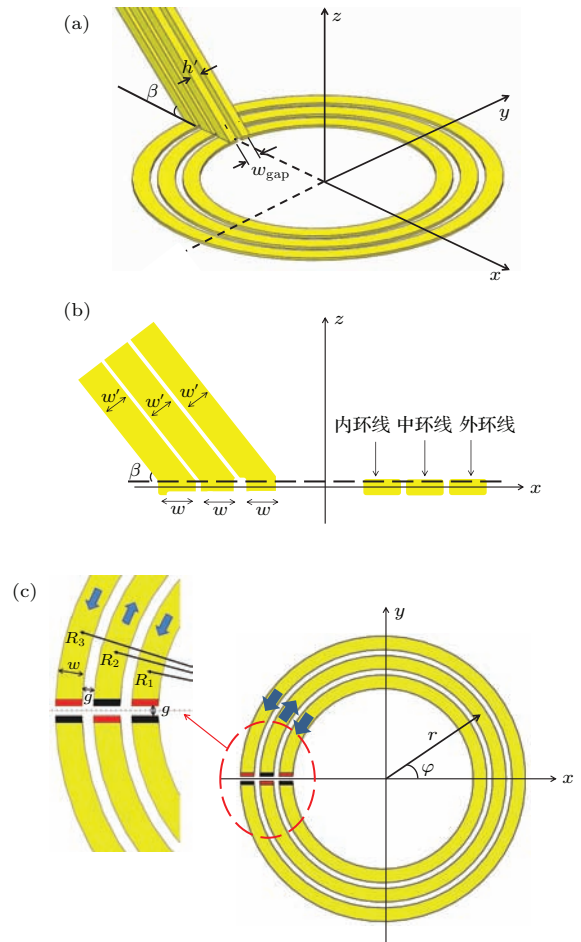


图 3 (网刊彩色) (a) 背后引线的原子芯片结构示意图; (b) 背后引线的原子芯片侧视图 (xoz 平面); (c) 基于垂直引线方式的三环线结构俯视图, 其中三环线的六个引线端子分别用红色和黑色表示, 红色表示电流流出引线端, 黑色表示电流流入引线端

Fig. 3. (color online) (a) Schematic diagram of the three ring wire structure on the atom chip based on the back leads; (b) sectional diagram of the three ring wire structure based on the back leads; (c) the three ring wire structure based on the vertical leads. The six leads of the three ring wire terminals are marked by red and black color. The red one means current flowing out of the lead, the black one means current flowing into the lead.

3 垂直引线的三环线加载直流电流

虽然缺口尺寸很小的三环线可以产生闭合的环形磁导引, 如图 1(b), (c) 所示. 但在具体实验中, 我们仍需考虑芯片三环线电流引线对整个环

形磁导引的影响. 我们利用有限元方法对图3(b)中的芯片三环线结构(包括垂直引线)加载直流电流产生的磁场进行了计算分析. 计算采用柱坐标系 (r, φ, z) , 其中环线通电电流分别为: $I_1 = \frac{65}{16}$ A, $I_2 = -\frac{33}{8}$ A 和 $I_3 = \frac{65}{16}$ A (此电流的选取为了与下文第4节的调制电流的直流部分相同), 图4为环形

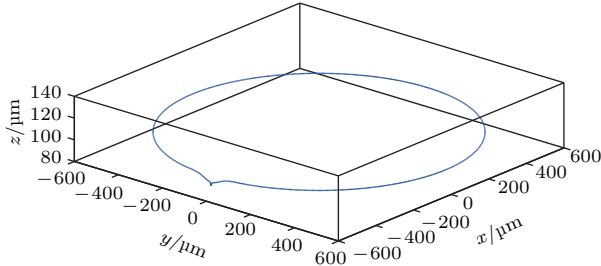


图4 环形磁导引的磁阱中心空间位置分布

Fig. 4. Spatial distribution of the ring guide.

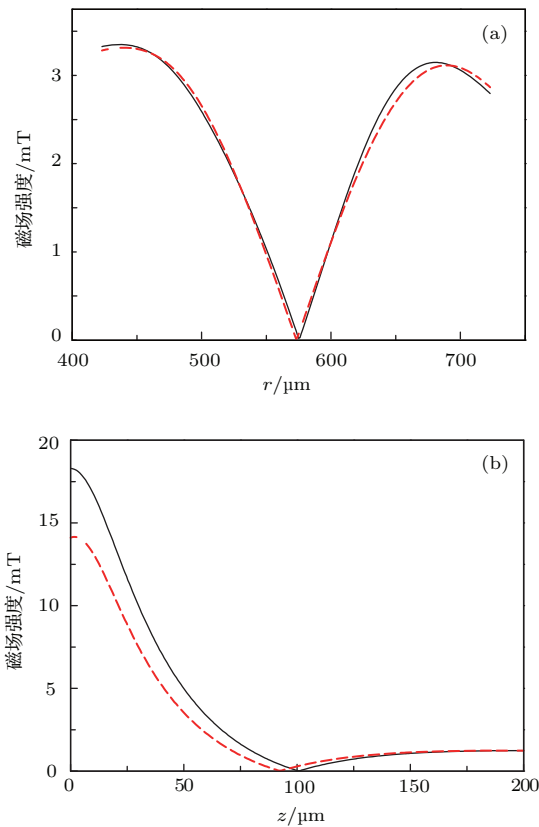


图5 (网刊彩色) (a) $\varphi = 0^\circ$ (黑色实线) 和 $\varphi = 180^\circ$ (红色虚线) 处的径向磁场强度分布; (b) $\varphi = 0^\circ$ (黑色实线) 和 $\varphi = 180^\circ$ (红色虚线) 处 z 方向的磁场强度分布

Fig. 5. (color online) (a) Radial magnetic field intensity distribution when $\varphi = 0^\circ$ (black solid line) and $\varphi = 180^\circ$ (red dashed line), respectively; (b) the magnetic field intensity distribution along z direction when $\varphi = 0^\circ$ (black solid line) and $\varphi = 180^\circ$ (red dashed line), respectively.

磁导引磁阱中心的空间位置分布, 从图中可以看出, 基于垂直引线的三环线结构加载直流电流产生的环形磁导引是闭合的, 环形磁导引的面积为 1.03 mm^2 . 环形磁导引只是在垂直引线端 $\varphi = 180^\circ$ 附近有小的磁场起伏, 而在其他角度范围内环形磁导引中没有明显的磁场起伏. 环形磁导引关于 x 轴对称, 如果将原子云装载到环形磁导引的 $\varphi = 0^\circ$ 或 $\varphi = 180^\circ$ 处进行分束, 那么分束后的两团原子云沿互易路径传输, 可以消除导引中的共模噪声, 从而降低对导引路径上的磁场均匀性的要求 [21].

另外, 我们计算了该环形磁导引的磁场强度分布. 如图5所示, 环形磁导引在 $\varphi = 0^\circ$ 的位置磁阱中心的径向梯度为 420 mT/cm , z 方向的梯度为 430 mT/cm . 如果俘获 $|F = 2, m_F = 2\rangle$ 态的 ^{87}Rb 原子, 对应的磁阱深度为 1.1 mK . $\varphi = 180^\circ$ 垂直引线处的磁阱梯度和磁阱深度与 $\varphi = 0^\circ$ 处基本相同. 总之, 垂直引线方式的三环线结构加载直流时, 该结构产生了闭合的环形磁导引. 但需要强调的是, 这种情形下的环形磁导引中心的磁场为零, 原子在磁导引的磁场零点处容易发生马约拉纳跃迁造成损失.

4 交流调制三环线电流

为了减少磁导引中由于马约拉纳跃迁造成的原子损失, 通常采用交流调制 [27] 和外加旋转偏置磁场的方式. 这两种方式都基于时间轨道平均势原理, 即将环形磁导引中心的磁场零点偏离, 使每一个方位角上的磁场零点均在垂直于导引切向的平面上绕导引中心旋转. 当磁场零点的旋转频率远小于原子在磁场中的拉莫频率, 且远大于原子在磁阱中的振荡频率时, 原子仅仅响应时间平均势阱, 在小的径向位移范围内原子感受到的势阱是中心磁场非零且简谐的势阱, 而不再是四极势阱. 如果磁场零点旋转的轨道半径足够大, 马约拉纳损失将被有效地抑制. 对于我们设计的基于垂直引线的三环线结构, 直接交流调制和外加旋转偏置磁场均可达到减少磁导引中原子的马约拉纳损失的效果. 但比起外加旋转偏置磁场, 直接调制原子芯片上的环线电流在实验操作上更加简单而且稳定, 更有利于系统的小型化和工程化.

为了简单说明通过电流调制移除导引中心磁

场零点的原理, 我们从三条通电直导线出发. 计算采用直角坐标系 (x, y, z) , 三条通电直导线磁阱中心的位置坐标为

$$\begin{aligned} x &= \frac{d}{2} \frac{I_1 - I_3}{I_1 + I_2 + I_3}, \\ z &= \frac{d}{2} \frac{\sqrt{4I_1I_3 - (I_1 + 2I_2 + I_3)^2}}{I_1 + I_2 + I_3}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中, I_1, I_2, I_3 分别为三条直导线的电流, d 为三根直线中相邻两条直线间的距离.

通过同时调制这三根直导线的电流, 使磁阱零点在 xoz 平面内旋转起来, 如图 6 中红色圆形虚线所示. 只要电流调制频率 ω_b 低于拉莫频率 ω_L (MHz 量级), 高于原子在磁阱中的振荡频率 ω_t (100 Hz 量级), 原子就可以被囚禁在交流调制产生的时间轨道平均势阱中, 从而避免发生马约拉纳跃迁.

假设磁阱中心以 r 为半径围绕坐标点 $(0, a)$ 旋转, 则磁阱零点运动轨迹满足参数方程:

$$x = r \cos(\omega_b t), \quad z = r \sin(\omega_b t) + a. \quad (2)$$

将 (2) 式代入 (1) 式可得:

$$\begin{aligned} \frac{I_1}{I_3} &= \frac{r^2 + 5a^2 + 4ra \cos(\omega_b t) + 2ra \sin(\omega_b t)}{r^2 + 5a^2 - 4ra \cos(\omega_b t) + 2ra \sin(\omega_b t)}, \\ \frac{I_2}{I_3} &= -2 \frac{r^2 + a^2 + 2ra \sin(\omega_b t)}{r^2 + 5a^2 - 4ra \cos(\omega_b t) + 2ra \sin(\omega_b t)}. \end{aligned} \quad (3)$$

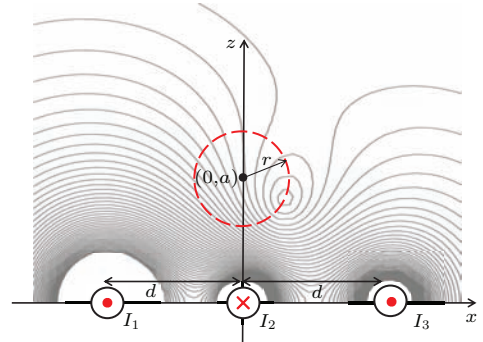


图 6 (网刊彩色) 三直线产生磁导引截面示意图, 调制三线电流使磁阱零点沿红色圆形虚线旋转

Fig. 6. (color online) The cross section of the magnetic field generated by the three straight wires. The wire-carrying current modulation makes the zero magnetic field rotate along the red circle.

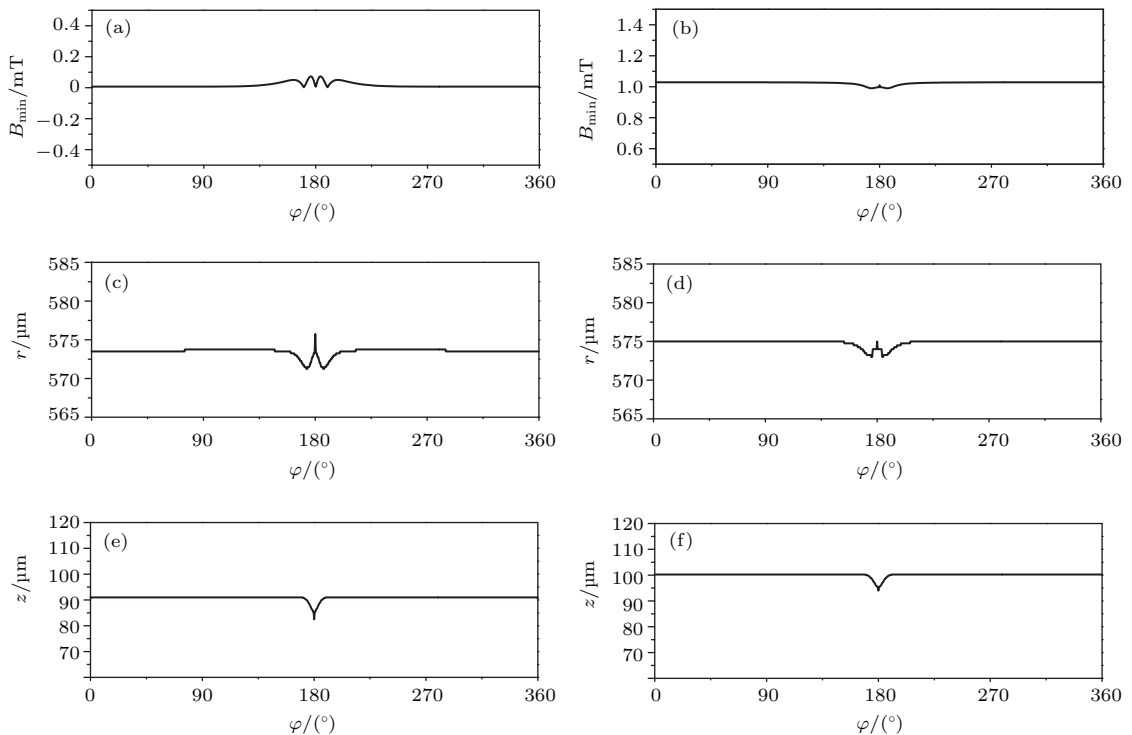


图 7 (a), (c), (e) 分别是在加载直流电流时, 产生的环形导引中心的磁场强度、径向位置 r 以及高度 z 随角度 φ 的变化; (b), (d), (f) 分别是加载调制电流的情况下, 导引中心的磁场强度、径向位置 r 以及高度 z 随角度 φ 的变化

Fig. 7. (a), (c), (e) are respectively the magnetic field intensity, radial position r and z coordinates of the guide center versus azimuthal angle φ when the three ring wires with the vertical leads carry dc currents; (b), (d), (f) are respectively the magnetic field intensity, radial position r and z coordinates of the guide center versus azimuthal angle φ when the dc currents mentioned above are modulated by ac currents.

为了便于实验上操作, 当设定 $a = d$ 时, 我们找到了与 (3) 式等效的更简单的调制电流表达式:

$$\begin{aligned} I_1 &= I_i + \frac{I_j^2}{4I_i} + I_j \sin(\omega_b t + \pi/4), \\ I_2 &= - \left[I_i + \frac{I_j^2}{2I_i} + \sqrt{2}I_j \sin(\omega_b t) \right], \\ I_3 &= I_i + \frac{I_j^2}{4I_i} + I_j \sin(\omega_b t - \pi/4). \end{aligned} \quad (4)$$

调制电流均含直流部分与交流部分, 其中 I_1 和 I_3 直流部分相等. 交流部分均为正弦函数, 频率均为 ω_b , 只是存在固定的 $\pi/4$ 相位差. 所以该调制电流在实验上很容易实现. 通过电流调制, 可将只加载直流时形成的四极阱变成一个零点旋转的 TOP 阱, 且此 TOP 阱的死亡圈(瞬时磁场零点的轨迹)即为以 $(0, d)$ 为圆心, 半径 $r = dI_j/\sqrt{2}I_i$ 的圆.

我们将 (4) 式的调制电流表达式应用在基于垂直引线的芯片三环线结构上, 并用有限元方法计算导引的磁场极小值分布. 计算同样采用柱坐标系 (r, φ, z) , 设定 $I_i = 4 \text{ A}$, $I_j = 1 \text{ A}$, 调制频率选为 $\omega_b = 10 \text{ kHz}$. 计算表明加载调制电流时, 带有垂直引线的三环线结构同样可以形成闭合的环形磁导引.

图 7 为具体比较加载调制电流和直流电流时环形磁导引中心的磁场强度和空间位置随角度 φ 的分布情况, 其中 (a), (c), (e) 为只加载直流电流的情况, (b), (d), (f) 为加载调制电流的情况. 比较图 7(a) 与 (b), 我们发现当三环线结构加载调制电流时, 导引中心的磁场强度从 0 mT 被抬高到 1 mT 左右, 解决了磁场零点问题. 另外, 从图 7 中可清楚地看出, 加载直流电流时, 环形磁导引的磁阱中心强度起伏 $\Delta B_{\min} = 0.08 \text{ mT}$, 空间位置起伏为: $\Delta r \leq 6 \text{ }\mu\text{m}$, $\Delta z \leq 10 \text{ }\mu\text{m}$. 而在加载了调制电流的情况下, 磁场起伏减小 50%, $\Delta B_{\min} = 0.04 \text{ mT}$, 同样导引中心的位置起伏也变小: $\Delta r \leq 3 \text{ }\mu\text{m}$, $\Delta z = 7 \text{ }\mu\text{m}$. 所以三环线电流调制的方式不仅抬高了导引中心的磁场强度, 使导引中心磁场不为零, 而且还进一步减小了环形磁导引中心的位置起伏及磁场起伏, 更有利于实现导引型原子陀螺仪.

5 结 论

我们提出了一种基于单层原子芯片的新型环形波导方案. 芯片表面上的导线结构是简单的同心

等距三环导线. 不同于传统的平行于芯片表面的引线方式, 本文的电流引线垂直于芯片表面. 这种方式可使环形磁导线的引线缺口大大小于环线间距, 从而可形成封闭的环形磁导引. 同时, 这种方式也使得引线间距大大减小, 从而降低引线电流对环形磁导引的影响, 这是由于在六根引线中相邻导线加载的电流方向正好相反. 尽管基于垂直引线的三环线加载反向的直流后可以形成闭合的环形磁导引, 但是导引中心的磁场为零, 这造成原子会因马约拉纳跃迁而从导引环中逸出. 基于 TOP 阱原理, 我们采用交流调制三环线电流的措施使环形磁导引中心的磁场不为零. 文中给出了在三根等距平行直导线情形下的调制电流的解析表达式, 并采用数值计算方法分析并证实了在此调制方式下三环线结构产生可以形成导引中心无磁场零点的环形磁导引, 同时, 调制电流还平滑了环形磁导引中心磁场起伏, 这有利于减小导引中的原子损失和抑制原子退相干. 这种方案对于研制原子芯片陀螺仪具有重要的科学意义和工程应用价值.

参考文献

- [1] Rosi G, Sorrentino F, Cacciapuoti L, Prevedelli M, Tino G M 2014 *Nature* **510** 518
- [2] Gupta S, Dieckmann K, Hadzibabic Z, Pritchard D E 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 140401
- [3] Canuel B, Leduc F, Holleville D, Gauguier A, Fils J, Viridis A, Clairon A, Dimarcq N, Bordé C J, Landragin A, Bouyer P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 010402
- [4] Zhou M K, Duan X C, Chen L L, Luo Q, Xu Y Y, Hu Z K 2015 *Chin. Phys. B* **24** 050401
- [5] Wang Y J, Anderson D Z, Bright V M, Cornell E A, Diot Q, Kishimoto T, Prentiss M, Saravanan R A, Segal S R, Wu S 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 090405
- [6] Snadden M J, Mcguirk J M, Bouyer P, Haritos K G, Kasevich M A 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 971
- [7] Tang B, Zhang B, Zhou L, Wang J, Zhan M 2015 *Eur. Phys. J. D* **69** 233
- [8] Barrett B, Geiger R, Dutta I, Meunier M, Canuel B, Gauguier A, Bouyer P, Landragin A 2014 *C. R. Physique* **15** 875
- [9] Wu S, Su E, Prentiss M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 173201
- [10] Geiger R, Menoret V, Stern G, Zahzam N, Cheinet P, Battelier B, Villing A, Moron F, Lours M, Bidet Y, Bresson A, Landragin A, Bouyer P 2011 *Nat. Commun.* **2** 474
- [11] Cronin A D, Schmiedmayer J, Pritchard D E 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1051
- [12] Wang J 2015 *Chin. Phys. B* **24** 053702
- [13] Yan H 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 194102

- [14] Richmond J A, Cantwell B P, Chormaic S N, Lau D C, Akulshin A M, Opat G I 2002 *Phys. Rev. A* **65** 033422
- [15] Vangeleyn M, Garraway B M, Perrin H, Arnold A S 2014 *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.* **47** 071001
- [16] Sauer J A, Barrett M D, Chapman M S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 270401
- [17] Deissler B, Hughes K J, Burke J H T, Sackett C A 2008 *Phys. Rev. A* **77** 031604
- [18] Folman R, Kruger P, Cassettari D, Hessmo B, Maier T, Schmiedmayer J 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4749
- [19] Lovecchio C, Cherukattil S, Cilenti B, Herrera I, Cataliotti F S, Montangelo S, Calarco T, Caruso F 2015 *New J. Phys.* **17** 093024
- [20] Crookston M B, Baker P M, Robinson M P 2005 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **38** 3289
- [21] Baker P M, Stickney J A, Squires M B, Scoville J A, Carlson E J, Buchwald W R, Miller S M 2009 *Phys. Rev. A* **80** 063615
- [22] Jiang X J, Li X L, Xu X P, Zhang H C, Wang Y Z 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 020301
- [23] Petrich W, Anderson M H, Ensher J R, Cornell E A 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3352
- [24] Minogin V G, Richmond J A, Opat G I 1998 *Phys. Rev. A* **58** 3138
- [25] Feenstra L 2004 *Gen. Relat. Gravit.* **36** 2317
- [26] Katti G, Stucchi M, de Meyer K, Dehaene W 2010 *IEEE Trans. Electr. Insul.* **57** 256
- [27] Arnold A S 2004 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **37** L29

Three wire toroidal magnetic guide based on the vertical leads and ac current modulation

Cheng Jun¹⁾²⁾ Zhang Jing-Fang¹⁾ Xu Xin-Ping¹⁾ Jiang Xiao-Jun¹⁾²⁾ Li Xiao-Lin¹⁾
Zhang Hai-Chao^{1)†} Wang Yu-Zhu^{1)‡}

1) (*Key Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, CAS, Shanghai 201800, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China*)

(Received 8 September 2015; revised manuscript received 6 January 2016)

Abstract

A new scheme to create a closed toroidal magnetic waveguide for deBroglie wave on a single layer atom chip is proposed and there is no zero magnetic field along the guide center. The guide is a two-dimensional magnetic trap for trapping weak-field seeking states of atoms with a magnetic dipole moment. The designed wire structure on the atom chip consists of three concentric and isometric ring wires, and six vertical current leads of the three ring wires. By using the through silicon via technology, the current leads can be made perpendicular to the atom chip surface instead of being generally arranged side by side on the chip surface. Compared with the general wiring way, the vertical lead way has two advantages. One is that each ring wire gap caused by the current leads is substantially smaller than the distance between the ring wires, which permits the generation of a closed toroidal magnetic guide near the atom chip surface when dc currents are supplied to the three ring wires. The other is that the distance between two leads of each ring wire is considerably reduced, resulting in the fact that the magnetic perturbation of the leads to the whole toroidal magnetic guide is negligible. We numerically calculate the magnetic field distribution generated by our wire layout when dc currents are applied, and it is shown that a closed and tight toroidal magnetic guide is formed near the atom chip surface. However, there are zero magnetic fields existing along the center of the toroidal guide, which leads to Majorana spin flips from trapped magnetic substate to an un-trapped magnetic sub-state. According to the time-orbiting-potential principle, we propose an ac current modulation method, which is simple and stable, to reduce the atom losses and suppress the atomic decoherence in the toroidal magnetic guide. We deduce the ac current expressions for the case of three isometric infinite straight wires and apply the ac modulation current expressions directly to our three ring wire structure. The numerical calculation results show that the closed toroidal guide does no longer have zero magnetic fields near the magnetic field minimum, and that the magnetic field fluctuation of the guide is smaller. Based on the vertical leads and ac current modulation, the closed toroidal wave guide with no zero magnetic field along the guide center can be generated near the atom chip surface. This scheme has important scientific significance and engineering value for developing the cold atomic chip gyroscope.

Keywords: toroidal magnetic guide, atom chip, through silicon via, ac current modulation

PACS: 03.75.Dg, 37.25.+k

DOI: [10.7498/aps.65.060302](https://doi.org/10.7498/aps.65.060302)

† Corresponding author. E-mail: zhanghc@siom.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: yzwang@mail.shcnc.ac.cn