

简谐 + 四次势中自旋轨道耦合旋转玻色-爱因斯坦凝聚体的基态结构

陈光平

Ground state of a rotating spin-orbit-coupled Bose-Einstein condensate in a harmonic plus quartic potential

Chen Guang-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 030302 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.030302

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.030302>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I3>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

空间调制作用下 Bessel 型光晶格中物质波孤立子的稳定性

Stabilization of matter-wave solitons in Bessel optical lattice by spatial modulation of the nonlinearity

物理学报.2014, 63(22): 220303 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.220303>

线性与非线性光晶格中偶极孤立子的稳定性

Stability of dipolar soliton in crossed linear and nonlinear optical lattices

物理学报.2014, 63(15): 150302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.150302>

自旋轨道耦合玻色-爱因斯坦凝聚体在尖端势垒散射中 Klein 隧穿

Klein tunneling in spin-orbit coupled Bose-Einstein condensate scattered by cusp barrier

物理学报.2014, 63(11): 110306 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.110306>

自旋轨道耦合的  $^{23}\text{Na}$  自旋 -1 玻色-爱因斯坦凝聚体中的涡旋斑图的研究

Vortex pattern in spin-orbit coupled spin-1 Bose-Einstein condensate of  $^{23}\text{Na}$

物理学报.2013, 62(20): 200306 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.200306>

自旋-轨道耦合玻色-爱因斯坦凝聚势垒散射特性的研究

Barrier scattering properties in spin-orbit coupled Bose-Einstein condensate

物理学报.2013, 62(10): 100306 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.100306>

# 简谐+四次势中自旋轨道耦合旋转玻色-爱因斯坦凝聚体的基态结构\*

陈光平†

(四川文理学院物理与机电工程学院, 达州 635000)

(2014年7月1日收到; 2014年9月15日收到修改稿)

研究了囚禁于简谐+四次势中具有自旋轨道耦合相互作用的旋转玻色-爱因斯坦凝聚体的基态结构; 考虑了自旋轨道耦合相互作用和旋转对基态结构的影响; 结果发现在自旋轨道耦合相互作用与旋转共同作用下, 系统呈现出丰富且新奇的基态结构, 如条形、双排和蛇皮花斑状等.

**关键词:** 玻色-爱因斯坦凝聚体, 自旋轨道耦合, 简谐势+四次势, 涡旋

**PACS:** 03.75.Lm, 05.45.Yv

**DOI:** 10.7498/aps.64.030302

## 1 引言

玻色-爱因斯坦凝聚体(BECs)为我们提供了研究宏观量子现象的理论和实验平台. 最近, 人工合成的非阿贝尔规范势耦合中性原子以产生自旋轨道耦合相互作用的研究受到了广泛重视<sup>[1-6]</sup>. 具有自旋轨道耦合相互作用的BECs可以呈现出丰富的基态密度分布结构, 如平面波相、条纹相和Skyrmion格子等<sup>[7-19]</sup>, 这些基态结构依赖于原子间相互作用强度和自旋轨道耦合强度变化.

最近, 许多学者广泛研究了囚禁于简谐势中自旋轨道耦合对系统基态结构的影响<sup>[20-25]</sup>, 也有研究者研究了共心耦合圆形式中, 自旋轨道耦合对凝聚体的基态结构的影响, 以及旋转和自旋轨道耦合对凝聚体基态结构相变的影响等<sup>[26-28]</sup>. 但是, 在简谐势或共心耦合圆形势中, 当旋转频率超过势阱约束频率时, 会产生较大的离心力而导致系统不稳定为解决这一难题, Bretin等构造了简谐势+四次势, 其势函数 $V(x, y) = \frac{1}{2}m\omega_{\perp}^2 r_{\perp}^2 + \frac{1}{4}\mu r_{\perp}^4$  (其中,  $m$  是原子质量,  $r$  是半径,  $\mu$  是四次势强度,  $\omega_{\perp}$  是简谐势约束频率), 四次势的作用可增强势对BECs的约

束, 以便研究当旋转频率大于简谐势约束频率 $\omega_{\perp}$ 时系统的性质<sup>[29-32]</sup>. 最近Huang等又构造了非对称性势——简谐势+四次势, 并研究了囚禁于其中的凝聚体的基态结构<sup>[33]</sup>.

基于上述研究, 我们发现针对自旋轨道耦合相互作用对处于简谐势+四次势中的凝聚体的基态结构研究还比较少, 为了填补这一空白, 本文将研究自旋轨道耦合相互作用对囚禁于简谐势+四次势中的旋转凝聚体的基态结构的影响. 通过改变自旋轨道耦合相互作用的方向和强度, 以及旋转角频率, 深入探索调控参数对系统基态结构的影响, 研究结果发现系统将呈现出不同形状的基态结构, 会出现许多新奇而有趣的现象, 如条形、双排和蛇皮花斑状等.

## 2 理论模型和Gross-Pitaevskii能量方程

囚禁于简谐势+四次势中具有自旋轨道耦合相互作用的自旋 $-1/2$ 旋转BECs的哈密顿量可描述为

\* 四川省科技厅项目(批准号: 2011JY0063)和四川省教育厅项目(批准号: 12ZA148, 12ZB313, 12ZZ021)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [chengp205@126.com](mailto:chengp205@126.com)

$$\hat{H} = \int dx dy \hat{\psi}^\dagger \left[ -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + \nu_{\text{SO}}(x, y) + \mathbf{V}(x, y) - \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{L} + g_1 \hat{n}_\uparrow^2 + g_2 \hat{n}_\downarrow^2 + 2g_{12} \hat{n}_\uparrow \hat{n}_\downarrow \right] \hat{\psi}, \quad (1)$$

式中  $\hat{\psi} = [\hat{\psi}_\uparrow(r), \hat{\psi}_\downarrow(r)]^T$  是场算符矢量;  $\hat{n}_\uparrow = \hat{\psi}_\uparrow^\dagger \hat{\psi}_\uparrow$ ,  $\hat{n}_\downarrow = \hat{\psi}_\downarrow^\dagger \hat{\psi}_\downarrow$  分别为自旋向上和向下的两类原子的密度; 原子种内相互作用强度  $g_i = 4\pi a_{ii} \hbar^2 / m_i$ , 原子种间相互作用强度  $g_{12} = 2\pi a_{12} \hbar^2 / m_0$ ,  $m_0$  是两种原子的约化质量, 令自旋向上和向下的原子质量均相等, 则  $m_\uparrow = m_\downarrow = m_0 = m$ ,  $a_{ii}$  为同种原子间的 s 波散射长度,  $a_{12} = a_{21}$  为不同种原子间的 s 波散射长度, 它们可通过 Feshbach 共振调节其长度以调整原子间相互作用强度; 令  $a_{11} = a_{22}$ , 则取  $g_1 = g_2 = g > 0$ . Rashba 自旋轨道耦合量  $\nu_{\text{SO}} = -i\lambda_{\text{SO}}(\kappa_x \partial_y \hat{\sigma}_x - \kappa_y \partial_x \hat{\sigma}_y)$ , 其中,  $\hat{\sigma}_{x,y}$  是泡利矩阵,  $\kappa_x$  和  $\kappa_y$  分别是  $x$  方向和  $y$  方向的自旋轨道耦合强度, 可以通过拉曼激光来调节. 最后, 简谐势 + 四次势函数可表示为

$$V(x, y) = \frac{1}{2} m [\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2] + \frac{1}{4} \mu x^4, \quad (2)$$

$\omega_x$  和  $\omega_y$  分别为  $x$  和  $y$  方向的简谐势约束频率,  $\mu$  是  $x$  方向上的四次势强度. 在本文中, 我们将考虑一种特殊的简谐势 + 四次势, 即只有  $x$  方向的囚禁,  $y$  方向极端拉长.

根据平均场近似, 我们推知 Gross-Pitaevskii 能量函数为

$$\xi = \int dx dy \left\{ \frac{\hbar}{m} \lambda_{\text{R}} [\varphi_\uparrow^* (-i\kappa_x \partial_y + \kappa_y \partial_x) \varphi_\downarrow + \varphi_\downarrow^* (-i\kappa_x \partial_y - \kappa_y \partial_x) \varphi_\uparrow] + \varphi_\uparrow^* \left( -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(x, y) \right) \varphi_\uparrow + \varphi_\downarrow^* \left( -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(x, y) \right) \varphi_\downarrow + \frac{c_0}{2} (|\varphi_\uparrow|^2 + |\varphi_\downarrow|^2)^2 + \frac{c_2}{2} (|\varphi_\uparrow|^2 - |\varphi_\downarrow|^2)^2 - \Omega \varphi_\uparrow^* L_z \varphi_\uparrow - \Omega \varphi_\downarrow^* L_z \varphi_\downarrow \right\}, \quad (3)$$

其中  $c_0 = g + g_{12}$ ,  $c_2 = g - g_{12}$ . 设旋转轴为  $z$  轴  $\boldsymbol{\Omega} = \Omega \hat{z}$ , 旋转部分可以写为

$$-\Omega \varphi_{\uparrow\downarrow}^* L_z \varphi_{\uparrow\downarrow} = i\hbar \Omega \varphi_{\uparrow\downarrow}^* \left[ x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right] \varphi_{\uparrow\downarrow}. \quad (4)$$

为了实现凝聚体的极端拉长, 使系统失去  $y$  方向约束, 而平行于  $x$  方向保持约束, 我们进一步设定  $\omega_x^2 \equiv \omega_0^2 + \Lambda^2$  和  $\omega_y^2 \equiv \omega_0^2 - \Lambda^2$ , 其中

$\Lambda^2 \equiv \omega_0^2 - \Omega^2$ , 因此我们很容易得到  $\omega_x^2 = 2\omega_0^2 - \Omega^2$ ,  $\omega_y^2 = \Omega^2$  则有效外势变为

$$V_{\text{eff}}(x, y) \equiv m(\omega_0^2 - \Omega^2)x^2 + (\mu/4)x^4. \quad (5)$$

如文献 [30, 31] 讨论, 使用规范变换  $\varphi_{\uparrow\downarrow} = \tilde{\varphi}_{\uparrow\downarrow} e^{im\Omega xy/\hbar}$ , 我们可以得到 Gross-Pitaevskii 能量方程:

$$\xi = \int dx dy \left\{ \frac{c_0}{2} (|\tilde{\varphi}_\uparrow|^2 + |\tilde{\varphi}_\downarrow|^2)^2 + \frac{c_2}{2} (|\tilde{\varphi}_\uparrow|^2 - |\tilde{\varphi}_\downarrow|^2)^2 + \tilde{\varphi}_\uparrow^* \left( -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V'_{\text{eff}}(r) + 2i\hbar\Omega x \frac{\partial}{\partial y} \right) \tilde{\varphi}_\uparrow + \tilde{\varphi}_\downarrow^* \left( -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V'_{\text{eff}}(r) + 2i\hbar\Omega x \frac{\partial}{\partial y} \right) \tilde{\varphi}_\downarrow + \frac{\hbar}{m} \lambda_{\text{R}} [\tilde{\varphi}_\uparrow^* (-i\kappa_x \partial_y + \kappa_y \partial_x) \tilde{\varphi}_\downarrow + \tilde{\varphi}_\downarrow^* (-i\kappa_x \partial_y - \kappa_y \partial_x) \tilde{\varphi}_\uparrow] + \lambda_{\text{R}} \Omega [\tilde{\varphi}_\uparrow^* (x\kappa_x + iy\kappa_y) \tilde{\varphi}_\downarrow + \tilde{\varphi}_\downarrow^* (x\kappa_x - iy\kappa_y) \tilde{\varphi}_\uparrow] \right\}. \quad (6)$$

为了方便, 我们将  $\tilde{\varphi}_{\uparrow\downarrow}$  仍然改写成  $\varphi_{\uparrow\downarrow}$  (6) 式中

$$V'_{\text{eff}}(r) = m(\omega_0^2 + \Omega^2)x^2 + (\mu/4)x^4. \quad (7)$$

经过这样特殊处理后, 系统  $y$  方向的外势将全部消失, 形成只沿着  $x$  方向的简谐势 + 四次势.

根据已有经验知, 当不含自旋轨道耦合相互作用时, 系统在特殊情况下是个可积模型, 我们可以得到系统的部分解析解; 但是当系统含有自旋轨道耦合时, 系统为不可积模型. 为了研究系统参数对基态结构的影响, 我们将借助数值方法, 在本文中, 我们采用虚时演化和中心差分相结合的方法来求解具有自旋轨道耦合相互作用的旋转凝聚体的基态结构. 为了计算方便, 我们定义单位长度  $a_0 = [\hbar/m\omega]^{1/2}$ , 相互作用单位能量  $\hbar\omega a_0^2 = \hbar^2/m$ , 无量纲化自旋轨道强度为  $\tilde{\lambda}_{\text{SO}} = a_0/a_\lambda = (m/\hbar^3)^{1/2} \lambda_{\text{R}}/\omega^{1/2}$ ,  $a_\lambda = \hbar^2/(m\lambda_{\text{R}})$ .

### 3 数值结果分析与讨论

最近的研究发现, 原子间的相互作用对玻色-爱因斯坦凝聚体的基态和动力学行为有着重要的影响; 同时, 最近关于自旋轨道耦合凝聚体的理论研究表明, 即使在弱相互作用区域, 自旋轨道耦合相互作用也可以极大地增强相互作用效应.

因此我们将讨论自旋轨道耦合相互作用和旋转对该系统基态结构的影响. 在没有自旋轨道耦合和旋转时, 处于简谐势+四次势中凝聚体的基态结构可以呈现出相分离和相混合两种状态; 这两种状态由原子种内相互作用强度  $g_{11}, g_{22}$  和原子种间相互作用强度  $g_{12}$  决定, 当满足  $g_{11}g_{22} > g_{12}^2$  时, 系统基态处于相混合, 反之则处于相分离. 为了简便起见, 我们仅研究  $g_{11} = g_{22} = 100, g_{12} = 150$  的情况.

在下面的数值模拟中, 我们将分别讨论两种极端情况, 即  $\kappa_y = 0$  和  $\kappa_x = 0$  两种情况.

图 1 是  $\kappa_y = 0$  时系统的基态密度分布随  $\kappa_x$  和旋转频率的变化关系图. 图 1(a) 左边第一个图是在无自旋轨道耦合和无旋转时, 自旋向上和自旋向下两种原子的基态图, 由图可知, 此时两种原子分别占据上下两部分, 且在大小形态上呈现出较好的对称性; 当只有旋转时, 如图 1 第一列所示, 随着旋转频率的增加, 系统基态结构的对称性逐渐破缺, 尤其是旋转频率增加到  $\Omega = 0.9$  时 (图 1(c)), 系统基态尽管还保持相分离, 但是在结构上已经呈现较大的扭曲而形成交错分布; 再增大旋转频率  $\Omega$  到 1.2 时 (图 1(d)), 虽然旋转频率大于了谐振势的振

动频率, 但是由于在  $x$  方向有强大的四次势约束, 系统基态结构并未因为离心力的增大而失稳, 依然保持了稳定的基态结构, 这也是引入四次势的一个重要作用. 然而, 我们比较第一列 (c), (d) 两图, 还可以看出旋转加快, 自旋向上和向下的两种原子均有向  $x$  的正负两边堆积, 在  $y$  方向上下拉长的趋势, 这是因为旋转加快后, 原子的离心力加大, 而外势在  $x$  方向有强烈的束缚而在  $y$  方向无束缚, 因此会向  $x$  的正负方向堆积而在  $y$  方向拉长.

图 1(a) 是只有  $x$  方向的自旋轨道耦合作用, 而无旋转时, 系统基态结构随自旋轨道耦合强度变化的基态结构图. 由图可知, 当自旋轨道耦合强度  $\kappa_x = 0.6$  时, 自旋向上和自旋向下的原子均在  $y$  方向上被拉长成条状结构, 随着  $\kappa_x$  的进一步增加, 两种原子均出现多条细而长的条形驻波基态结构, 但是两种原子条状互不重叠, 依然保持相分离状态.  $\kappa_x$  越大, 条状相条数越多, 但是每一条驻波基态的宽度越窄.

图 1 第二到第四列呈现的是当  $x$  方向自旋轨道耦合相互作用和旋转同时作用时系统的基态密度分布情况. 通过对比 (d) 图的第二列和第三列, 可

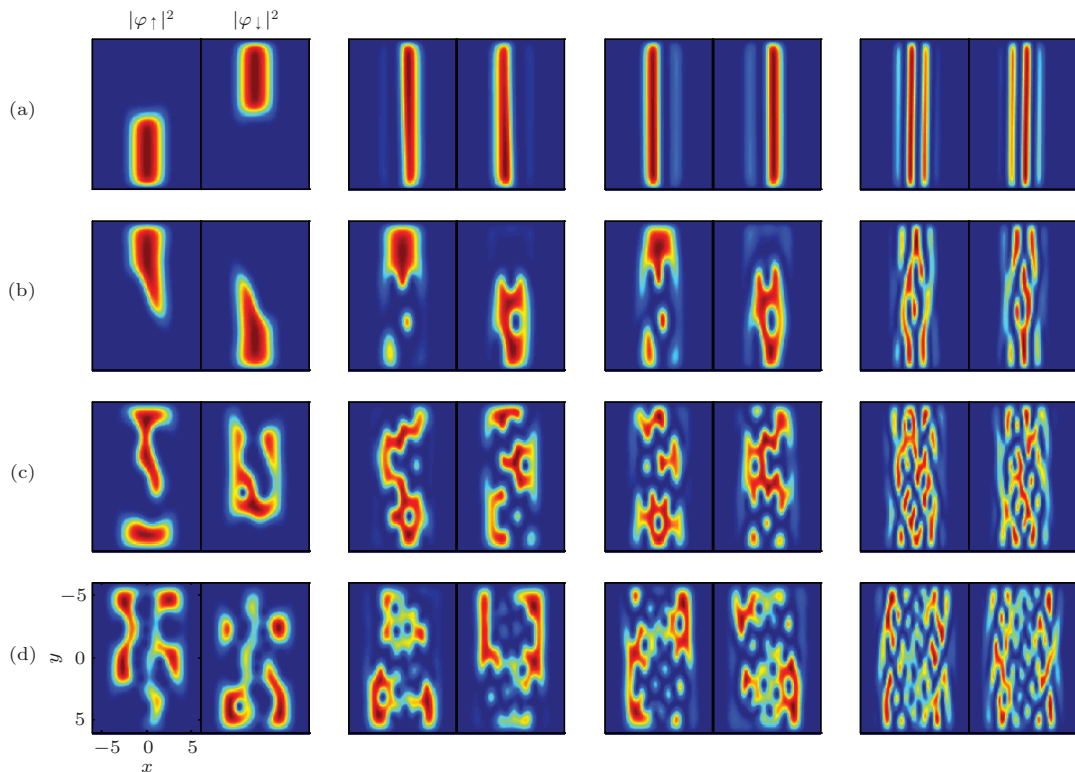


图 1 (网刊彩色) 相互作用强度  $g = 100, g_{12} = 150$ , 旋转频率  $\Omega = 0, 0.5, 0.9, 1.2$  (对应于 (a), (b), (c), (d)) 时, 顺自旋  $-1/2$  的自旋轨道耦合凝聚体的基态密度分布图.  $y$  方向自旋轨道耦合强度  $\kappa_y = 0$ , 从第一列到第四列分别对应于  $x$  方向自旋轨道耦合强度  $\kappa_x = 0, 0.6, 1.0, 2.0$

以看出同一旋转频率  $\Omega = 1.2$  时,  $\kappa_x$  较大的第三列比第二列基态相图的涡旋个数和点状基态要多, 这是因为在没有旋转时, 自旋轨道耦合相互作用越大, 形成的条纹越密集, 且每一条宽度都足够产生涡旋, 则得到的涡旋数越多. 进一步发现, 当  $\kappa_x$  增加到足够大时(第四列), 所形成条形驻波相条纹数虽多, 但因每一条的宽度太细, 旋转较小(如图(b)示), 旋转让条状相发生弯曲. 当旋转频率进一步增大时, 旋转使得条状相分布被截断成一些列具有一定周期性的点状分布. 旋转角频越大, 这种点状周期性分布越密集(如图 1(d)所示), 这种具有一定周期性的点状分布犹如蛇皮纹花斑, 我们称为“蛇皮纹花斑”形基态结构. 同时, 我们注意到通过对比第四列(b), (c)和(d)图, 我们还可以看出随着旋转的加大, 离心作用加强, 尽管保持有周期性点状分布, 但是明显在  $x$  正负两边点的强度较大一些, 分居两边的原子数要多一些.

由上述分析可知, 囚禁于简谐势+四次势中的玻色爱因斯坦凝聚体, 如果只加入  $x$  方向的自旋轨道耦合相互作用, 在没有旋转时, 基态结构呈现沿着  $x$  方向的驻波相; 引入旋转后, 系统的基态结构

呈现出涡旋和蛇皮纹花斑形分布, 据我们所知, 这种蛇皮纹花斑在其他系统中未曾见过.

我们继续讨论  $y$  方向自旋轨道耦合  $\kappa_y$  与旋转共同作用时, 系统的基态结构  $x$  和  $y$  方向均无自旋轨道耦合作用仅有旋转作用(图 2 第一列)与图 1 第一列情况相同, 此处不再赘述从图 2(a) 我们可以看出, 只有  $y$  方向自旋轨道耦合  $\kappa_y$  而无旋转时, 随着  $\kappa_y$  的增强, 自旋向上和自旋向下的原子均形成沿着  $y$  方向的条形驻波相, 数目随  $\kappa_y$  增大而增多, 但是宽度却随之增大而变细. 这时, 自旋向上的和自旋向下的原子密度的条状分布交错出现, 且始终保持相分离, 引入旋转后(见图 2(b)), 随着  $\kappa_y$  增强, 基态结构逐渐形成单排涡旋, 且涡旋的个数逐渐增多. 当旋转频率增大到  $\Omega = 0.9$  时, 无  $y$  方向自旋轨道耦合作用时, 系统处于相分离, 当  $\kappa_y = 0.6$  时, 系统基态出现相混合, 且在相空间出现较多涡旋, 自旋向上和向下两种原子空间分布均较为均匀(见图 2(c)第二列图), 加大  $y$  方向自旋轨道耦合  $\kappa_y = 1.0$  时, 我们可以看到自旋向上和向下两种原子原子均有向两边  $x$  正负方向堆积, 在中间剩下的

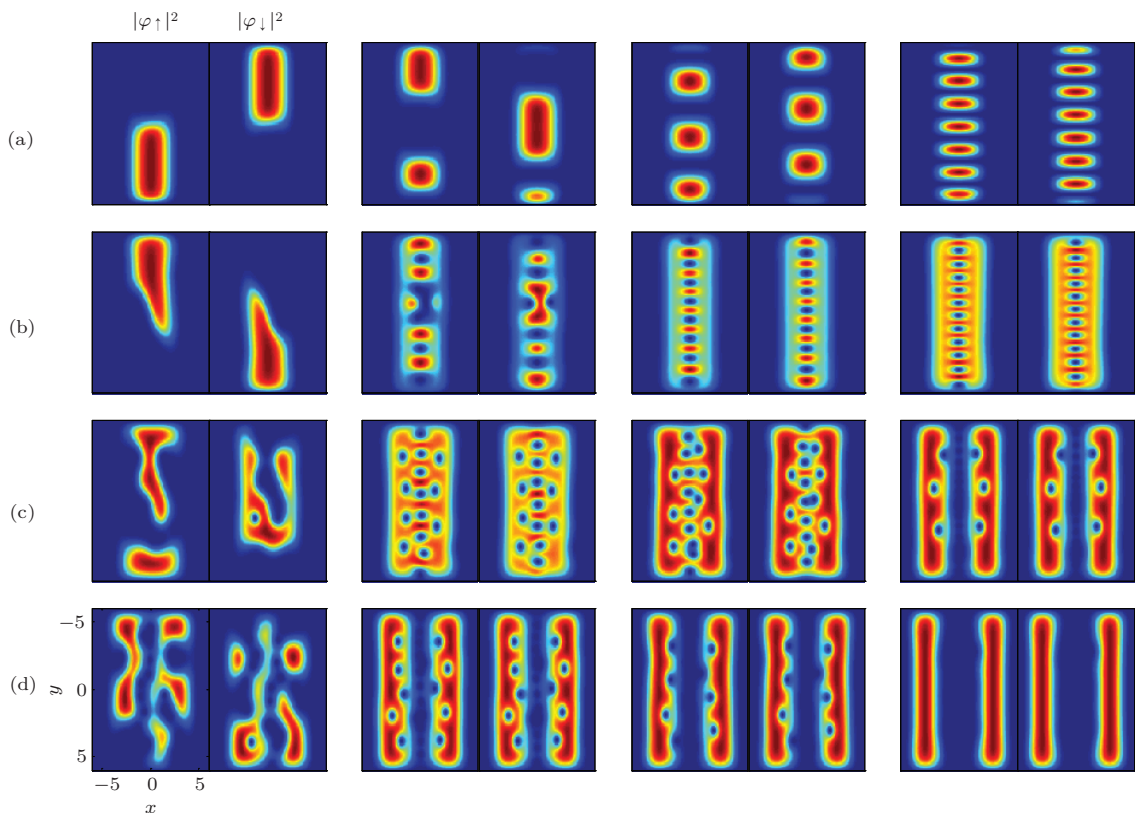


图 2 (网刊彩色) 相互作用强度  $g = 100$ ,  $g_{12} = 150$ , 旋转频率  $\Omega = 0, 0.5, 0.9, 1.2$ (对应于 (a), (b), (c), (d)) 时, 自旋  $-1/2$  的自旋轨道耦合凝聚体的基态密度分布.  $x$  方向自旋轨道耦合强度  $\kappa_x = 0$ , 从第一列到第四列分别对应于  $y$  方向自旋轨道耦合强度  $\kappa_y = 0, 0.6, 1.0, 2.0$

原子相对减少,但是中间依然保持较密集的涡旋分布;进一步增加 $y$ 方向自旋轨道耦合强度到 $\kappa_y = 2.0$ 时,我们可以看出自旋轨道耦合增强了原子间的相互作用效应,加上较强的旋转作用,离心力也得到较大的增强,因此两种原子都出现向 $x$ 方向正负两边堆积,形成平行于 $y$ 方向的双排基态相分布.中间原子数减少,涡旋也相应消失,只是在双排基态相的内侧还有部分未完全消失的涡旋.图2(c)与(d)具有相似的性质,但系统旋转频率增大后,即使只有很小的 $y$ 方向自旋轨道耦合强度,系统基态也会出现平行于 $y$ 方向的两排分布,而且中间涡旋很快消失,到最后涡旋全部消失,形成双排基态结构分布,且使得系统从最初的分相走向相混合.

值得注意的是图2第四列,没有旋转只有 $y$ 方向自旋轨道耦合时,系统基态呈现出沿着 $y$ 方向的驻波相(a);引入较小的旋转 $\Omega = 0.5$ ,系统基态呈现出单排涡旋结构分布(b);进一步增大旋转频率 $\Omega = 0.9$ 时,系统基态呈现出平行于 $y$ 方向的双排基态结构,但是内侧还有部分涡旋(c);当旋转频率增至 $\Omega = 1.2$ 时(d),系统基态结构只有两条平行于 $y$ 方向的双排结构,而且双排之间的距离比(c)要大,即随着旋转频率增加,双排间距离增加.

总之,当系统只有 $y$ 方向自旋轨道耦合和旋转时,系统基态结构将出现单排涡旋、双排基态相等分布,且即使初始时基态时相分离的,在 $y$ 方向自旋轨道耦合作用下,系统基态结构也将呈现出相混合状态.

最后,我们介绍一下本文所研究系统的实验实现问题.首先考虑外势:简谐势+四次势(仅 $x$ 轴方向加入四次势),可以通过以下步骤来实现:首先在 $z$ 方向加入很大的束缚频率 $\omega_z$ 形成一个 $x$ - $y$ 平面近似二维的简谐势;然后在 $x$ - $z$ 平面上加入一个各向同性的四次势;这样总的外部势就形成了方程(2)所描述的外势进一步考虑自旋轨道耦合的自旋 $-1/2$ 的 $^{87}\text{Rb}$ 玻色-爱因斯坦凝聚体,它可以从具有 $F = 1$ 的 $^{87}\text{Rb}$ 原子中选择两个内态得到,且自旋轨道耦合的强度可以由Raman激光来调节.在本文研究的参数范围内,无量纲的自旋轨道耦合强度约在10左右,种间和种内原子间相互作用参数范围约为 $10^2$ — $10^3(\hbar\omega_{\perp}a_{\perp}^2)$ ,因此本文中所选择的参数在实验室是可以实现的.

## 4 结 论

本文利用虚时演化和中心差分法研究了囚禁于简谐势+四次势中旋转的自旋轨道耦合玻色爱因斯坦凝聚体的基态结构.研究发现,不同方向的自旋轨道耦合相互作用和旋转对系统的基态结构影响不同;在旋转与 $x$ 方向的自旋轨道耦合相互作用下,系统可以产生长而细驻波相和“蛇皮纹花斑”型基态结构;而旋转与 $y$ 方向自旋轨道耦合相互作用下则可以产生单排涡旋、双排内侧含涡旋和双排基态结构.对于一个给定的 $y$ 方向的自旋轨道耦合强度,双排基态相之间的距离随旋转频率增加而增大.

## 参考文献

- [1] Jacob A, Ohberg P, Juzeliunas G, Santos L 2008 *New J. Phys.* **10** 045022
- [2] Juzeliunas G, Ruseckas J, Dalibard J 2010 *Phys. Rev. A* **81** 053403
- [3] Campbell D L, Juzeliunas G, Spielman I B 2011 *Phys. Rev. A* **84** 025602
- [4] Dalibard J, Gerbier F, Juzeliunas G, Ohberg P 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1523
- [5] Lin Y J, Compton R L, Jimenez-Garcia K, Porto J V, Spielman I B 2009 *Nature* **462** 628
- [6] Lin Y J, Jimenez-Garcia K, Spielman I B 2011 *Nature* **471** 83
- [7] Ozawa T, Baym G 2012 *Phys. Rev. A* **85** 013612
- [8] Wang C, Gao C, Jian C M, Zhai H 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 160403
- [9] Wu C, Mondragon-Shem I, Zhou X F 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 097102
- [10] He P S, Liao R, Liu W M 2012 *Phys. Rev. A* **86** 043632
- [11] Hu H, Ramchandran B, Pu H, Liu X J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 010402
- [12] Zhang Y, Mao L, Zhang C 2012 *Phys. Rev. A* **108** 035302
- [13] Ramchandran B, Opanchuk B, Liu X J, Pu H 2012 *Phys. Rev. A* **85** 023606
- [14] Jian C M, Zhai H 2011 *Phys. Rev. B* **84** 060508
- [15] Sinha S, Nath R, Santos L 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 270401
- [16] Fialko O, Brand J, Zulicke U 2012 *Phys. Rev. A* **85** 051605
- [17] Xu Y, Zhang Y, Wu B 2013 *Phys. Rev. A* **87** 051605
- [18] Liu C F, Liu W M 2012 *Phys. Rev. A* **86** 033602
- [19] Liu C F, Fan H, Zhang Y C, Wang D S, Liu W M 2011 *Phys. Rev. A* **86** 063604
- [20] Wu C J, Zhang X F 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 097102

- [21] Deng Y, Cheng J, Jing H C, Sun P, Yi S 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 125301
- [22] Su S W, Liu I K, Tsai Y C, Liu W M, Gou S C 2012 *Phys. Rev. A* **86** 023601
- [23] Wen L, Sun Q, Wang H Q, Ji A C, Liu W M 2012 *Phys. Rev. A* **86** 023601
- [24] Hu H, Liu X J 2012 *Phys. Rev. A* **85** 013619
- [25] Zhou L, Pu H, Zhang W P 2013 *Phys. Rev. A* **87** 023625
- [26] Zhang X F, Gao R S, Wang X, Dong R F, Liu T, Zhang S G 2013 *Phys. Lett. A* **377** 1109
- [27] Zhang X F, Dong R F, Liu T, Liu W M, Zhang S G 2012 *Phys. Rev. A* **86** 043613
- [28] Zhang X F, Li B, Zhang S G 2013 *Laser Phys.* **23** 105501
- [29] Fetter A L, Jackson B, Stringari S 2005 *Phys. Rev. A* **71** 013605
- [30] Lotero P S, Palacios J J 2005 *Phys. Rev. A* **27** 043613
- [31] Wang X, Tan R B, Du Z J 2014 *Chin. Phys. B* **23** 070308
- [32] Liu C F, Wan W J, Zhang G Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 200306 [刘超飞, 万文娟, 张赣源 2013 物理学报 **62** 200306]
- [33] Huang C C, Liu C H, Wu W C 2010 *Phys. Rev. A* **81** 043605

# Ground state of a rotating spin-orbit-coupled Bose-Einstein condensate in a harmonic plus quartic potential\*

Chen Guang-Ping<sup>†</sup>

(The School of Physics and Mech-tronic Engineering, Sichuan University of Art and Science, Dazhou 635000, China)

( Received 1 July 2014; revised manuscript received 15 September 2014 )

## Abstract

We consider the ground-state structure of a rotating Bose-Einstein condensate with spin-orbit coupling which is confined in a harmonic plus quartic potential. Combined effects of spin-orbit coupling and rotation on the ground-state structure of such a system are investigated in detail. Results show that a large number of novel ground-state structures, such as stripe, two rows, snakeskin piebald, and so on, can be produced under the combination of anisotropic spin-orbit-coupling and rotation.

**Keywords:** Bose-Einstein condensates, spin-orbit-coupling, harmonic plus quartic potential, vortex

**PACS:** 03.75.Lm, 05.45.Yv

**DOI:** 10.7498/aps.64.030302

\* Project supported by the Scientific Research Fund of Sichuan Provincial Science and Technology Department (Grant No. 2011JY0063), and the Sichuan Provincial Education Department (Grant Nos. 12ZA148, 12ZB313, 12ZZ021).

† Corresponding author. E-mail: [chengp205@126.com](mailto:chengp205@126.com)