

环形泵浦激发下微腔激子极化激元的涡旋叠加态演化分析

熊振宇 蔡远文 吴昊 刘通 刘政良 任元

Analysis for vortex superposition state evolution of microcavity exciton polariton excited by ring-shaped pump

Xiong Zhen-Yu Cai Yuan-Wen Wu Hao Liu Tong Liu Zheng-Liang Ren Yuan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 240304 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210971

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210971>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

环形泵浦激发下微腔激子极化激元的 涡旋叠加态演化分析*

熊振宇¹⁾²⁾ 蔡远文¹⁾ 吴昊¹⁾³⁾ 刘通¹⁾³⁾ 刘政良¹⁾²⁾ 任元^{1)2)3)†}

1) (航天工程大学宇航科学与技术系, 北京 101400)

2) (航天工程大学, 量子探测与感知实验室, 北京 101400)

3) (航天工程大学, 激光推进及其应用重点实验室, 北京 101400)

(2021年5月24日收到; 2021年8月12日收到修改稿)

微腔激子极化激元由于具有较轻的有效质量, 很容易实现玻色-爱因斯坦凝聚 (Bose-Einstein condensate, BEC), 其在外界驱动下产生的陀螺效应具有广阔的应用前景. 本文研究了微腔激子极化激元在环形光束泵浦下微腔半径以及泵浦参数对体系演化的影响. 从单分量的 Gross-Pitaevskii 方程出发, 对环形微腔中的激子极化激元 BEC 体系的演化过程进行研究. 通过数值模拟研究了在环形微腔中保持体系稳定演化的最大涡旋叠加态花瓣数与微腔半径的关系, 分析了不同形式的环形光束泵浦作用下激子极化激元体系的演化情况, 发现在微米量级的微腔半径下, 特定形式的单环泵浦和多环泵浦能够使得微腔容纳更高阶的激子极化激元稳定涡旋叠加态的存在. 研究表明, 在一定的泵浦驱动条件下, 微腔半径的大小与体系能容纳的涡旋叠加态花瓣数上限之间是线性正相关的, 并且在改变泵浦激光构型时能够突破这一上限, 产生高阶、多重的涡旋叠加态.

关键词: 量子涡旋陀螺仪, 激子极化激元凝聚, 叠加态涡旋, 环形泵浦

PACS: 03.75.Lm, 03.75.Nt, 05.30.Jp

DOI: 10.7498/aps.70.20210971

1 引言

激子极化激元是半导体微腔中激子和光子强耦合而形成的一种准粒子, 既有光子的性质, 同时也表现出粒子的相关性质, 表现为玻色子, 具体形态为半光半物质的杂化态. 早在 20 世纪 50 年代末, Hopfield^[1] 就提出了激子极化激元的概念, 半个多世纪以来, 尤其是微腔中的激子极化激元的研究, 取得了令人瞩目的成就^[2-5]. 在实验上对激子极化激元的反交叉色散行为进行了观测^[6], 观测结果表明, 微腔激子极化激元的有效质量非常轻, 因此很容易实现玻色-爱因斯坦凝聚 (Bose-Einstein

condensate, BEC). 此外, 微腔激子极化激元发生凝聚的临界温度可以达到几开尔文, 而且有可能实现更高温度下的凝聚^[7-15], 比如在基于 GaN 的半导体微腔中实现了激子极化激元的室温凝聚^[16], 这是其他玻色子无法比拟的. 在实际应用方面, 微腔中的激子极化激元体系及其相关操控可以用于光电探测、光学开关、量子计算等领域^[17-22]. 在此基础上, 激子极化激元体系的可操控性研究为探索未来工程应用提供了新的可能性. 例如, 基于激子极化激元 BEC 量子化涡旋构建的新型惯性器件在量子导航领域有着极大的潜在应用价值. 本文正是在此基础上, 对激子极化激元 BEC 新的潜在应用领域-新体制惯性器件中的几个重要物理问题

* 国防科技创新特区项目、国家自然科学基金 (批准号: 11772001, 61805283) 和北京市青年拔尖人才支持计划 (批准号: 2017000026833ZK23) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: renyuan_823@aliyun.com

进行深入探究.

本文基于 2019 年提出的一种基于 BEC 中量子化涡旋叠加态为基础的波-粒涡旋陀螺仪的科学设想^[23]. 这种新体制的量子陀螺仪利用光与物质相互作用而形成的涡旋叠加态的激子极化激元凝聚为载体, 以期产生陀螺效应, 进而成为一种新型的高精度高灵敏度陀螺. 同年, 陈海军等^[24]对二维激子极化激元凝聚中涡旋叠加态稳态及动力学特性进行了研究, 通过虚时和实时演化方法求解耗散 Gross-Pitaevskii (GP) 方程, 研究了谐振子势阱和高斯型势垒叠加形成的类墨西哥帽子势阱中正反涡旋叠加态的稳态结构, 发现系统的泵浦、损耗和增益对系统的稳定性和动力学特性均有重要影响. 2020 年, 吴昊等^[25]主要针对二维激子极化激元凝聚涡旋叠加态进行了动力学特性的分析, 在体系旋转的条件下, 研究了涡旋叠加态激发区域的旋转速率与体系旋转速率的关系, 并阐明了体系的旋转速率对涡旋叠加态相位稳定性的影响机理, 实验研究了旋转条件下的激子极化激元体系, 更深层次地探究了激子极化激元凝聚的陀螺效应, 将波-粒涡旋陀螺仪的研究推向了新的层次.

在此基础上, 本文对两个影响体系特性的关键性参数进行了深入的研究, 即微腔的尺寸和泵浦光束的构型. 微腔的尺寸往往直接影响着集成器件的体积和功耗, 此外传播于微腔中的激子极化激元叠加态物质波的相干花瓣的数量与陀螺的精度和灵敏度息息相关, 而微腔的大小对这种相干花瓣的数量有着直接的影响; 同时, 泵浦区域连续与否对体系演化也存在着关键性影响^[26], 不同的泵浦构型会影响体系的演化. 因此, 微腔的尺寸以及泵浦的构型对量子涡旋陀螺仪的研究具有重要意义. 本文以此为切入点, 探究了微腔尺寸与泵浦激光构型对激子极化激元凝聚涡旋叠加态的影响.

本文从单分量的 GP 方程出发, 对环形泵浦光激发下的涡旋叠加态 BEC 体系的激子分量随时间演化的过程进行了数值模拟, 并在此基础上, 分析了环形微腔的半径与体系能容纳的涡旋叠加态花瓣数上限的联系, 给出了它们之间的拟合关系; 进一步地考虑一种复杂的情形, 即用多个环形泵浦约束微腔中的激子极化激元, 据此对这种情形下的物理过程进行了详尽的分析, 发现多环泵浦可以为微腔中激子极化激元 BEC 涡旋叠加态带来诸多改变, 使其分裂、演化出更多的传播模式.

本文的结构如下: 第 2 部分给出了选用的单分量 GP 方程模型, 以及泵浦激光的形式; 第 3 部分研究了微腔半径与能容纳的最大涡旋叠加态的关系, 并描述了其相关性; 第 4 部分给出了改变泵浦激光的构型而产生的多重、高阶激子极化激元涡旋叠加态结果分析; 第 5 部分给出了微腔半径和泵浦激光构型对激子极化激元体系演化影响的相关结论.

2 数值模型的建立

激子极化激元的产生基础是光子与半导体微腔中的电子-空穴对的耦合与激发, 对于激子极化激元的数值仿真, 主要研究对象是半导体微腔中受激电子-空穴对的叠加态及其演化特性. 基于此考虑选择单分量的 GP 方程模型^[27]:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(r) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{\text{ext}}(r) + g|\psi(r)|^2 + \frac{i}{2}(P(r) - \gamma - \eta|\psi(r)|^2) \right] \psi(r), \quad (1)$$

其中, 波函数 $\psi(r)$ 描述激子极化激元场; $V_{\text{ext}}(r)$ 为结构势垒, 表示玻色-爱因斯坦凝聚区域的势阱; $P(r)$ 为泵浦项; g 为激子极化激元间的非线性相互作用; γ 为系统损耗项; η 为激发饱和参数. 其中, $V_{\text{ext}}(r)$, $P(r)$, γ 的量纲为 meV, g 和 η 的量纲为 meV · m².

为了方便计算各系统参数对陀螺效应的影响, 建立 GP 方程的数值模型, 再根据此模型, 对激子极化激元在不同初值和边界条件下随时间演化的过程进行计算和研究. 下面对 (1) 式描述的方程做无量纲化处理, 这里将场函数写为 $\psi(r, \theta, t)$, 并对其他参数做代换如下:

$$\begin{aligned} r' &= \sqrt{\frac{m \cdot \text{meV}}{\hbar^2}} r, & \theta' &= \theta, \\ t' &= \frac{\text{meV}}{\hbar} t, & V' &= \frac{V}{\text{meV}}, \\ g' &= \frac{g}{\text{meV}}, & \gamma' &= \frac{\gamma}{\text{meV}}, \\ \eta' &= \frac{\eta}{\text{meV}}, & P' &= \frac{P}{\text{meV}}, \end{aligned} \quad (2)$$

注意到 (1) 式中

$$\nabla^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}, \quad (3)$$

将 (2) 式和 (3) 式代入 (1) 式后所得

$$\begin{aligned}
 & i \frac{\partial}{\partial t'} \psi'(r', \theta', t') \\
 &= \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{m}{\hbar^2} \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} + \frac{m}{\hbar^2} \frac{\partial^2}{\partial r'^2} + \frac{m}{\hbar^2} \frac{1}{r'^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta'^2} \right) \right. \\
 & \quad \left. + V'_{\text{ext}}(r') + g' |\psi'(r', \theta', t)|^2 \right. \\
 & \quad \left. + \frac{i}{2} (P'(r') - \gamma' - \eta' |\psi'(r', \theta', t)|^2) \right] \psi'(r', \theta', t') \\
 &= \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} + \frac{\partial^2}{\partial r'^2} + \frac{1}{r'^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta'^2} \right) \right. \\
 & \quad \left. + V'_{\text{ext}}(r') + g' |\psi'(r', \theta', t)|^2 \right. \\
 & \quad \left. + \frac{i}{2} (P'(r') - \gamma' - \eta' |\psi'(r', \theta', t)|^2) \right] \psi'(r', \theta', t') \\
 &= \left[-\frac{1}{2} \nabla'^2 + V'_{\text{ext}}(r') + g |\psi'(r', \theta', t)|^2 \right. \\
 & \quad \left. + \frac{i}{2} (P'(r') - \gamma' - \eta' |\psi'(r', \theta', t)|^2) \right] \psi'(r', \theta', t'), \quad (4)
 \end{aligned}$$

整理后可得

$$\begin{aligned}
 i \partial_t \psi &= \left[-\frac{1}{2} \nabla^2 + V + \frac{i}{2} (P(r) - \gamma) \right. \\
 & \quad \left. + \left(g - \frac{1}{2} \eta \right) |\psi|^2 \right] \psi. \quad (5)
 \end{aligned}$$

通过调整系统差分步长、系统仿真总时间可以控制计算精度和迭代速度; 通过调整泵浦光参数变量可以研究不同结构、不同强度的泵浦光对系统稳定性的重要影响. 这里由于在 (2) 式中对时间 t 进行了无量纲的代换处理, 因此在下文中时间 t 都带有一个 \hbar/meV 的量纲. 数值计算中的每个单位时刻代换到典型实验时间后为 $(1 \hbar/\text{meV})\text{s}$, 约等于 $6.5821 \times 10^{-13} \text{ s}$, 也即 $6.5821 \times 10^2 \text{ fs}$.

本文的计算采用环形激光对实验区域进行激发, 在环形激光泵浦激发的情形下, 用

$$P(r) = A \exp \left[-\left(\frac{r - r_0}{\omega_0} \right)^2 \right] \quad (6)$$

表示环状泵浦激光, 其中 r 为空间位置, r_0 为环的中心位置, ω_0 为环形泵浦的宽度, A 表示泵浦激光的光强.

涡旋叠加态是由具有相同轨道角动量量子数的正反涡旋叠加形成涡旋叠加态, 在谐振子系统中, 涡旋型的基态解形式是高斯型, 因此数值计算过程中, 选用如下形式的高斯型涡旋叠加态函数作为叠加态初始解^[24]:

$$\begin{aligned}
 \psi(x, y, 0) &= \frac{1}{\sqrt{\pi w}} \exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{2w^2} \right) \\
 & \quad \times \left[(x + iy)^l + (x - iy)^l \right], \quad (7)
 \end{aligned}$$

其中 w 表示初始波包的宽度, l 表示涡旋量子数, 根据 l 的不同取值可以构造出不同的涡旋叠加态, 所形成的涡旋叠加态呈相互对称的瓣状, 称为“叠加态花瓣”, 简称为“花瓣”. 产生的“花瓣”个数称为“花瓣数”, 花瓣数与涡旋量子数 l 有关, 为 $2l$.

3 微腔半径与叠加态花瓣数的关系

微腔的尺寸往往直接影响着集成器件的体积和功耗, 此外传播于微腔中的激子极化激元叠加态物质波的相干花瓣的数量与陀螺的精度和灵敏度息息相关, 而微腔的大小对这种相干花瓣的数量有着直接的影响. 考虑在微腔大小不变的情况下, 即计算区域一定, 通过改变体系的期望叠加态花瓣数, 分析体系的演化稳定性. 实验假设微腔区域为在二维平面上半径为 5 和 10 μm 的同心圆所构成的环形带, 分别取涡旋量子数 $l = 3, 5, 8$ 对激子极化激元体系的演化进行分析, 不同的涡旋量子数对体系总粒子数的影响如图 1(a) 所示.

根据计算结果发现, 计算时间 t 在 0—100 \hbar/meV 范围内, 当 l 取值为 3 和 5 时, 激子极化激元体系能演化至稳定状态, 即体系内的总粒子数不再发生变化; 当进一步增加 l , 取 $l = 8$ 时, 激子极化激元体系的总粒子数在短时间内达到稳定的基础上将会出现波动, 直到 100 \hbar/meV 时刻总粒子数也没有再次达到稳定. 分别取 $t = 100 \hbar/\text{meV}$ 时的计算结果作图分析, 3 种涡旋量子数对应的体系粒子数密度演化情况如图 1(b)—(d) 所示. 可以看出, 对应于涡旋量子数 $l = 3$ 和 $l = 5$ 时, 体系最终可以演化为花瓣状, 在粒子数密度分布图中清楚地分辨出有 6 个和 10 个花瓣; 但涡旋量子数 $l = 8$ 时, 粒子无序地分布在演化区域中, 此种情况下, 花瓣消失. 出现这种情况的原因在于, 在 (1) 式所描述的方程模型中泵浦项 $P(r)$ 和耗散项 γ 决定了系统最终是一种动态平衡, 其必然存在着一个涨落. 在选择了一定环形大小的情况下, “花瓣”数越多, 系统中某处微小的不平衡就会使整体的振荡变大, 导致系统各处非线性能量产生的涨落也变大, 进而影响了激子极化激元的稳定.

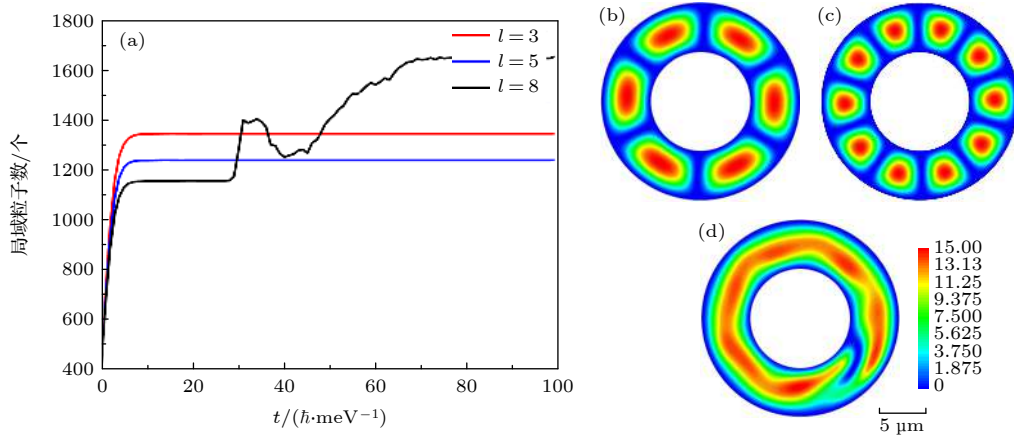


图 1 涡旋量子数 $l = 3, 5, 8$ 时的计算结果 (a) 激子极化激元体系在演化时间从 0 到 $100 \hbar/\text{meV}$ 的总粒子数变化图; (b), (c), (d) 涡旋量子数 $l = 3, 5, 8$ 时激子极化激元体系在 $t = 100 \hbar/\text{meV}$ 时的粒子数密度分布情况

Fig. 1. Calculated results of vortex quantum number $l = 3, 5, 8$: (a) Total particle number of exciton polariton system changes from 0 to $100 \hbar/\text{meV}$ in evolution time; (b), (c), (d) particle number density distribution of exciton polariton system at $t = 100 \hbar/\text{meV}$ with the vortex quantum number $l = 3, 5, 8$.

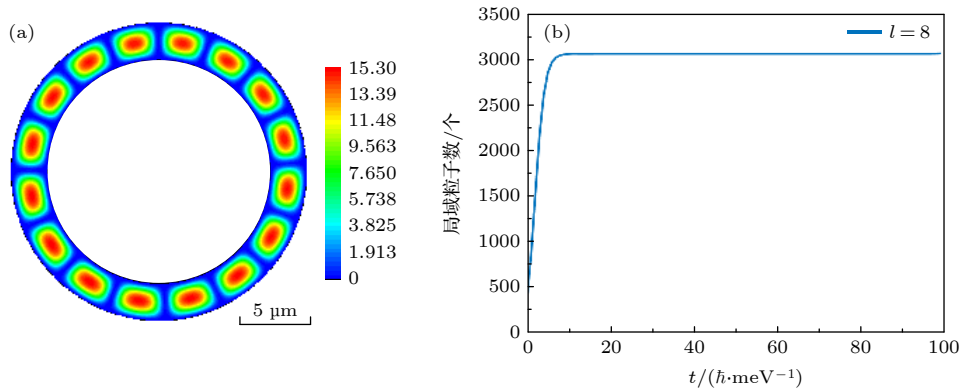


图 2 大半径下激子极化激元体系在 $l = 8$ 时的演化图像 (a) $t = 100 \hbar/\text{meV}$ 时, 体系的粒子数密度分布; (b) $t = 100 \hbar/\text{meV}$ 时刻之前体系总粒子数的演化情况

Fig. 2. Evolution image of the exciton polariton system with a large radius at $l = 8$: (a) Particle number density distribution of the system at $t = 100 \hbar/\text{meV}$; (b) evolution of the total particle number of the system before $t = 100 \hbar/\text{meV}$.

随后, 改变微腔的半径, 将环形微腔的区域从之前的 $5\text{--}10 \mu\text{m}$ 改为 $15\text{--}20 \mu\text{m}$ (下文称之为“大半径”模式). 在这种情况下, 微腔的宽度没有改变, 但环的半径增大. 如图 2 所示, 当涡旋量子数 $l = 8$ 时可以演化至稳定状态, 密度分布中出现了 $2l$ 即 16 个花瓣, 且体系的总粒子数密度曲线最终也保持稳定.

据此认为, 在增大环形微腔半径下, 环形微腔能够容纳的最大叠加态花瓣数也会随之增大. 也就是说, 激子极化激元体系能容纳的最大叠加态花瓣数与环形微腔的半径是正相关的. 为了进一步验证这个猜想, 在下面的计算中设置环形微腔的宽度为 $5 \mu\text{m}$ 保持不变, 不断改变环形微腔的内半径的大小, 计算得出在不同内半径大小的情况下, 激子极

化激元体系能够容纳的最大花瓣数, 具体结果如图 3 所示.

通过图 3(a) 的数据散点图及其拟合曲线可以清晰地看出, 在保持其余参数不变的情况下, 激子极化激元体系中能容纳的最大花瓣数与环形微腔的内半径是呈线性正相关的. 因此得出结论, 环形微腔在泵浦光的激发下能够产生涡旋叠加态的花瓣, 花瓣能够稳定存在, 但一定半径的环形微腔能够“容纳”的涡旋量子数是有限的, 当涡旋量子数过大时, 系统将会失稳, 无法支持形成稳定的花瓣; 但随着环形微腔半径的增大, 环形区域能容纳的激子极化激元体系的叠加态花瓣数也会增大, 激子极化激元体系中能容纳的最大花瓣数与环形微腔的内半径呈线性正相关关系. 而对应于量子涡旋陀螺

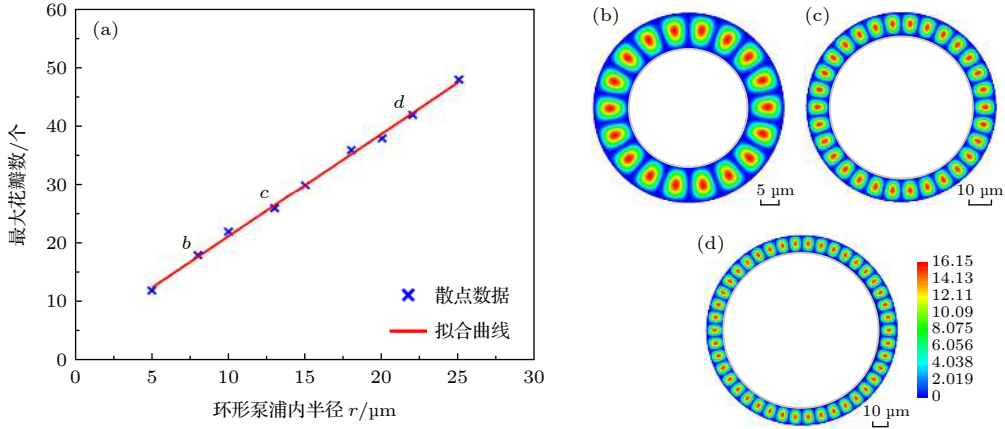


图3 在改变环形微腔半径后, 计算分析得到的对应体系下的最大承载花瓣数 (a) 环形泵浦半径与能容纳的最大花瓣数的关系, 环形微腔宽度统一为 $5 \mu\text{m}$, 横坐标是环形微腔的内半径, 纵坐标是能够容纳的最大花瓣数. 点 *b*, *c*, *d* 分别是图 (a) 中的 3 个取值点, 对应的环形微腔内半径分别为 $8, 15$ 和 $22 \mu\text{m}$. (b), (c), (d) 3 个取值点在演化时间 $t = 100 \hbar/\text{meV}$ 时的粒子数密度分布.

Fig. 3. After changing the radius of the annular microcavity, the calculated maximum number of bearing petals in the corresponding system. (a) Relationship between the annular pumping radius and the maximum number of petals that can be accommodated. The width of the annular microcavity is $5 \mu\text{m}$, the absciss is the inner radius of the annular microcavity, and the ordinate is the maximum number of petals that can be accommodated. Points *b*, *c* and *d* are the three value points in panel (a) respectively, which correspond to the radii of the annular microcavity of $8, 15$ and $22 \mu\text{m}$ respectively. (b), (c), (d) Particle number density distribution of the three value points at evolution time $t = 100 \hbar/\text{meV}$.

仪的实际应用场景, 这些包含着轨道相位信息的叠加态花瓣越多, 依赖于相位信息检测方法所测得的精度和灵敏度都将得到提高.

4 泵浦构型对激子极化激元体系演化的影响

在环形微腔中形成激子极化激元体系时, 一般采用泵浦光对系统全域提供能量, 但在实际情况中, 微腔中可能会通过构造掩膜的方式人为地构造出不同的环形微腔, 例如多个环带中的激子极化激元体系的演化, 以下面通过设置泵浦构型的方式来探究泵浦区域对体系的演化影响.

4.1 改变径向宽度后的单环泵浦对涡旋叠加态演化的影响

首先考虑到在实际演化中, 泵浦区域与实验区域不一定会严格匹配, 比如, 泵浦区域与实验区域存在偏心、泵浦区域不能完全覆盖实验区域等特殊情况, 这些在实际操作中是极有可能出现的. 这里对泵浦区域不能完全覆盖实验区域这种情况进行分析. 在数值计算中设置实验区域与之前不变, 仍为二维平面上 $5-10 \mu\text{m}$ 的环形区域, 环形泵浦区域从 $5 \mu\text{m}$ 开始, 泵浦宽度设为变量, 其余参数保持

不变, 以此来研究泵浦的径向宽度对激子极化激元体系演化的影响. 数值模拟发现, 当选择泵浦区域为 $5-7.5 \mu\text{m}$ 的情况时, 激子极化激元体系的演化会出现高阶花瓣态, 实验结果如图 4(d) 所示, 可以看出, 在径向方向上, 花瓣态一共出现了两层, 每层有 18 个花瓣, 花瓣数达到了此前演化稳态时的 3 倍.

对这种演化的过程进行分析, 在演化开始, 即 $t = 0 \hbar/\text{meV}$ 时 (图 4(a)), 体系为初始态; 当 $t = 60 \hbar/\text{meV}$ 时 (图 4(b)), 激子极化激元体系的演化与之前的稳态相比已经出现变化, 相较于图 4(a) 中花瓣数为 6 的初态, 这里的每个花瓣出现了分裂; 当 $t = 100 \hbar/\text{meV}$ 时 (图 4(c)), 内外层各 18 个花瓣都已出现雏形, 但每个花瓣的强度分布还没有演化稳定, 因此存在着强度上的差异; 随着体系的进一步演化, 当 $t = 160 \hbar/\text{meV}$ 时 (图 4(d)), 激子极化激元体系演化至稳态, 对比于图 1(b) 中花瓣数为 6 的稳态, 此时不仅出现了花瓣数高达 18 的高阶形态, 而且在径向方向上出现了两层激子极化激元的凝聚. 同时相较于图 4 中计算得出的数据, 在环形泵浦半径为 $5-10 \mu\text{m}$ 时, 体系能容纳的最大花瓣数仅为 12, 而这里的体系中稳定存在了 18 个花瓣, 这一发现对进一步提高环形微腔中的花瓣数提供了新的思路.

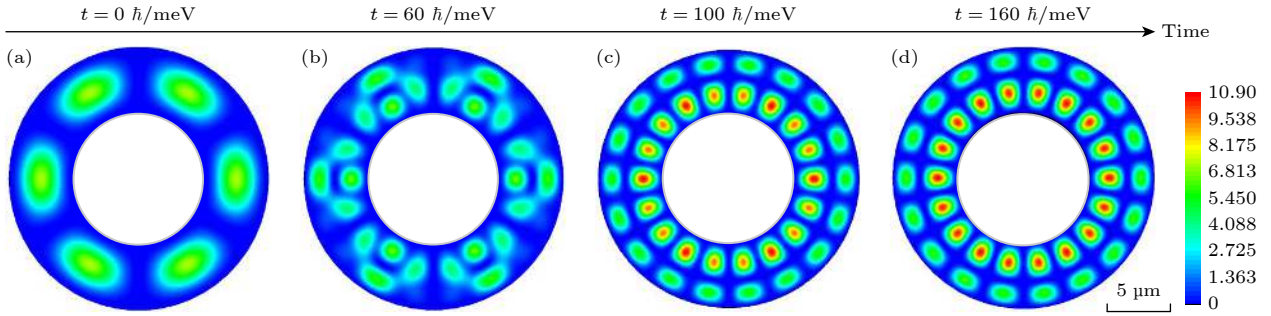


图 4 泵浦区域为 $5-7.5 \mu\text{m}$ 的单环泵浦下体系的演化过程, 即 (a) $t = 0 \text{ h/meV}$, (b) $t = 60 \text{ h/meV}$, (c) $t = 100 \text{ h/meV}$, (d) $t = 160 \text{ h/meV}$ 时体系的粒子数密度图

Fig. 4. Evolution of a single-loop pumping system with a pumping region of $5-7.5 \mu\text{m}$. Panels (a), (b), (c) and (d) correspond to the particle number density diagram of the system at $t = 0 \text{ h/meV}$, 60 h/meV , 100 h/meV and 160 h/meV , respectively.

4.2 基于多环泵浦的涡旋叠加态演化分析

下面在泵浦区域不连续情况下, 分析泵浦激光对体系演化的影响情况. 通过人为地构造出空白的泵浦间隙环带 (以下简称“空环带”) 来改变泵浦的区域, 以此来构造出所谓的双环泵浦、三环泵浦等. 比如, 在泵浦区域内构造出一个空环带, 即可构造出双环泵浦. 由此类推, 设置不同数量的空环带, 即可对泵浦区域进行构造, 以达到使用多环泵浦对实验区域进行演化分析的研究.

这里选取环形微腔的半径仍为二维平面上 $5-10 \mu\text{m}$ 的环形区域, 涡旋量子数取 $l = 3$, 其他参数与前述中的计算保持不变, 分别构造了单环、双环、三环和四环的泵浦区域对涡旋叠加态的演化进行分析, 实验中设定泵浦服从 (2) 式中的环形泵浦分布, 3 种泵浦的强度相同, 其余参数条件与图 1(b) 的计算条件相同, 计算得出的结果如图 5 所示.

由图 5 可以看出, 当设定不同环数泵浦区域进行计算时, 最终的演化稳态基本保持着 6 个花瓣数. 其中, 在双环泵浦情况下, 6 个花瓣内部各出现了两处密度极大值和两处密度极小值. 在三环泵浦和四环泵浦的情况下, 每个花瓣态按照径向分为了 3 个或者 4 个较小的花瓣态, 同一径向上的密度分布规律同单环下的计算结果类似.

对图 5 的结果分析发现, 双环泵浦下的激子场演化相较于其他 3 种泵浦有明显的差异, 此处产生的现象与 2014 年 Dreismann 等 [26] 的研究结论相似, Dreismann 等在双环泵浦下, 通过构造结构势垒, 将激子极化激元限制在微腔中并产生凝聚, 与本文类似的是, 实验观察到的激子极化激元凝聚发生在双环泵浦中间的空环带, 而本文计算中亦是在

空环带上发生了与施加泵浦的区域不同的现象. 因此下面对双环泵浦情况进行深入分析, 接下来改变泵浦区域的径向宽度, 即空环带的大小, 其余参数保持不变. 以计算区域径向中心为空环带径向中心, 不断改变空环带的径向宽度, 部分数值计算结果如图 6 所示.

由计算结果可以看出, 当空环带的宽度增加, 双环泵浦的宽度降低时, 如图 6(a) 所示, 激子场最终将演化为类似于三环泵浦的粒子数密度分布; 而当空环带的宽度降低, 双环泵浦的宽度增加时, 如图 6(c) 所示, 激子场最终的演化结果类似于单环泵浦下的粒子数密度分布, 推测是由于空环的宽度较低, 空环的出现相较于没有空环的情况接近, 最终的结果才会出现与单环泵浦类似的演化终态. 进一步分析发现, 图 6(a) 情况下的计算结果与 Dreismann 等 [26] 的研究更为类似: 即在双环泵浦下, 在空环带区域产生了激子极化激元凝聚. 而且与 Dreismann 等的研究不同的是, 本文的计算结果表明, 在双环泵浦的区域上也产生了激子极化激元的凝聚, 所以在径向上可以明显看到有 3 层“花瓣”的存在, 而 Dreismann 等的结果显示双环泵浦的区域中没有产生凝聚现象, 最终结果也只是在径向上显示了 1 层的凝聚现象. 此外, 图 6(b) 中的特殊演化模式的出现有很大的可能是环与环之间的物质波在径向发生了干涉, 形成了新的干涉极大区域, 从而出现了这种特殊的演化结果. 此处的计算结果显示, 双环泵浦之间的空环带宽度对这种演化模式的出现有着极大的影响, 除此以外, 使用的双环泵浦内外环泵浦宽度相同, 当设置内外环泵浦宽度不同时, 亦有可能对体系演化产生影响, 这种多参数影响下的演化结果还有待进一步的研究.

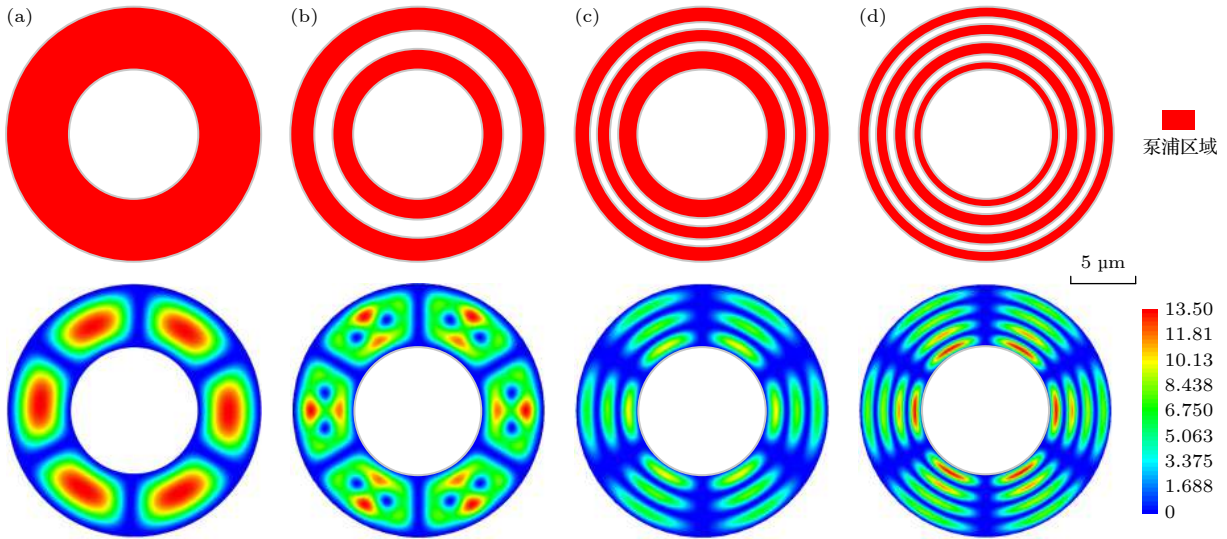


图 5 多环泵浦下的涡旋叠加态演化情况, 图 (a), (b), (c), (d) 分别表示单环、双环、三环、四环情况下的计算结果, 其中第一行为构造的多环泵浦区域示意图, 红色区域表示泵浦区域, 白色区域表示构造出的空环带; 第二行对应于多环泵浦下体系演化的粒子数密度分布, 取值时刻为 $t = 100 \hbar/\text{meV}$

Fig. 5. Evolution of vortex superposition state under multiloop pump. (a), (b), (c) and (d) show the calculation results of single-ring, double-ring, three-ring, and four-ring respectively. The first shows the schematic diagram of the multi-ring pumping region constructed, with the red region representing the pumping region and the white region representing the empty ring zone constructed. The second row corresponds to the particle number density distribution of the system evolution under the multi-loop pump, and the value time is $t = 100 \hbar/\text{meV}$.

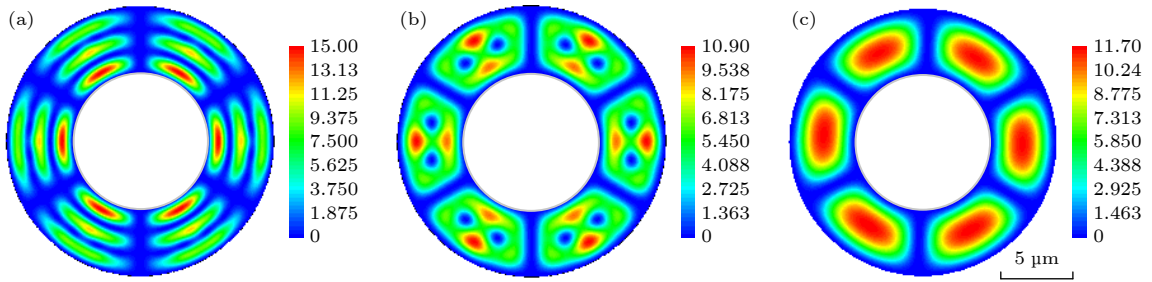


图 6 不同空环带宽度下双环泵浦时激子场演化的分析, 图 (a), (b), (c) 分别对应于空环带区域为 $6.6\text{--}8.4 \mu\text{m}$, $6.9\text{--}8.1 \mu\text{m}$ 和 $7.2\text{--}7.8 \mu\text{m}$ 时体系演化的粒子数密度分布, 取值时刻为 $t = 100 \hbar/\text{meV}$

Fig. 6. Analysis of the evolution of exciton field under double-ring pump with different void band widths. (a), (b) and (c) correspond to the particle number density distribution of the system evolution when the void band region is $6.6 - 8.4 \mu\text{m}$ and $7.2 - 7.8 \mu\text{m}$ respectively, and the value time is $t = 100 \hbar/\text{meV}$.

5 结 论

本文利用一个单分量的 GP 方程对环形微腔中的激子极化激元体系进行仿真计算, 分析数据发现, 在保证其他参数一定的情况下, 一定大小的环形微腔对激子极化激元叠加态花瓣的承载量是有限的, 强行让微腔承载较大的叠加态花瓣数只会使激子极化激元体系不能演化稳定; 而在增大环形微腔的半径后发现, 体系对叠加态的花瓣数的承载上限将得到提高. 多次计算取得大量数据后得出结论: 其他条件不变时, 大半径的环形微腔能够容纳

更多的叠加态花瓣, 能够承载的最大花瓣数与环形微腔半径成正比. 而这些叠加态花瓣包含着大量的密度以及相位信息, 依赖这些信息检测可以获得体系的外部运动信息. 因此, 更大的环形微腔半径能够产生更多的花瓣数, 更多的花瓣数代表着测量精度与灵敏度的提升; 但是微腔的半径越大, 所形成的器件体积也会越大, 由于体积的增大有可能进一步带来系统的失稳等, 因此实际运用中还将体积与精度之间选择合适的方案.

除以之外, 本文还分析了环形泵浦的构型对体系演化的影响. 计算发现, 在一定的径向宽度下

单环泵浦可以激发体系产生高阶的涡旋叠加态花瓣, 实验采用相同的微腔参数, 仅改变单环泵浦的径向宽度, 最终得到的花瓣数是未改变径向宽度前的 3 倍, 此种情况下的叠加态花瓣数不仅超出了之前计算得出的环形微腔在此半径下能容纳的最大花瓣数, 而且在径向上出现了多重花瓣组合, 这一发现对进一步提高环形微腔中的花瓣数提供了新的方向. 本文还构造了多环泵浦对环形微腔区域进行计算, 计算结果表明, 在三环、四环泵浦下, 体系的演化最终呈现出径向方向的多重花瓣态; 在双环泵浦下体系下改变空环宽度不仅可能会在空环带中出现新的激子极化激元凝聚, 而且有可能在原本的每个花瓣中出现新的涡旋态, 这些涡旋态对应的相位信息表明其也产生了激子极化激元的凝聚现象, 这些特殊的演化结果为新体制陀螺的研究开拓了新的方向.

参考文献

- [1] Hopfield J J 1958 *Phys. Rev.* **112** 1555
- [2] Hopfield J J, Thomas D G 1965 *Phys. Rev. Lett.* **15** 22
- [3] Khitrova G, Gibbs H M, Jahnke F, Kira M, Koch S W 1999 *Rev. Mod. Phys.* **71** 1591
- [4] Wouters M, Carusotto I 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 140402
- [5] Kéna-Cohen S, Maier S A, Bradley D D C 2013 *Adv. Opt. Mater.* **1** 827
- [6] Lidzey D G, Bradley D D C, Skolnick M S, Virgili T, Walker S, Whittaker D M 1998 *Nature* **395** 53
- [7] Weisbuch C, Nishioka M, Ishikawa A, Arakawa Y 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 3314
- [8] Su R, Ghosh S, Wang J, Liu S, Diederichs C, Liew T C H, Xiong Q 2020 *Nat. Phys.* **16** 301
- [9] Volkov V V, Oliver D J, Perry C C 2020 *Nat. Commun.* **11** 4908
- [10] Kéna-Cohen S, Forrest S R 2010 *Nat. Photonics* **4** 371
- [11] Xie W, Dong H, Zhang S, Sun L, Zhou W, Ling Y, Lu J, Shen X, Chen Z 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 166401
- [12] Daskalakis K S, Maier S A, Murray R, Kéna-Cohen S 2014 *Nat. Mater.* **13** 271
- [13] Su R, Diederichs C, Wang J, Liew T C H, Zhao J, Liu S, Xu W, Chen Z, Xiong Q 2017 *Nano Lett.* **17** 3982
- [14] Su R, Wang J, Zhao J, Xing J, Zhao W, Diederichs C, Liew T, Xiong Q 2018 *Sci. Adv.* **4** 0244
- [15] Dusel M, Betzold S, Egorov O A, Klembt S, Ohmer J, Fischer U, Höfling S, Schneider C 2020 *Nat. Commun.* **11** 2863
- [16] Christopoulos S, von Hogersthal G B, Grundy A J, Lagoudakis P G, Kavokin A V, Baumberg J J, Christmann G, Butte R, Feltn E, Carlin J F, Grandjean N 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 126405
- [17] Ren J, Liao Q, Huang H, Li Y, Gao T, Ma X, Schumacher S, Yao J, Bai S, Fu H 2020 *Nano Lett.* **20** 7550
- [18] Hu J, Kim S, Schneider C, Höfling S, Deng H 2020 *Phys. Rev. Appl.* **14** 044001
- [19] Maître A, Lerario G, Medeiros A, Claude F, Glorieux Q, Giacobino E, Pigeon S, Bramati A 2020 *Phys. Rev. X* **10** 041028
- [20] Alperin S N, Berloff N G 2021 *Optica* **8** 301
- [21] Wang J, Xu H, Su R, Peng Y, Wu J, Liew T C H, Xiong Q 2021 *Light Sci. Appl.* **10** 45
- [22] Berger B, Schmidt D, Ma X, Schumacher S, Schneider C, Höfling S, Aßmann M 2020 *Phys. Rev. B* **101** 245309
- [23] Ren Y *Chinese Patent* 2016103181578 [2019-2-1] (in Chinese) [任元 中国专利 2016103181578 [2019-2-1]]
- [24] Chen H J, Ren Y, Wang H, Tang G Z, Liu T 2019 *J. At. Mol. Phys.* **36** 290 (in Chinese) [陈海军, 任元, 王华, 汤国志, 刘通 2019 原子与分子物理学报 **36** 290]
- [25] Wu H, Ren Y, Liu T, Wang Y Q, Xing C Y 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 230303 (in Chinese) [吴昊, 任元, 刘通, 王元钦, 荆朝洋 2020 物理学报 **69** 230303]
- [26] Dreismann A, Cristofolini P, Balili R, Christmann G, Pinsker F, Berloff N G, Hatzopoulos Z, Savvidis P G, Baumberg J J 2014 *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **111** 8770
- [27] Zhang Y Y 2009 *Ph. D. Dissertation* (Nanjing: Nanjing University) (in Chinese) [张用友 2009 博士学位论文 (南京: 南京大学)]

Analysis for vortex superposition state evolution of microcavity exciton polariton excited by ring-shaped pump*

Xiong Zhen-Yu¹⁾²⁾ Cai Yuan-Wen¹⁾ Wu Hao¹⁾³⁾ Liu Tong¹⁾³⁾
Liu Zheng-Liang¹⁾²⁾ Ren Yuan^{1)2)3)†}

1) (*Department of Aerospace Science and Technology, Space Engineering University, Beijing 101400, China*)

2) (*Laboratory of Quantum Detection & Awareness, Space Engineering University, Beijing 101400, China*)

3) (*State Key Laboratory for Laser Propulsion and its Applications, Space Engineering University, Beijing 101400, China*)

(Received 24 May 2021; revised manuscript received 12 August 2021)

Abstract

Owing to its light effective mass, polariton can easily realize Bose-Einstein condensates (BEC) and can also produce gyro effect under external drive. Therefore, it has a promising application prospect. Based on the Gross-Pitaevskii equation, the evolution of the exciton polaron BEC system in the annular microcavity is studied. Two key parameters affecting the characteristics of the exciton polaron system, namely the size of the microcavity and the configuration of the ring-shaped pumped beam, are investigated. The size of microcavity often directly affects the volume and power consumption of integrated devices. In addition, the number of coherent petals of exciton polariton superposition state matter wave propagated in microcavity is closely related to the precision and sensitivity of gyro, and the size of microcavity has a direct effect on the number of coherent petals. At the same time, whether the pumping region is continuous or not also has a key effect on the evolution of the system, and different pump configurations will affect the evolutions of the system. We find that in the microcavity radius on a micron scale, the annular microcavity can excite the petal of vortex superposition state when pumped by pumping light, and the petals can be stable, but circular cavity with a certain radius can “accommodate” a limited vortex quantum number, when vortex quantum number is too large, the system will be unstable and unable to support the formation of stable petals. However, with the increase of the radius of the annular microcavity, the superposition petal number of the exciton polariton system contained in the annular region will also increase, and the maximum petal number contained in the exciton polariton system has a positive linear correlation with the inner radius of the annular microcavity. At the same time, we find that when the pump laser configuration is changed, the system will evolve into a special form of steady state. The calculation results show that when microcavity parameters are the same but for only changing the radial width of single pump, the number of petals obtained is three times that before changing the radial width. In such a case, the number of superposition petals not only exceeds the previously calculated maximum number of petals accommodated by the annular cavity under the radius but also there appear the multiple petals combined radially. Under the double-ring pump system, changing the width of the hollow ring may produce not only the new exciton polariton condensation in the hollow ring, but also vortex states in the original petal. Under each of the three-ring and four-ring pumping condition, the evolution of the system finally presents a multi-petal state in the radial direction. Because these vortex superposition states contain the information about the density and the phase, it has important guiding significance for designing the new system of gyroscope. Therefore, these special evolutionary results open a new direction for studying the new system gyroscope.

Keywords: quantum vortex gyroscope, exciton polaron, superposition vortex states, ring-shaped pump

PACS: 03.75.Lm, 03.75.Nt, 05.30.Jp

DOI: 10.7498/aps.70.20210971

* Project supported by the Program for National Defense Science and Technology Innovation Special Zone of China, the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11772001, 61805283), and the Youth Top-Notch Talent Support Program of Beijing, China (Grant No. 2017000026833ZK23).

† Corresponding author. E-mail: renyuan_823@aliyun.com