



## 旋转二维激子极化激元凝聚涡旋叠加态的动力学特性

吴昊 任元 刘通 王元钦 邢朝洋

Rotational dynamics characteristics of planar superimposed vortices of exciton polariton condensates

Wu Hao Ren Yuan Liu Tong Wang Yuan-Qin Xing Chao-Yang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 230303 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20200697

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200697>

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

双分子链中非线性多激子态的动力学研究

Theoretical study of nonlinear multi-exciton dynamics in coupled molecular chains

物理学报. 2020, 69(19): 197301 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200104>

基于双层阿基米德螺线的表面等离激元涡旋产生方法

Generation of surface plasmon vortices based on double-layer Archimedes spirals

物理学报. 2019, 68(23): 234201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190747>

多个子玻色-爱因斯坦凝聚气体膨胀叠加形成的量子涡旋现象研究

Quantum vortex phenomenon of many sub-Bose-Einstein condensations formed by expansion and superposition

物理学报. 2018, 67(1): 010501 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171708>

二维极化激元学近场研究进展

Recent progress of near-field studies of two-dimensional polaritonics

物理学报. 2019, 68(11): 110701 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190341>

WS<sub>2</sub>与WSe<sub>2</sub>单层膜中的A激子及其自旋动力学特性研究

Dynamics of A-exciton and spin relaxation in WS<sub>2</sub> and WSe<sub>2</sub> monolayer

物理学报. 2019, 68(1): 017201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181769>

D + DBr反应的态-态动力学研究

State-to-state dynamics of D + DBr reaction

物理学报. 2020, 69(11): 113401 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200321>

# 旋转二维激子极化激元凝聚涡旋叠加态的动力学特性\*

吴昊<sup>1)</sup> 任元<sup>1)†</sup> 刘通<sup>1)</sup> 王元钦<sup>2)</sup> 刑朝洋<sup>3)</sup>

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, 激光推进及其应用国家重点实验室, 北京 101400)

3) (北京航天控制仪器研究所, 北京 100094)

(2020年5月11日收到; 2020年7月14日收到修改稿)

研究了二维激子极化激元凝聚正反涡旋叠加态在半导体微腔极化激元波色爱因斯坦凝聚 (Bose-Einstein condensate, BEC) 体系旋转情形下的稳定性和动力学特性. 在体系旋转情形下对单分量 Gross-Pitaevskii 方程进行重构, 利用四阶龙格库塔方法和时域有限差分方法构建数值模型. 利用实时演化方法研究在体系旋转的情况下, 不同拓扑荷数的正反涡旋叠加态的实时演化过程及稳态局域粒子数和体系旋转角速率之间的关系. 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. 研究表明, 半导体微腔极化激元 BEC 体系的旋转速率对激子极化激元凝聚叠加态的演化过程及其动力学特性有重要影响.

**关键词:** 量子涡旋陀螺仪, 激子极化激元, 涡旋叠加态, 旋转动力学

**PACS:** 03.75.Lm, 03.75.Kk, 05.30.Jp

**DOI:** 10.7498/aps.69.20200697

## 1 引言

对于激子极化激元, 尤其是对于微腔激子极化激元的研究, 近来发展十分迅速<sup>[1-7]</sup>. 微腔激子极化激元是一种光激发, 是部分腔光子和部分量子阱激子的量子态. 半导体平板微腔引入, 实现了实验上对激子极化激元的反交叉色散行为的观测<sup>[8,9]</sup>. 观测结果表明, 色散曲线在零波失附近区域有一个明显的下陷, 这表明微腔激子极化激元的有效质量非常轻, 很容易实现玻色-爱因斯坦凝聚 (Bose-Einstein condensate, BEC). 而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, 尤其是近年来人们发现半

导体微腔中的激子极化激元凝聚体系 (exciton-polariton condensates) 有望在室温下实现 BEC<sup>[10-13]</sup>, 更给 BEC 的应用从实验室走向工程实践提供了可能. 而激子极化激元凝聚体系中自发及可操控的量子化涡旋可用于量子导航、量子计算、量子传输等诸多领域, 具有十分广阔的研究价值<sup>[14-21]</sup>.

其中, 基于激子极化激元 BEC 量子化涡旋构建波-粒涡旋陀螺仪在量子导航领域有极大的潜在应用价值. 基于此, 本文提出了实现以 BEC 中量子化涡旋叠加态的 Sagnac 干涉效应为基础的波-粒涡旋陀螺仪的科学设想<sup>[22]</sup>. 本质上波-粒涡旋陀螺是一种量子涡旋陀螺, 它利用光与物质相互作用形成的涡旋叠加态作为陀螺效应产生的载体. 而实现这一科学设想的首要前提是对 BEC 中涡旋叠加

\* 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](mailto:renyuan_823@aliyun.com)

态的陀螺效应加以验证, 因此本文对旋转状态下激子极化激元 BEC 中涡旋叠加态的动力学特性进行了研究.

BEC 量子化涡旋的存在形式有单个涡旋, 涡旋阵列和正反涡旋叠加态. 涡旋叠加态是由具有相同拓扑荷数量子数的正反涡旋叠加形成涡旋叠加态. 2012 年 Thanvanthri 等<sup>[23]</sup>研究了基于原子 BEC 的正反涡旋叠加态在超稳物质波陀螺中的应用, 并首次提出了涡旋干涉陀螺的概念. 2015 年, Padhi 等<sup>[24]</sup>研究了激子极化激元凝聚体系中单涡旋在旋转参考系中形成涡旋阵列中涡旋个数随体系参数的变化规律. 2016 年, Dai 等<sup>[19]</sup>进一步研究了扁平势和无序势中涡旋叠加态的稳态结构及其 Sagnac 效应, 理论阐明了涡旋干涉陀螺中 Sagnac 干涉相位, 拓扑荷数量子数和半导体微腔 BEC 体系旋转角速率三者之间的关系. 在此基础上, 2018 年, 任元等<sup>[25]</sup>通过数值计算的方法初步验证了在量子涡旋陀螺应用场景下 BEC 单支涡旋的动力学特性. 由于波-粒涡旋陀螺是一个崭新的前沿性概念, 因此对于其陀螺效应的实现载体——激子极化激元涡旋叠加态的旋转动力学特性的研究很少, 且人们并未给出涡旋叠加态的演化规律与体系旋转速率间的关系, 也未深入探讨体系旋转角速率、涡旋拓扑荷数与涡旋叠加态的瞬时角速率之间的关系, 而上述问题正是实现波粒涡旋陀螺所必须解决的基础性理论问题.

针对上述问题, 本文利用 Runge-Kutta 有限差分方法求解耗散体系的单分量 Gross-Pitaevskii (GP) 方程, 研究了处于无序势中的二维激子极化激元凝聚正反涡旋叠加态在半导体微腔 BEC 体系旋转情形下的稳定性和动力学特性. 通过引入具有时间分量的旋转坐标系, 对 GP 方程进行重构, 得到具有科里奥利项的刻画旋转状态的 GP 方程. 利用四阶龙格库塔方法 (Runge-Kutta method) 和时域有限差分方法 (finite difference time domain method, FDTD) 构建数值模型. 利用实时演化方法研究在半导体微腔 BEC 体系旋转的情况下, 不同拓扑荷数的正反涡旋叠加态的实时演化过程及稳态局域激子极化激元粒子数和半导体微腔 BEC 体系旋转角速率之间的关系. 研究了涡旋叠加态激发区域的旋转速率与半导体微腔 BEC 体系旋转速率的关系, 并给出了半导体微腔 BEC 体系的旋转速率对涡旋叠加态相位稳定性的影响. 研究

表明, 半导体微腔 BEC 体系的旋转速率对体系的演化过程和动力学特性有重要影响. 这对于构建极化激元凝聚系统以及后续开发相关陀螺仪设备有重要的理论指导意义.

本文的结构安排如下: 第 2 节给出了描述旋转情形下耗散体系的无量纲化形式的 GP 方程, 局域激子极化激元粒子数, 涡旋叠加态场分布, 相位分的数值计算方法; 第 3 节讨论了正反涡旋叠加态的演化过程与体系会旋转角速率的一系列关系; 第 4 节讨论了体系转速在超过  $10^7$  rad/s 量级时体系涡旋叠加态无法保持稳定这一现象在机理层面的探究; 第 5 节给出了半导体微腔 BEC 体系的旋转速率对极化基元 BEC 体系的演化过程和动力学特性的重要影响的相关结论.

## 2 理论与数值模型建立

单分量模型是直接以下支激子极化激元为研究对象的, 适合于非共振激发, 并探讨激子极化激元的 Bose-Einstein 凝聚<sup>[26]</sup>. 考虑单分量模型:

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

其中,  $\psi(r)$  是所研究的下支激子极化激元场,  $P(r)$  是恒定的外加激励项 (泵浦项),  $g$  为激子极化激元间的非线性相互作用,  $V(r)$  是物理场所感受到的结构势阱,  $\gamma$  是体系的耗散参数,  $\eta$  是衡量体系饱和的参数, 该方程也称为 GP 方程, 是描述 Bose 物理场的主要手段. 这是由于 Bose 体系一般是多粒子体系, 在含有相互作用的情况下, 严格的全量子方法难以求解. 上面所述 GP 方程需要有非零的初始物理场条件. 其中, 位置  $r$  可以表示为  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ . 本文研究了将整个体系放置在绕体系几何中心匀速旋转的空间中, 涡旋叠加态的演化特性. 为得到可以描述当整个体系处于非惯性空间、围绕激发区域几何中心匀速旋转的情况下, 体系演化的 GP 方程, 需要对 (1) 式进行变换. 此时, 将  $x, y$  用旋转坐标系表示<sup>[27]</sup>, 即

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\Omega t) & \sin(\Omega t) \\ -\sin(\Omega t) & \cos(\Omega t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}. \quad (2)$$

这样, 将  $x', y'$  代入 (1) 式, 通过计算, 可以得到体系以  $\Omega$  为角速率旋转情形下的 GP 方程:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi = \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{\partial^2}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2}{\partial y'^2} \right) + V + g|\psi|^2 + \frac{i}{2} (P - \gamma + \eta|\psi|^2) \right] \psi + i\Omega \left( x' \frac{\partial}{\partial y'} - y' \frac{\partial}{\partial x'} \right) \psi. \quad (3)$$

对 (3) 式进行无量纲处理, 可以得到

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi = \left( -\frac{1}{2} \nabla^2 + V + g|\psi|^2 \right) \psi$$

$$+ \frac{i}{2} (P - \gamma + \eta|\psi|^2) \psi + i\Omega \frac{\partial}{\partial \varphi} \psi. \quad (4)$$

由于使用的数值模型是基于柱坐标系的, 因此使用了如下变换关系:

$$\partial_\varphi \sim x' \partial_{y'} - y' \partial_{x'}. \quad (5)$$

对于柱坐标系下的拉普拉斯算符  $\nabla^2$ , 数值模型中将其用差分形式改写, 其中角向与径向分量分别用  $\rho, \varphi$  表示, 具体的差分形式是:

$$\begin{pmatrix} \partial_{\rho_1}^2 \\ \partial_{\rho_2}^2 \\ \partial_{\rho_3}^2 \\ \partial_{\rho_4}^2 \\ \partial_{\rho_5}^2 \\ \vdots \\ \partial_{\rho_{NR}}^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -30 & 16 & 1 & & & & \\ 16 & -30 & 16 & \ddots & & & \\ 1 & 16 & -30 & \ddots & & & \\ & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & & \\ & & & & & 1 & \\ & & & & & 16 & \\ 1 & 16 & -30 & & & & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{\rho_1, \varphi} \\ \psi_{\rho_2, \varphi} \\ \psi_{\rho_3, \varphi} \\ \psi_{\rho_4, \varphi} \\ \psi_{\rho_5, \varphi} \\ \vdots \\ \psi_{\rho_{NR}, \varphi} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

$$\begin{pmatrix} \partial_{\varphi_1}^2 \\ \partial_{\varphi_2}^2 \\ \partial_{\varphi_3}^2 \\ \partial_{\varphi_4}^2 \\ \vdots \\ \partial_{\varphi_{NA}}^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} & 8 & -1 & & & & \\ -8 & & 8 & -1 & & & \\ 1 & -8 & & \ddots & \ddots & & \\ & 1 & & \ddots & & -1 & \\ & & & & & 8 & \\ 1 & -8 & & & & & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{\rho, \varphi_1} \\ \psi_{\rho, \varphi_2} \\ \psi_{\rho, \varphi_3} \\ \psi_{\rho, \varphi_4} \\ \vdots \\ \psi_{\rho, \varphi_{NA}} \end{pmatrix}. \quad (7)$$

类似地, 用矩阵的形式将对应于  $\frac{\partial}{\partial \varphi}$  的一阶差分  $\frac{\psi_{\rho, \varphi_{i+1}} - \psi_{\rho, \varphi_{i-1}}}{2DA}$  表达出来 ( $DA$  为角度分量的格点间距):

$$\begin{pmatrix} \partial_{\varphi_1} \\ \partial_{\varphi_2} \\ \vdots \\ \partial_{\varphi_{NA}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} & -1 & & & \\ 1 & & \ddots & & \\ & \ddots & & & -1 \\ & & & & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{\rho, \varphi_1} \\ \psi_{\rho, \varphi_2} \\ \vdots \\ \psi_{\rho, \varphi_{NA}} \end{pmatrix}. \quad (8)$$

由此可以构建基于四阶龙格库塔方法的 GP 方程的差分形式, 即可以对以转速为  $\Omega$  旋转的体系的涡旋叠加态的场分布、相位分布和局域粒子总数的含时演化特性进行分析。

### 3 涡旋叠加态在旋转状态下的动力学演化特性

研究激子极化激元凝聚体系中涡旋叠加态的

陀螺效应的前提在于分析非惯性系下体系的动力学特性. 简化模型起见, 考虑涡旋叠加态体系围绕其圆心做匀速旋转的情形, 如图 1 所示. 此时, 以拓扑荷数为  $\pm l$  的双支涡旋的涡旋叠加态作为

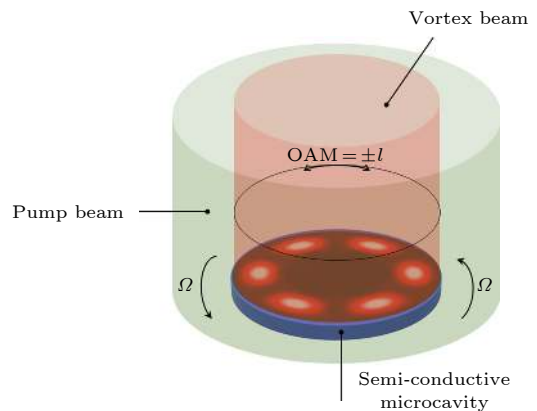


图 1 旋转状态下的激子极化激元涡旋叠加态体系  
Fig. 1. System of exciton polariton condensates on the rotational state.

GP 方程中激子场分布  $\psi_X(r, t)$  的初始解. 因此在含时演化的  $t = 0\hbar/\text{meV}$  时刻 (下文中时刻  $t$  的单位均为  $\hbar/\text{meV}$ ) 微腔中存在相干叠加图样 (图样呈现花瓣状, 后文简称这种干涉图样为“干涉花瓣”, 用以描述激子场的分布) 为  $2l$  的“涡旋叠加态解”. 通过参数的改变, 研究“涡旋叠加态解”随时间演化的动力学特性.

### 3.1 体系旋转对涡旋叠加态激子场密度分布的影响

首先考虑拓扑荷数分别为  $\pm 2$  的双支涡旋的叠加情形. 双支涡旋在半导体微腔中发生干涉, 形成关于圆心对称的 4 个花瓣状自发辐射场分布极大值区域. 现令  $\Omega' = 3.81 \times 10^{10} \Omega \text{ rad/s}$ , 其中  $\Omega'$  为体系的旋转角速率, 而  $\Omega$  为其无量纲形式, 本文中体系的旋转角速率均由无量纲的  $\Omega$  给出. 图 2(a) 为  $\Omega = 0$  即体系静止时, 当涡旋叠加态演化至稳态时的激子场分布, 可以发现, 在双涡旋的干涉效应下, 激子场分布在  $\varphi = \pm 45^\circ$  和  $\varphi = \pm 135^\circ$  位置出现 4 个极大区域. 如果使激子极化激元体系处于角速率  $\Omega$  约为  $4.0 \times 10^{-7}$ ,  $8.0 \times 10^{-7}$  和  $1.2 \times 10^{-6}$

的旋转状态下, 则体系的演化状态则会发生很大改变. 从图 2(b)—图 2(d) 的激子场分布可以发现, 体系的旋转影响了涡旋叠加态的干涉效应, 随着旋转角速率的增大, 双涡旋的干涉作用变弱, 而整个势阱内被激发的粒子数却不断增大, 导致干涉相干与相消位置区域连通, 干涉花瓣逐渐模糊.

旋转速率与激子极化激元涡旋叠加态的演化速率以及稳态时的局域激子极化激元粒子数有密切关联. 双涡旋的拓扑荷数取  $l = \pm 2$ , 旋转角速率分别为  $(\Omega_1, \dots, \Omega_k, \dots, \Omega_9) = (1.0 \times 10^{-5}, \dots, k \times 10^{-5}, \dots, 9.0 \times 10^{-5})$ , 可以得到一组激子极化激元体系的含时演化局域激子极化激元粒子数曲线. 首先, 图 3(a), (b) 反映了  $\Omega_1 = 1.0 \times 10^{-5}$  和  $\Omega_9 = 9.0 \times 10^{-5}$  时, 局域激子极化激元粒子数处于  $t = 80\hbar/\text{meV}$  时刻的稳态时, 激子极化激元涡旋叠加态的相位分布. 相位突变处为涡旋产生处, 当转动角速率较小 ( $\Omega_1 = 1.0 \times 10^{-5}$ ) 时, 相位突变发生于  $\varphi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$  和  $270^\circ$  处, 而当转动角速率较大 ( $\Omega_9 = 9.0 \times 10^{-5}$ ) 时, 体系中的涡旋发生分裂, 稳定的涡旋叠加态无法存在, 即双涡旋干涉现象逐渐消失, 激子场联通成一个环状.

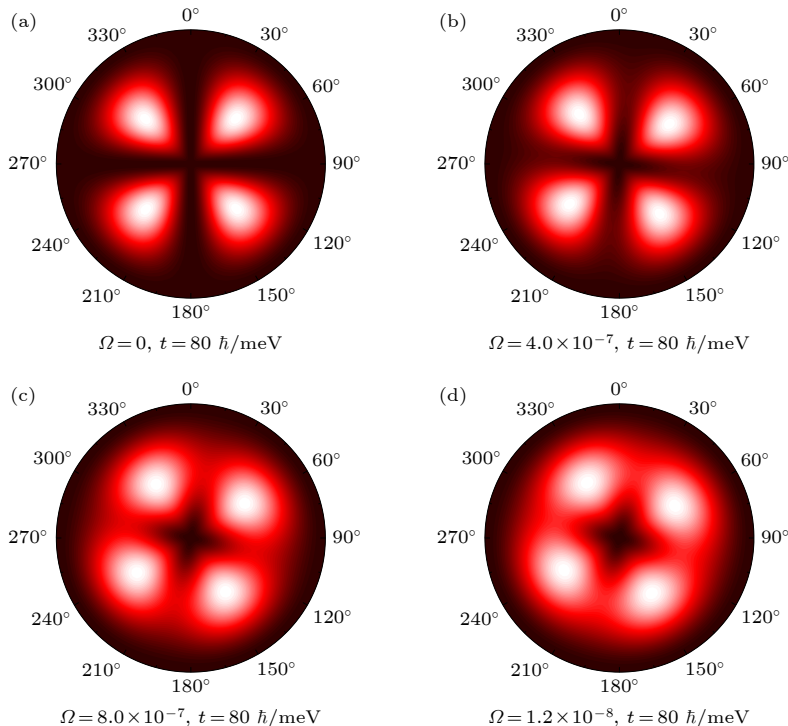


图 2  $l = \pm 2$  时不同旋转角速率对激发场分布的影响 (a)  $\Omega = 0$ ,  $t = 80\hbar/\text{meV}$ ; (b)  $\Omega = 4.0 \times 10^{-7}$ ,  $t = 80\hbar/\text{meV}$ ; (c)  $\Omega = 8.0 \times 10^{-7}$ ,  $t = 80\hbar/\text{meV}$ ; (d)  $\Omega = 1.2 \times 10^{-6}$ ,  $t = 80\hbar/\text{meV}$

Fig. 2. Effects of different angular velocities of the rotation on the exciton field when  $l = \pm 2$ : (a)  $\Omega = 0$ ,  $t = 80\hbar/\text{meV}$ ; (b)  $\Omega = 4.0 \times 10^{-7}$ ,  $t = 80\hbar/\text{meV}$ ; (c)  $\Omega = 8.0 \times 10^{-7}$ ,  $t = 80\hbar/\text{meV}$ ; (d)  $\Omega = 1.2 \times 10^{-6}$ ,  $t = 80\hbar/\text{meV}$ .

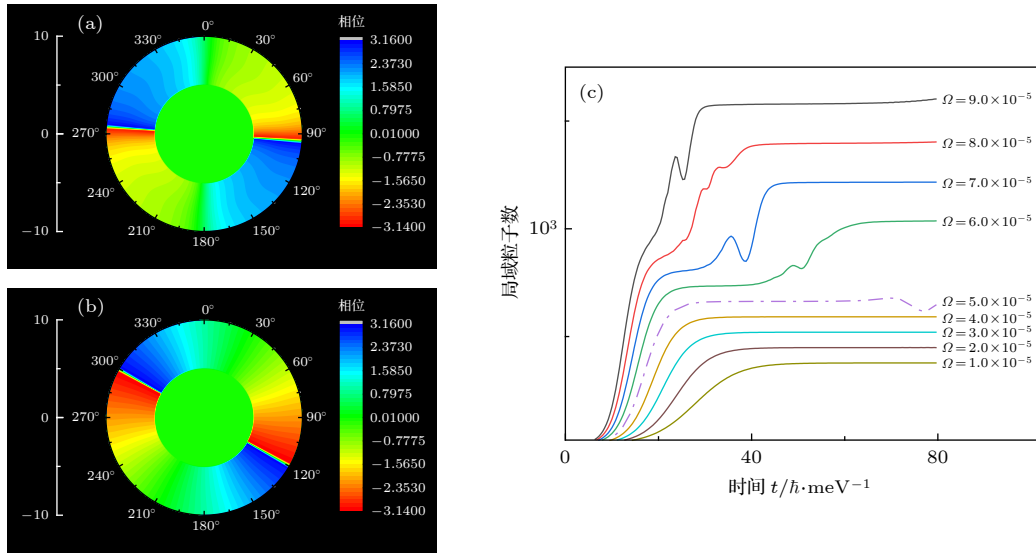


图3 转动角速率与涡旋叠加态演化的关系 (a) 当  $\Omega_1 = 1.0 \times 10^{-5}$ ,  $t = 80\hbar/\text{meV}$  时, 激子极化激元涡旋叠加态的相位分布; (b) 当  $\Omega_9 = 9.0 \times 10^{-5}$ ,  $t = 80\hbar/\text{meV}$  时, 激子极化激元涡旋叠加态的相位分布; (c) 当体系处于不同转速时激发区域内局域粒子数随时间的变化

Fig. 3. The relationship between angular velocities of the rotation and the evolution of superposition state of vortices: (a) The phase distribution of the superposition state of exciton polariton vortices when  $\Omega_1 = 1.0 \times 10^{-5}$  and  $t = 80\hbar/\text{meV}$ ; (b) the phase distribution of superposition state of exciton polariton vortices when  $\Omega_9 = 9.0 \times 10^{-5}$  and  $t = 80\hbar/\text{meV}$ ; (c) the description curve of the relationship between time and quasi-particle number on various speeds of rotation of the system.

又如图 3(c) 所示, 进一步通过对局域激子极化激元粒子数随时间变化的关系可以发现, 当旋转角速率增大, 激子极化基元体系的含时演化速率也会增大, 旋转速率与激子极化激元体系达到稳态所需时间负相关. 而在泵浦光形式、化学势和能量一定的情况下, 体系旋转速率越高, 激子场密度越大, 这说明旋转会促进激子极化激元的激发, 使稳态时体系的局域极化激元粒子数大大增加. 转动角速率越大, 涡旋叠加态越容易在更短的时间内达到稳态. 这可能是因为转动破坏了原有的涡旋叠加态结构, 使大涡旋裂化为更小的涡旋, 这一过程促使光-激子场能量耦合增强. 而在其他参数一定的情况下, 体系旋转速率越高, 激子场密度越大, 这说明体系旋转会促进激子极化激元的激发, 使稳态时局域极化激元粒子数增加, 且当旋转角速率小于  $\Omega_5 = 5.0 \times 10^{-5}$  时, 激子极化激元体系能够在相对久的时间内维持弱平衡状态, 局域激子极化激元粒子数随时间的涨落是非常微幅的. 而当旋转速率超过  $\Omega_6 = 6.0 \times 10^{-5}$  时, 涡旋叠加态体系局域激子极化激元粒子数会迅速饱和, 此后粒子数会随时间变化发生明显的涨落, 这表明激子极化激元涡旋叠加态体系在较高的旋转速率情形下难以维持长久的平衡状态.

在较小的转动角速率情况下, 局域粒子数不随

时间产生明显的涨落, 但涡旋叠加态的干涉位置依旧会随时间发生变化. 以旋转角速率  $\Omega = 9.0 \times 10^{-7}$ 、拓扑荷数  $l = \pm 2$  和泵浦光为半径  $600\mu\text{m}$  的高斯光束为计算条件, 研究处于  $\rho \in (5, 10)\mu\text{m}$  的环状无序势阱中涡旋叠加态干涉花瓣位置随时间变化的情况. 如图 4, 依次是  $t$  为 0, 15, 30, 45, 60,  $75\hbar/\text{meV}$  时刻涡旋叠加态的激子场分布情况. 可以发现如下规律:

- 1) 干涉极大区域在  $\rho$  方向的分布不随时间推移而变化, 此处干涉极大区域 (花瓣中心位置) 在演化过程中始终位于  $\rho = 7.5\mu\text{m}$  处;
- 2) 随时间推移, 二维空间中的激子极化激元向环状无序势阱中心集中, 干涉区域随时间演化局域激子极化激元粒子数不断增加, 而势阱外区域的场密度分布不断下降, 至稳态时降为零;
- 3) 干涉花瓣在一段时间内维持初始位置, 在一定时刻后开始旋转, 且旋转方向在每一时刻都保持一致.

### 3.2 体系旋转速率与涡旋叠加态旋转速率的关系

由 3.1 节所述现象之三 (干涉花瓣在一段时间内维持初始位置, 在一定时刻后开始旋转, 且旋转方向在每一时刻都保持一致) 可以引申出一组研究:

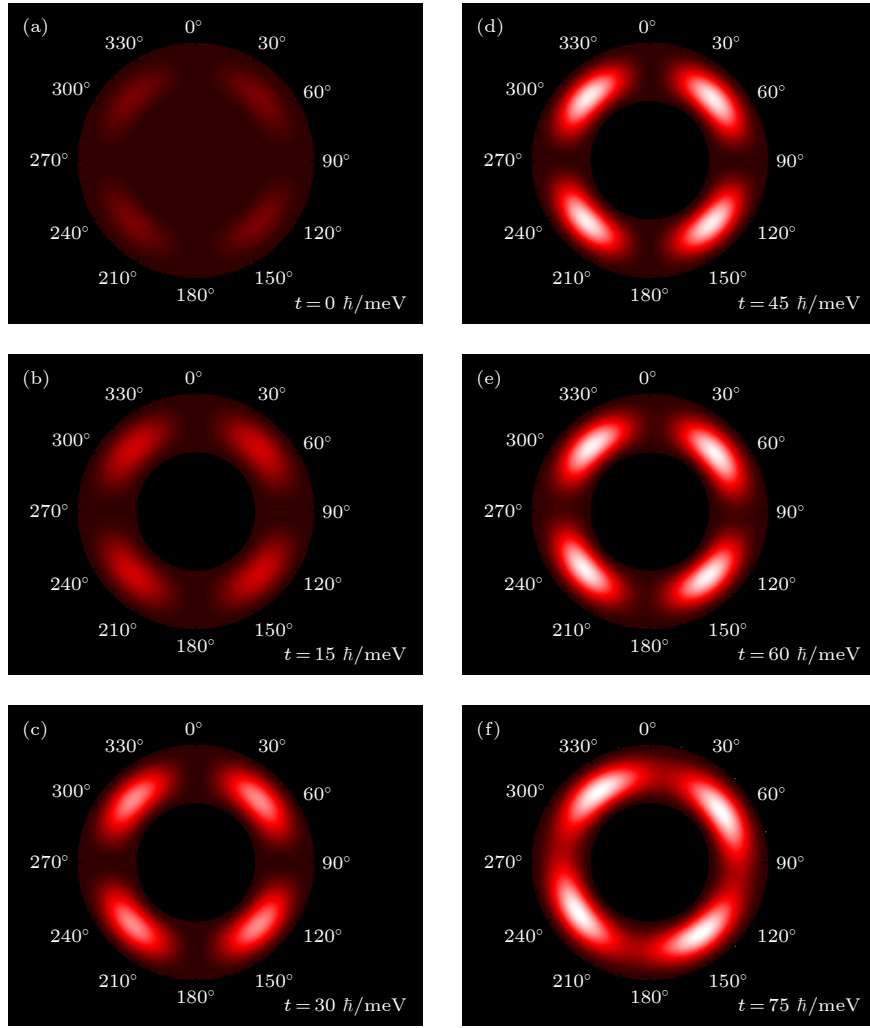


图4 旋转状态下不同时刻的激子场分布 (a)  $t = 0\hbar/\text{meV}$ ; (b)  $t = 15\hbar/\text{meV}$ ; (c)  $t = 30\hbar/\text{meV}$ ; (d)  $t = 45\hbar/\text{meV}$ ; (e)  $t = 60\hbar/\text{meV}$ ; (f)  $t = 75\hbar/\text{meV}$

Fig. 4. The exciton field distribution at different moments in the rotational state: (a)  $t = 0\hbar/\text{meV}$ ; (b)  $t = 15\hbar/\text{meV}$ ; (c)  $t = 30\hbar/\text{meV}$ ; (d)  $t = 45\hbar/\text{meV}$ ; (e)  $t = 60\hbar/\text{meV}$ ; (f)  $t = 75\hbar/\text{meV}$ .

涡旋叠加态干涉花瓣的转动角速率是否与体系转速相关. 为降低计算误差, 使用高阶激发, 取拓扑荷数  $l = \pm 6$ , 计算了  $\Omega = 2.0 \times 10^{-7}$ ,  $4.0 \times 10^{-7}$ ,  $8.0 \times 10^{-7}$ . 记涡旋叠加态干涉花瓣的瞬时角速率为  $\Omega_{\text{vortex}}$ . 图 5(a) 所描述的为体系角速率  $\Omega = 2.0 \times 10^{-7}$  时,  $t = 0\hbar/\text{meV}$  时刻和  $t = 100\hbar/\text{meV}$  时刻涡旋叠加态干涉花瓣的位置对比, 而图 5(b) 所描述的为体系角速率  $\Omega = 8.0 \times 10^{-7}$  时,  $t = 0\hbar/\text{meV}$  时刻和  $t = 100\hbar/\text{meV}$  时刻涡旋叠加态干涉花瓣的位置对比. 在  $\Omega = 8.0 \times 10^{-7}$  时,  $t = 100\hbar/\text{meV}$  时刻的干涉花瓣相对于初态旋转了更多的角度, 这一点可以在“花瓣晕影”的空间分布上得到体现.

由于当  $t \geq 200\hbar/\text{meV}$  时体系完全失稳而失去研究意义, 因此计算的演化时间限定在  $200\hbar/\text{meV}$

以内. 图 5(c) 反映了三种不同旋转角速率下, 涡旋叠加态在演化过程的各时刻的瞬时旋转角速率. 计算表明, 涡旋叠加态从初态到一个中间态的过程中, 干涉花瓣的转动角速率为零. 从该中间态开始, 干涉花瓣开始随体系转动而转动, 且  $\Omega_{\text{vortex}}$  的总体趋势是逐渐增大的. 体系旋转角速率  $\Omega$  越大, 则涡旋叠加态干涉花瓣越早开始旋转, 且  $\Omega_{\text{vortex}}$  的增速越快. 而这一过程也与图 4 中的计算结果相吻合.

### 3.3 体系旋转对不同拓扑荷数涡旋叠加态的影响

最后, 本文研究了体系旋转角速率对不同拓扑荷数的涡旋叠加态的影响. 利用寻找干涉极大区域的中心位置的方法, 可以找出始末时刻“花瓣解”极大值的位置, 从而测算出体系在经历了一段时间

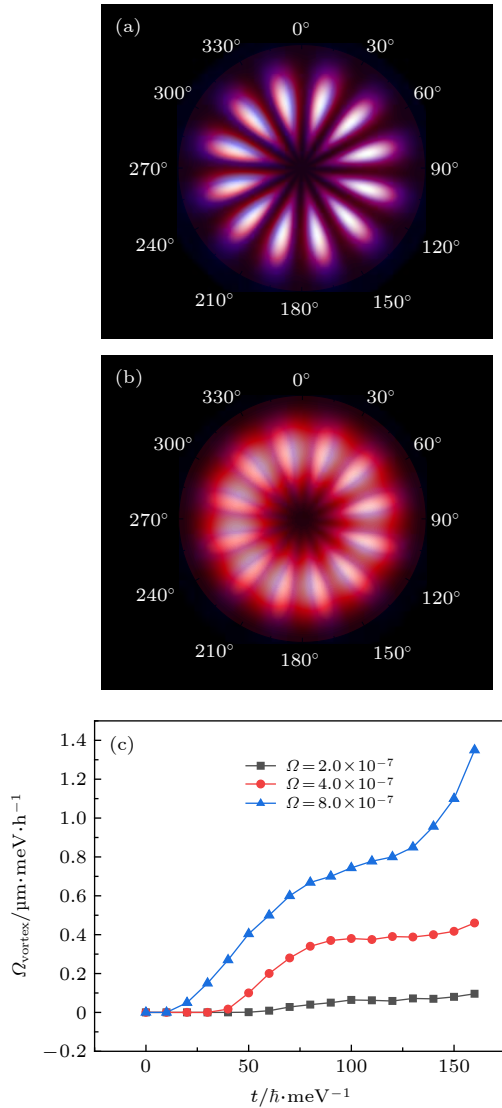


图5 激子极化激元涡旋叠加态瞬时转动角速率与体系转速的关系

Fig. 5. The relationship between the instantaneous angular rate of the superposition state of exciton polariton vortices and the rotate speed of the system.

的旋转后, 激子极化激元涡旋叠加态旋转的角度. 图 6(a) 反映了当体系旋转角速率  $\Omega \in (2.0 \times 10^{-7}, 1.0 \times 10^{-6})$  时, 在  $t = 80\hbar/\text{meV}$  时刻, 拓扑荷数分别为  $l = \pm 4$  和  $l = \pm 12$  的涡旋叠加态相对于初态转过的角度. 如前文所得出的结论, 体系转速越高, 到达稳态时涡旋叠加态相较于初态转过的角度就越大. 当  $l = \pm 4$  时, 涡旋叠加态最终转动了  $14.1^\circ$ , 而  $l = \pm 12$  时涡旋叠加态最终转动了  $8.3^\circ$ . 显然, 拓扑荷数越大, 其涡旋叠加态的位置受体系转动影响越小. 图 6(b) 给出了不同拓扑荷数情况下, 体系旋转角速率对演化过程产生的影响, 其 Y 轴表示体系到达稳态所需的时间. 可见, 一定体

系转速情况下, 涡旋叠加态拓扑荷数与其容易受激发的程度成反比, 因此可以推测, 当拓扑荷数较大时涡旋叠加态更易因体系的旋转而过度激发, 从而失稳. 相反地, 拓扑荷数越小, 涡旋叠加态在旋转状态下的稳定性越好. 这种稳定性来源于相位分布的稳定性, 也即是涡旋的稳定性. 当拓扑荷数足够大时, 涡旋相对更容易被破坏并分裂, 这就表现为体系容易被激发达到饱和状态.

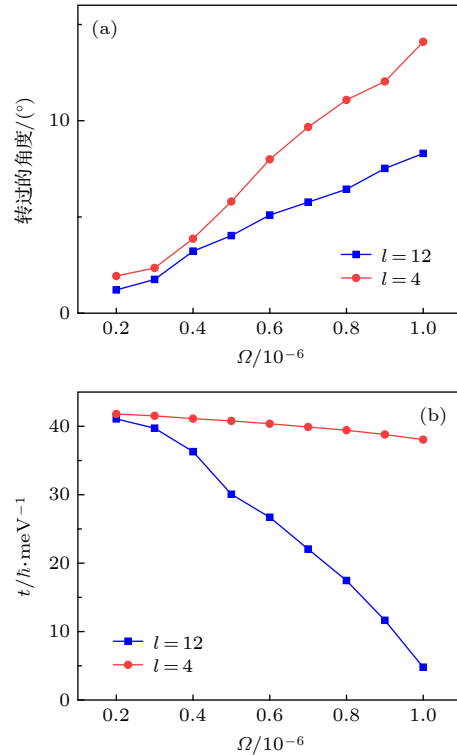


图6 转动角速率对不同拓扑荷数激子极化激元涡旋叠加态的影响 (a) 体系旋转角速率  $\Omega \in (2.0 \times 10^{-7}, 1.0 \times 10^{-6})$ ,  $t = 80\hbar/\text{meV}$  时刻, 拓扑荷数分别为  $l = \pm 4$  和  $l = \pm 12$  的涡旋叠加态相对于初态转过的角度; (b) 不同拓扑荷数情况下, 体系旋转角速率对演化过程产生的影响

Fig. 6. Effects of the angular velocities on the superposition state of exciton polariton vortices with different topological charge number: (a) Angle of rotation of superposition state vortices to the initial state at the moment of  $t = 80\hbar/\text{meV}$  with different topological charge of  $l = \pm 4$  and  $l = \pm 12$  in the angular rate range of  $\Omega \in (2.0 \times 10^{-7}, 1.0 \times 10^{-6})$ ; (b) effect of the system angular rate on the evolution process with different topological charges.

## 4 讨论

当  $\Omega$  小于  $10^{-7}$  数量级时, 若泵浦强度、体系耗散  $\gamma$ 、环形无序势阱  $V_{\text{ext}}$  和衡量饱和参数  $\mu$  选取得当, 则涡旋叠加态会保持长时间的稳态, 即粒子总数的涨落处于微幅区间中, 涡旋叠加态干涉位置不

随时间改变. 而激子极化激元凝聚的超流特性也从理论上支撑在惯性系中“干涉花瓣”不随体系转动而发生偏转的设想. 然而种种计算表明当体系旋转角速率  $\Omega$  大于  $10^{-7}$  数量级时, 涡旋叠加态的演化终究会导致激子极化激元干涉图样发生偏转. 可能的解释是, 弱平衡下的激子极化激元体系经过足够长时间的演化, 其初始的涡旋结构会被破坏掉, 而涡旋结构的分裂会导致干涉作用渐渐不明显, 最后激子场均匀分布于环形无序势阱中, 为化学势与泵浦光所束缚. 而体系转动加速了涡旋结构裂化衰减的过程, 半导体微腔的材料特性, 如无序性和一些晶格特性, 使得涡旋结构的裂化沿着旋转的切线方向进行, 从而导致在有限的计算时间内就发现了干涉图样的旋转.

## 5 结 论

研究表明, 半导体微腔的旋转速率对激子极化激元涡旋叠加态的演化过程及其动力学特性有重要影响. 微腔的旋转会加快激子极化激元涡旋叠加态的演化速度, 显著提升结构势阱中激子场密度分布. 过快的旋转角速率会破坏激子极化激元凝聚体系的激发-耗散平衡, 使体系中的局域激子极化激元粒子数发生大幅涨落, 进而破坏原有的涡旋结构, 导致涡旋叠加态失稳. 研究表明, 处于旋转状态下的激子极化激元凝聚体系, 其涡旋叠加态并非从初始态起就跟随半导体微腔一同旋转, 而是在演化至结构势阱中场密度分布趋于饱和后才开始发生旋转, 且涡旋叠加态的转动速率会不断增加, 而这种增加与体系转速是正相关的. 研究表明, 不同拓扑荷数的涡旋叠加态, 演化特性受体系旋转的影响不同, 高拓扑荷数涡旋叠加态的旋转效应明显弱于低拓扑荷数的情形, 拓扑荷数越高涡旋叠加态随体系旋转的现象越不明显. 然而, 相同体系转速情况下高拓扑荷数涡旋叠加态的演化速度明显大于低拓扑荷数的情形, 具有高不稳定性. 而当体系的转速  $\omega \leq 10^3$  rad/s 量级时, 激子极化激元涡旋叠加态会在旋转的体系中保持长时间的稳定且几乎不随体系发生转动, 这就意味着在绝大多数的量子涡旋陀

螺仪的使用场景中, 叠加态涡旋都具备陀螺效应.

## 参考文献

- [1] Zhang Y Y, Zou B 2012 *Phys. Lett. A* **376** 3332
- [2] Shelykh I A, Rubo Y G, Kavokin A V 2007 *Superlattices Microstruct.* **41** 313
- [3] Abdalla A S, Bingsuo Z, Ren Y, Liu T, Zhang Y Y 2018 *Opt. Express* **26** 22273
- [4] Liu N 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 013402 (in Chinese) [刘妮 2013 物理学报 **62** 013402]
- [5] Zhang Y Y, Jin G J 2009 *Physics* **38** 536 (in Chinese) [张用友, 金国钧 2009 物理 **38** 536]
- [6] Liu W K, An Y W, Lin S M, Zhang C S, Zhang C N 2005 *Acta Photon. Sin.* **34** 793 (in Chinese) [刘文楷, 安艳伟, 林世鸣 2005 光子学报 **34** 793]
- [7] Liu W K, Lin S M, An Y W 2004 *J. Semicond.* **025** 1319
- [8] Lidzey D G, Bradley D D C, Skolnick M S, Virgili T, Walker S, Whittaker D M 1998 *Nature* **395** 53
- [9] Kéna-Cohen S, Davanço M, Forrest S R 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 116401
- [10] Kéna-Cohen S, Forrest S R 2010 *Nat. Photonics* **4** 371
- [11] Das A, Heo J, Jankowski M, Guo W, Zhang L, Deng H 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 227
- [12] Daskalakis K S, Maier S A, Murray R, S KénaCohen 2014 *Nat. Mater.* **13** 271
- [13] Plumhof J D, Stöferle T, Mai L, Scherf U, Mahrt R F 2014 *Nat. Mater.* **13** 247
- [14] Gao T, Estrecho E, Bliokh K Y, Liew T C H, Fraser M D, Brodbeck S 2015 *Nature* **526** 554
- [15] Khan S, Türeci H E 2016 *Phys. Rev. A* **94** 053856
- [16] Ma X, Berger B, Assmann M, Driben R, Meier T, Schneider C 2020 *Nat. Commun.* **11** 897
- [17] Ma X K, Schumacher S 2017 *Phys. Rev. B* **95** 235301
- [18] Chen T W, Hsieh W F, Cheng S C 2014 *Frontiers in Optics* 2014 Tucson, Arizona United States, October 19–23, 2014 pFW5C.4
- [19] Iii F I M, Dowling J P, Dai W, Byrnes T 2015 *Phys. Rev. A* **93** 053603
- [20] Kwon M S, Oh B Y, Gong S H, Kim J H, Kang H K, Kang S 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 045302
- [21] Zambon N C, St-Jean P, Lemaître A, Harouri A, Gratiet L L, Sagnes I 2018 *Opt. Lett.* **44** 4531
- [22] Ren Y *Chinese Patent* 2016103181578 [2019-2-1] (in Chinese) [任元 中国专利 2016103181578 [2019-2-1]]
- [23] Thanvanthri S, Kapalek K T, Dowling J P 2012 *J. Mod. Opt.* **59** 1180
- [24] Padhi B, Duboscq R, Niranjana A, Soni R 2015 *Eur. Phys. J. B* **88** 1
- [25] Chen H J, Ren Y, Wang H 2019 *J. At. Mol. Phys.* **36** 124 (in Chinese) [陈海军, 任元, 王华 2019 原子与分子物理学报 **36** 124]
- [26] 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)]
- [27] Kartashov Y V, Zezyulin D A 2019 *Opt. Lett.* **44** 4805

# Rotational dynamics characteristics of planar superimposed vortices of exciton polariton condensates\*

Wu Hao<sup>1)</sup> Ren Yuan<sup>1)†</sup> Liu Tong<sup>1)</sup> Wang Yuan-Qin<sup>2)</sup> Xing Chao-Yang<sup>3)</sup>

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

2) (*State Key Laboratory for Laser Propulsion and Its Applications, University of Space Engineering, Beijing 101400, China*)

3) (*Beijing Institute of Aerospace Control Instruments, Beijing 100094, China*)

( Received 11 May 2020; revised manuscript received 14 July 2020 )

## Abstract

The gyroscope established on quantization vortices formed from exciton-polariton Bose-Einstein condensate has important potential applications in the field of quantum guidance. Thus, we assume a concept of quantum gyroscope based on Sagnac effect of the superposition states of quantum vortices existing in exciton-polariton condensates. To study the gyroscopic effect of superimposed vortices, which is the core issue of the project, it is essential to study the dynamic characteristics in the case of system rotating. Therefore, in this paper, the stability and dynamics of positive-negative vortex superposed states of two-dimensional exciton-polariton condensate in the disordered potential are studied under the rotation of the semiconductor microcavity, thereby laying a foundation for studying the gyroscopic effect of the superposed state of exciton-polariton condensates in the semiconductor microcavity. On the basis of reconstructing the mono-component Gross-Pitaevskii equation under the rotational situation, a numerical model with Coriolis items is constructed by the Runge-Kutta method and the finite difference time domain method, which is capable of depicting the rotation of the system. Moreover, the real-time evolution process of positive-negative vortex superposed states with different topological charges and the relationship between the number of steady-state local particles and the angular speed of the rotation of semiconductor microcavity are investigated by the real-time evolution method when the semiconductor microcavity is rotated. In the meantime, the relationship between the rotation speed in the excitation of vortex superposed states and the rotation speed of the semiconductor microcavity is also studied in the presence of the influence of the rotation speed of the semiconductor microcavity on the phase stability of vortex superposed states. According to the study, the rotation speed of the semiconductor microcavity has a significant influence on the evolution process and dynamic characteristics of vortex superposed states of exciton-polariton condensates. The rotation of the exciton-polariton system will accelerate the evolution of superimposed vortices, and overly rapid rotary rate will signalize the fluctuation of the local particle number thus the system unstability occurs. Moreover, along with the system rotation, the exciton-polariton superimposed vortices begin to rotate when the evolution approaches to saturation. It is noticeable that the angular acceleration of superimposed vortices is positively associated with the system rotary rate. Further, the topological charge has a significant influence on the rotation rate of excitation region of superposition state of vortices that it rotates more slowly when the topological charge increases but lower evolution stability simultaneously. These findings possess important guiding significance for establishing the quantum gyroscope in the future.

**Keywords:** quantum vortex gyroscope, exciton polariton, superposition state of vortices, rotational dynamics

**PACS:** 03.75.Lm, 03.75.Kk, 05.30.Jp

**DOI:** 10.7498/aps.69.20200697

\* 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](mailto:renyuan_823@aliyun.com)