物理学报 Acta Physica Sinica

Chinese Physical Society

Institute of Physics, CAS

开放式法布里-珀罗光学微腔中光与单量子系统的相互作用

裴思辉　宋子旋　林星　方伟

Interaction between light and single quantum-emitter in open Fabry-Perot microcavity

Pei Si-Hui　Song Zi-Xuan　Lin Xing　Fang Wei

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 71, 060201 (2022)　DOI: 10.7498/aps.71.20211970

在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.71.20211970

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

物 理 学 报 *Acta Phys. Sin.* Vol. 71, No. 6 (2022) 060201

专题: 固态单量子体系的调控与应用

开放式法布里-珀罗光学微腔中光与单量子系统的相互作用*

裴思辉 1)# 宋子旋 2)# 林星 2)† 方伟 1)‡

1) (浙江大学光电科学与工程学院, 现代光学仪器国家重点实验室, 杭州 310058)

2) (浙江大学信息与电子工程学院, 杭州 310058)

(2021 年 10 月 23 日收到; 2021 年 11 月 26 日收到修改稿)

光与物质相互作用的过程具有丰富的物理内涵, 不仅有助于理解光的本质, 更可以提供一种有效操控物质的手段. 开放式光学微腔具有光场强局域性、频率域和空间域的可调谐性以及光纤可集成性等特点, 为研究微腔内的光与物质相互作用提供了一个理想平台. 本文首先介绍基于开放式法布里-珀罗微腔的腔量子电动力学系统的基本特性, 然后介绍开放式法布里-珀罗微腔结构的制备方法, 进而从弱耦合、强耦合和差发射体三方面着重介绍近年来开放式微腔与固态单量子系统相互作用的研究工作, 最后进行了总结与展望.

关键词: 法布里-珀罗微腔, 开放腔, 固态单量子体系, 腔量子电动力学

PACS: 02.10.Yn, 33.15.Vb, 98.52.Cf, 78.47.dc **DOI:** 10.7498/aps.71.20211970

1 引 言

腔量子电动力学 (cavity quantum electrodynamics, CQED) 研究的是光学腔内光与物质的相互作用. 由于对光场存在三维约束, 光学腔内部电磁场的态密度分布与自由空间中不同. 当光学腔的尺寸与波长的量级相同时, 腔内电磁场态密度的分布会变得离散化、集中化, 从而使谐振模场与物质相互作用得到大幅加强. 根据微腔内光场与物质相互作用的强弱, CQED 又可以分为弱耦合领域和强耦合领域 [1,2]. Purcell 效应是弱耦合领域的典型代表 [3], 即与腔模产生共振的二能级系统 (two-level system, TLS) 的自发辐射速率会得到提升. 该效应在高效率单光子源 [4,5]、极低阈值激光 [6]、高速光调制器或高频光信号发生器 [7,8] 等领域有广泛的应用. 在强耦合领域, 主要现象为腔内光子与 TLS 之间不断交换能量并形成一种被称为极化基元的量子态, 在光谱上表现为明显的劈裂峰, 即拉比劈裂. 强耦合的典型例子包括原子-原子纠缠系统 [9]、极化基元激光器 [10]、光阻塞器件 [11] 等, 有望应用于量子信息和量子计算上.

常见的基于电介质的光学微腔分为法布里-珀罗 (Fabry-Perot, FP) 微腔、光子晶体微腔、回音壁谐振腔 [1] 等. 这 3 种微腔中, 回音壁谐振腔拥有最高的品质因子 (quality factor), 但一般模式体积 (V) 较大且较难实现光场的有效耦合输出; 光子晶体微腔具有最小的 V, 但实现单个 TLS 与微腔的有效耦合的制备工艺较为繁复; FP 微腔虽不具最佳的 Q 值或 V, 但其近高斯模式的光场输出能

* 国家重点研发计划 (批准号: 2018YFB2200404)、国家自然科学基金 (批准号: 62035013, 61635009, 62075192) 和中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: 2021QNA5006).

\# 同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: lxing@zju.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: wfang08@zju.edu.cn

够实现与光纤的高效耦合, 为器件的应用提供了极大的便利. 因此涉及 FP 微腔——从封闭式微柱腔到开放式 FP 微腔——与单个固态量子系统及原子相互作用的相关研究受到广泛青睐.

构建一个良好的 CQED 系统的关键在于实现腔和量子体系的相互作用的最大化, 即将单量子体系与某一腔模共振, 同时将该单量子体系置于该模式的光场极强处. 为了实现这一个目标, 往往需要对单量子体系进行精确定位然后套刻微腔结构、或将微腔结构制备好后再精确转移单量子系统 (需要利用复杂微纳制备或操控的技术手段), 并结合温度、电场、磁场、应力场等辅助方法实现频率调谐功能, 实验要求非常高. 相对而言, 开放式可调 FP 微腔[12,13] 仅需通过对端镜位置的控制, 即可实现单量子体系与腔场在空间位置及频率上的重合, 从而简化了微腔制备要求. 基于其强大的可调节性、优质的光场输出与收集及便捷的制备工艺等独特优点, 开放式 FP 腔成为 CQED 研究领域的有力工具.

本文总结了近些年开放式 FP 腔及其在 CQED 领域的研究进展, 首先介绍开放式 FP 微腔系统的基本性质、微腔的结构和制备方法, 继而从弱耦合、强耦合以及差发射体区域 (bad-emitter regime)[14] 三方面分别介绍开放式 FP 微腔与固态单量子体系的相互作用及其应用, 最后对 CQED 领域进行展望.

2 开放式 FP 微腔系统的基本性质

开放式 FP 微腔一般是指由两面相互独立的反射镜构成的光学微腔. 通过对其中一面反射镜的控制, 腔模光场的空间位置及谐振频率能被精确调节, 实现某一 TLS 与微腔的有效耦合. 而对反射镜进行大范围扫描, 则可实现谐振腔分别与不同的 TLS 的耦合. 因此开放式 FP 微腔为 CQED 研究带来了很大便利.

2.1 开放式微腔的基本参数

本节主要介绍与 CQED 密切相关的 3 个微腔的基本参数, 即品质因子 Q、精细度 F 与模式体积 V.

微腔 Q 值是反映腔内存储能量时间长短的参数. Q 值可定义为

$$Q=2\pi\frac{E}{TP}=\omega\frac{E}{P}=\omega\tau_{\mathrm{R}}, \tag{1}$$

式中, E 为储存在腔内的总能量, P 为单位时间内能量的平均损耗量, T 是电磁场谐振周期, ω 是腔共振所对应的角频率, τ_{R} 是腔内光子平均寿命. 由 (1) 式可以看出, 对于特定共振频率的腔, Q 值越大, 腔内光子寿命越长, 腔内光子与物质相互作用时间越长. 因此, 高 Q 值对增强腔与物质相互作用非常重要. 在实验测量中, Q 值一般可以通过探测微腔的共振谱半高全宽 $\Delta\upsilon_{\mathrm{FWHM}}$ 获得, 两者满足以下关系[2]:

$$Q=\frac{\upsilon}{\Delta\upsilon_{\mathrm{FWHM}}}, \tag{2}$$

其中, υ 是腔的共振频率. Q 值通常通过减小腔镜表面缺陷、增大腔镜反射率的方式以实现更小的腔镜散射和透射损耗来提高, 同时可以通过增大腔长来提升. 在腔镜上镀金属膜或者多层 DBR 结构可提高腔镜反射率, 这一部分将会在后续章节 (3.2.4 节) 进行阐述.

精细度 F 是与 Q 值类似的参数, 但其与腔长无关, 能够更精确地反映腔内损耗情况. F 数定义为光学谐振腔中自由光谱范围 υ_{f} (即相邻纵模之间的频率间隔) 与 $\Delta\upsilon_{\mathrm{FWHM}}$ 的比值, 即[2]:

$$F=\frac{\upsilon_{\mathrm{f}}}{\Delta\upsilon_{\mathrm{FWHM}}}, \tag{3}$$

在不考虑反射镜相移的平面 FP 腔中有[2]: $\upsilon=m\upsilon_{\mathrm{f}}$, $\upsilon_{\mathrm{f}}=\dfrac{c}{2n_{\mathrm{r}}L}, \upsilon=\dfrac{c}{\lambda}$, 其中 m 为纵模阶数, c 为真空中光速, n_{r} 为腔内介质折射率, L 为光学腔长, λ 为真空中波长, 则有

$$F=Q\frac{\upsilon_{\mathrm{f}}}{\upsilon}=\frac{Q}{m}=\frac{Q\lambda}{2n_{\mathrm{r}}L}. \tag{4}$$

模式体积 V 是影响微腔与物质相互作用强度的另一个重要参数, 其定义为[15,16]

$$V=\frac{\displaystyle\int_{V_{\mathrm{in}}}\varepsilon_{\mathrm{r}}(r)\left|E(r)\right|^2\mathrm{d}^3r}{\max\left(\varepsilon_{\mathrm{r}}(r)\left|E(r)\right|^2\right)}, \tag{5}$$

式中 V_{in} 定义腔内空间, $E(r)$ 为电场强度, ε_{r} 为谐振腔内介质的相对介电常数. V 越小, 腔对该模式的约束能力越强, 光场的空间分布越集中, 因此腔与物质的相互作用也越强.

对于 FP 腔而言, 若只考虑最低阶横模时, V 可以近似表达为[17]

$$V \approx \frac{\pi}{4} w_0^2 L, \tag{6}$$

式中w_0为基模的束腰半径[17],

$$w_0 \approx \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} \left(L \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \right)^{\frac{1}{4}}, \tag{7}$$

其中R_1, R_2为微腔两面反射镜的曲率半径. 对于常见的平凹腔结构, 其中一面腔镜的曲率半径为∞, 此时[17]:

$$w_0 \approx \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} (L R_1)^{\frac{1}{4}}. \tag{8}$$

因此当腔镜曲率半径越小, 腔长越短时, V越小.

2.2 单量子体系与微腔的耦合理论

基于不同的微腔参数, 当 TLS 与微腔共振时, 其相互作用可能会呈现出弱耦合、强耦合等不同的物理现象. 如图 1 所示, 弱耦合与强耦合可以通过耦合因子g, TLS 的非共振自发辐射速率γ以及微腔损耗速率κ间的大小进行区分. 耦合因子g由$\hbar g = |\langle \boldsymbol{d} \cdot \boldsymbol{E} \rangle|$来定义, 其中$\boldsymbol{d}$为 TLS 的电偶极矩, $\boldsymbol{E}$为量子化的腔模电场. 当 TLS 与腔模交换光子的速率比系统光子损耗速率更大时, TLS 所辐射的光子会在从腔中耗散之前被其自身重新吸收. 此时腔对系统能量进行调制, 使原先简并的能级发生劈裂, 系统处于强耦合区域. 相反, 如果 TLS 辐射光子不会被其再次吸收, 那么作用效果会更接近于自由空间中的自发辐射. 此时 TLS 的辐射速率会受到腔的影响, 系统处于弱耦合区域.

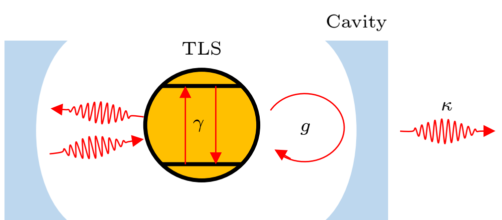

图 1 腔与 TLS 耦合的原理图. 该系统可通过 3 个参数进行描述: g, κ 和 γ, 它们分别量化了 TLS 与腔的耦合、腔损耗速率以及 TLS 的非共振自发辐射

Fig. 1. Schematic diagram of the operational principle for TLS coupling to the cavity. The system is described by three parameters: g, κ, and γ which quantify the cavity-TLS coupling, the photon decay from the cavity, and the non-resonant spontaneous emission of the TLS, respectively.

当腔与 TLS 相互作用较弱, 即系统处于弱耦合状态时, 可以通过微扰理论中的费米黄金定则计算腔对物质自发辐射的影响. 通过理论计算可以得到与单腔模μ耦合的r_1位置处的 TLS 自发辐射率为[18]

$$\gamma_{\mathrm{SE}} = \frac{8\pi Q_\mu}{\hbar} \frac{|\boldsymbol{d} \cdot \boldsymbol{\alpha}_\mu (r_1)|^2}{4\pi\varepsilon_{\mathrm{r}}\varepsilon_0} \frac{(\gamma_{\mathrm{c},\mu}/2)^2}{(\omega_0 - \omega_\mu)^2 - (\gamma_{\mathrm{c},\mu}/2)^2}, \tag{9}$$

式中Q_μ是腔模品质因子, $\boldsymbol{\alpha}_\mu(r)$为归一化的矢量函数, ε_0 (ε_{r}) 为真空 (相对) 介电常数, $\boldsymbol{d}$为 TLS 的电偶极矩, ω_0为 TLS 对应角频率, ω_μ为腔模μ对应角频率, $\gamma_{\mathrm{c},\mu} = \omega_\mu / Q_\mu$是腔模角频率半高全宽 (FWHM).

在共振条件下, 假设 TLS 的辐射场与腔模具有相同的偏振方向, 那么其自发辐射速率为

$$\gamma_{\mathrm{SE}} = \frac{8\pi Q_\mu}{\hbar} \frac{d^2}{4\pi\varepsilon_{\mathrm{r}}\varepsilon_0} |\boldsymbol{\alpha}_\mu (r_1)|^2 = F_\mu \gamma_0, \tag{10}$$

式中γ_0为自由空间中 TLS 自发辐射速率[18],

$$\gamma_0 = \frac{4}{3} \frac{n_{\mathrm{r}}}{4\pi\varepsilon_0} \frac{d^2 \omega_0^3}{\hbar c^3}, \tag{11}$$

其中$n_{\mathrm{r}} = \sqrt{\varepsilon_{\mathrm{r}}}$是腔内介质折射率. F_μ表示增强因子或衰减因子 (Purcell 因子), 即 TLS 在腔内的辐射速率与在自由空间辐射速率之比, 并有

$$F_\mu = \frac{3}{4\pi^2} \left(\frac{\lambda}{n_{\mathrm{r}}} \right)^3 Q_\mu |\boldsymbol{\alpha}_\mu (r_1)|^2, \tag{12}$$

假设 TLS 被放置在腔内电场最强处, 则有

$$|\boldsymbol{\alpha}_\mu (r_1)|^2 = \frac{1}{V}, \tag{13}$$

代入 (12) 式得到F_μ的常见表达形式[19,20]:

$$F_\mu = \frac{3}{4\pi^2} \frac{\lambda^3}{n_{\mathrm{r}}^3} \frac{Q_\mu}{V}. \tag{14}$$

(14) 式反映了腔内最大的 Purcell 因子, 可以看出, 腔内最大 Purcell 因子只与腔本身的特性相关.

随着腔与 TLS 的相互作用强度增强, 即进入强耦合领域内时, 微扰理论不再适用, 此时需要利用 Jaynes-Cummings (JC) 模型进行描述[21,22]. 经过旋波近似, 耦合到腔模的 TLS 哈密顿量可以表达为[21,23]

$$H = \hbar\omega_0 \hat{\sigma}_3 + \hbar\omega_\mu \left(\hat{a}_\mu^\dagger \hat{a}_\mu + \frac{1}{2} \right) + \mathrm{i}\hbar g \left(\hat{\sigma}_- \hat{a}_\mu^\dagger - \hat{\sigma}_+ \hat{a}_\mu \right), \tag{15}$$

其中, $\hat{\sigma}_+$ ($\hat{\sigma}_-$), $\hat{\sigma}_3$分别是 TLS 上 (下) 跃迁算符和泡利算符, $\hat{a}_\mu^\dagger$ ($\hat{a}_\mu$)为频率为ω_μ的腔模μ的产生 (湮

灭) 算符. (15) 式右侧第 3 项描述了 TLS 与空腔的相互作用. 该复合系统本征态由基态$|\psi_{\rm g},0\rangle$和双峰阶梯$|\psi_{\rm g},n\rangle|\psi_{\rm e},n+1\rangle, n=0,1,2,\cdots$组成, 其中$n$为该模式内的光子数, $\psi_{\rm e}$ ($\psi_{\rm g}$) 表示 TLS 处在激发态 (基态), 如图 2 所示. 当 TLS 的本征能量逐渐与微腔本征能量接近时, 系统本征能量会受到强耦合作用影响, 发生分裂, 也就是 Rabi 劈裂. 耦合后的本征态也被称作缀饰态. 当 TLS 与腔模恰好共振时, 两个对应缀饰态能级劈裂量为$2\hbar g\sqrt{n+1}$, 其中$n=0$时发生的能级劈裂被称作真空 Rabi 劈裂[24]. 这些双峰的能量阶梯被称为 JC 阶梯, 因此n也被称为 JC 阶梯的阶数.

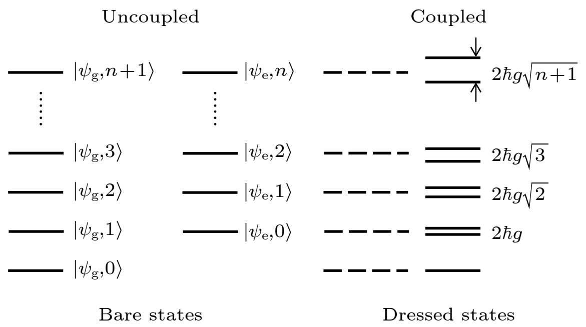

图 2　JC 模型下腔与 TLS 耦合前后的能级示意图. 当 TLS 与腔内光子共振时, 该系统的能级发生劈裂, 且劈裂量会随着腔内光子数的增大而增大

Fig. 2. States of the cavity-two level system coupled system described by JC model. When the TLS comes into resonance with optical modes of the cavity, a generated energy level of the system will split into two with an energy difference. The magnitude of the splitting increases with the number of photons stored in the cavity.

3　基于开放式 FP 微腔与固态单量子体系的 CQED 系统搭建

综上所述, 为实现开放式 FP 微腔与固态单量子体系的有效耦合, 不仅需要将固态单量子体系与微腔光学模式的频率、偏振以及空间位置对准, 同时还要求 FP 微腔具有高Q值和小V. 本节将着重讨论高Q值、小V的开放式 FP 微腔的基本结构、制备方法以及其与 TLS 耦合中涉及的相关技术.

3.1　开放式 FP 微腔的基本结构

常见的开放式 FP 微腔具有以下特征: 利用两块凹面反射镜或者一块凹面反射镜和一块平面镜实现对光场的约束; 腔镜通过镀膜实现高反射率; 至少一块腔镜被固定在可作精细移动的平移台上以实现腔长的精细调控以及光模场空间位置的调整. 根据凹面镜的基底结构, 微腔可分为基于光纤端面的开放式 FP 微腔和基于芯片端面的开放式 FP 微腔两类, 其基本结构图如图 3 所示[17,25,26]. 此外还有基于原子力显微镜悬臂梁的开放式微腔[27]、基于单一芯片的扣式圆顶开放式微腔[28]等方案. 出于篇幅考虑, 本文只讨论前面最常见的两种类型.

基于光纤端面的 FP 微腔将光纤端面反射镜与光纤导波有机结合起来, 可以直接通过光纤来实现光场的输入及输出, 从而减小装置的体积, 增大稳定性, 并提高光信号收集效率. 通过对光纤端面凹镜的位置及曲率半径的精确控制, 腔模光场与光

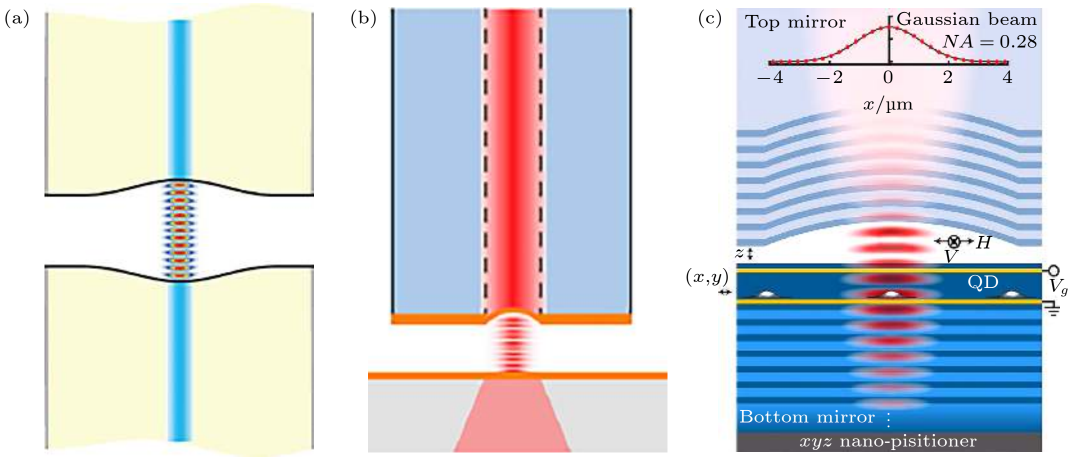

图 3　开放式 FP 微腔的基本结构　(a), (b) 基于光纤端面的开放式 FP 微腔, 其中 (a) 光纤-光纤型[17], (b) 光纤-芯片型[25]; (c) 基于芯片的开放式 FP 微腔[26]

Fig. 3. Basic structure of open FP microcavity. (a), (b) Open FP microcavity based on fiber end face: (a) Fiber-fiber type[17]; (b) fiber-chip type[25]. (c) chip-based open FP microcavity[26].

纤导波模式的耦合效率可以达到 90% 以上[25]. 因此基于光纤的开放式微腔尤其适合于远距离量子系统的搭建[29,30], 实现微腔系统与其他量子系统的远距离信息传递[31].

相对而言, 基于芯片的 FP 腔的制备更方便——可利用成熟的片上微纳加工技术 (如聚焦离子束 (focused ion beam, FIB)、光刻等) 加工具有所需面型的微腔[32,33], 并且可以单次批量制备[34]. 此外, 在选择腔镜面型参数时只需考虑对空间光的约束能力与收集效率, 而不受微腔模式与光纤导波模式匹配的条件制约[17,25]. 因此, 基于芯片的 FP 腔的设计和制备具有更高的自由度, 且更容易实现极小 V.

总而言之, 基于光纤的 FP 腔更适合于搭建多量子耦合系统、远距离传输系统, 而基于芯片的 FP 腔更适合于搭建更小 V、面型更为优化的单个腔-量子耦合体系.

3.2 开放式 FP 微腔的制备

提升开放式 FP 微腔性能的关键在于凹面端镜的制备. 凹面端镜的制备一般涉及两个过程: 首先是在基底上加工出光滑、小曲率半径、近球面的凹面来实现对光场的充分约束从而获得小 V 的腔模, 然后在有初始面型的基底上沉积低损耗、高反射率的膜层来提高腔的 Q 值[35]. 由于低损耗、高反射的镀膜技术在多年前已十分成熟, 开放式 FP 微腔近些年的进步主要归功于凹面的制造技术的发展. 下文将介绍在芯片衬底或者光纤端面加工凹面的主要方法, 着重讨论现在常用的两种技术: CO_2 激光烧蚀法和 FIB 刻蚀法. 然后对镀膜工艺进行简单的介绍.

3.2.1 早期的开放式 FP 微腔制备

开放式 FP 微腔的研究源于 2005 年 Trupke 等[36] 的一项基于光纤端面开放式 FP 腔的工作 (图 4(a)). 他们先在硅衬底上利用光刻技术制备具有保护作用的镂空圆形模板; 再将其浸入 HNO_3, HF 混合溶液, 利用硅在该溶液中各向同性的腐蚀, 制备一个平均粗糙度约 6 nm 的近球形凹面; 最后在该凹面结构上直接沉积约 98.4% 反射率的介质膜系. 而其光纤端面的平面高反膜系是从特制衬底上转移, 并用折射率匹配胶黏合于光纤端面得到的. 这项工作中所制备的凹坑曲率半径约 185 μm, 可实现的腔长在 20—200 μm 范围内, 微腔 F 数接近 100, Q 值可达 40000. 2006 年, Cui 等[37] 向熔融的空心管注入氮气使其内部产生气泡 (图 4(b)), 降温固化后切割, 得到基于芯片的开放式 FP 腔. 2006 年, Reichel 团队[38] 提出利用转移技术将凸型衬底上形成的微凹面薄膜转移到光纤上, 在光纤端面引入高反射率的凹面结构, 并成功搭建 F 数在 1000

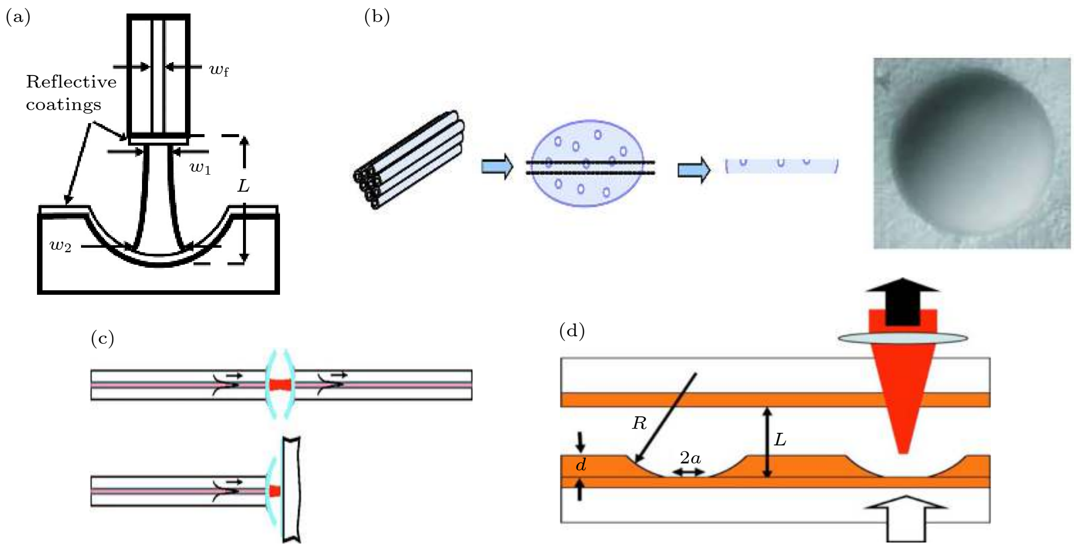

图 4 早期的开放式 FP 微腔结构 (a) 利用湿法刻蚀制备的第一个光纤-芯片型开放式 FP 微腔[36]; (b) 利用气泡法制备光滑凹面结构[37]; (c) 利用转移技术制备的光纤型开放式 FP 微腔[38]; (d) 利用乳胶球辅助电化学沉积技术制备的凹面尺寸可控的微腔[39]

Fig. 4. Early open FP microcavity structures: (a) The first fiber-chip type open FP microcavity fabricated by wet etching[36]; (b) preparation of smooth concave structure by bubble method[37]; (c) fiber type FP microcavity fabricated by transfer technique[38]; (d) microcavity with controllable concave size prepared by latex ball assisted electrochemical deposition technique[39].

左右的基于光纤端面的开放式 FP 微腔 (图 4(c)). 2007 年, Pennington 等[39] 发明了一种乳胶球辅助的电化学沉积法, 可在平面衬底产生与乳胶球对应尺寸的凹面结构, 实现凹面尺寸可控的微腔 (图 4(d)).

然而前述方法或难以产生可控大小的凹面结构, 或依赖特制的微球结构而难以继续减小凹面的半径以形成更小体积的微腔, 因此逐渐被同期发展的其他方法取代. 这些被更广泛使用的技术包括 CO_2 烧蚀、聚焦离子束刻蚀等. 这些方法拥有制造更小曲率半径的凹面、稳定控制产生曲面的曲率半径的能力与潜力, 受到越来越多研究者的青睐.

3.2.2 CO_2 激光烧蚀技术

CO_2 激光器自 1964 年被发明以来[40] 便被应用于材料加工领域[41], 如切割[42]、钻孔[43]、焊接[44] 等. 这些工艺使用的激光功率一般比较大, 不适合用来加工微米尺度的凹面结构. 2002 年, Markillie 等[45] 利用较短脉冲 CO_2 激光在 SiO_2 表面加工出光滑凹面结构, 展现了 CO_2 激光用来加工微凹面的可能性. 2007 年 Reichel 团队[46] 开始将激光烧蚀技术应用于开放式 FP 腔的制备. 他们用激光烧蚀方法在光纤端面加工微小曲率半径的凹面, 成功构建了基于冷原子的强耦合系统. 2010 年, Reichel 团队[17] 更为系统、详细地阐述了他们之前提出的利用激光烧蚀在光纤端面加工光滑曲面的方法. 他们发现使用低功率、短持续时间的 CO_2 脉冲激光轰击光纤端面 (平均功率 0.3—1.1 W, 持续时间 5—400 ms), 会在光纤端面引起的热蒸发效应, 形成一个光滑的凹面结构, 见图 5. 利用 CO_2 激光加工方法, 可在光纤表面形成最小曲率半径 40 μm、平均粗糙度优于 0.2 nm、曲面开口直径 10—45 μm 的凹面结构, 各项参数全面优于早期加工方法. 他们还设计特制夹具夹持光纤, 从而使得在光纤端面沉积介质薄膜成为了可能. 这些改进使得他们构建的微腔的 F 数最高达到 38600. 2012 年, Reichel 团队[47] 通过改变 CO_2 激光参数使可制备的凹面结构的曲率半径范围进一步扩展到 20—2000 μm.

之后有大量研究对 CO_2 激光烧蚀技术进行改进. 2013 年 Brandstätter 等[48] 构造出在近 200 nm 腔长下也能有高协同度、高耦合强度的较大尺寸微腔, 他们制备的微腔 F 数高达 45000, 为实现开放腔与约束离子强耦合提供可能. 2014 年 Greuter 等[26] 则通过合理调节聚焦光斑尺寸, 在芯片衬底上制备出曲率半径小至 5.2 μm 的光滑凹面, 其制备的微腔 F 数最大可接近 15000. 2017 年 Najer 等[49] 提出反应离子束刻蚀和 CO_2 激光烧蚀相结合的方法, 在芯片衬底上加工出最小 1.2 μm 曲率半径、凹坑深度近 1 μm 的曲面. 其主要思想在于利用 CO_2 激光制造光滑曲面, 同时利用反应离子束刻蚀方法限制或修正凹坑的横向尺寸, 该技术在构建小体积开放式 FP 微腔的道路上迈出了重要一步. 同年中国科技大学的黄运锋、韩永建、李传锋、郭光灿团队[29] 利用空间滤波技术提高 CO_2 激光光斑的对称性, 在光纤端面上制造出球对称性更好的曲面结

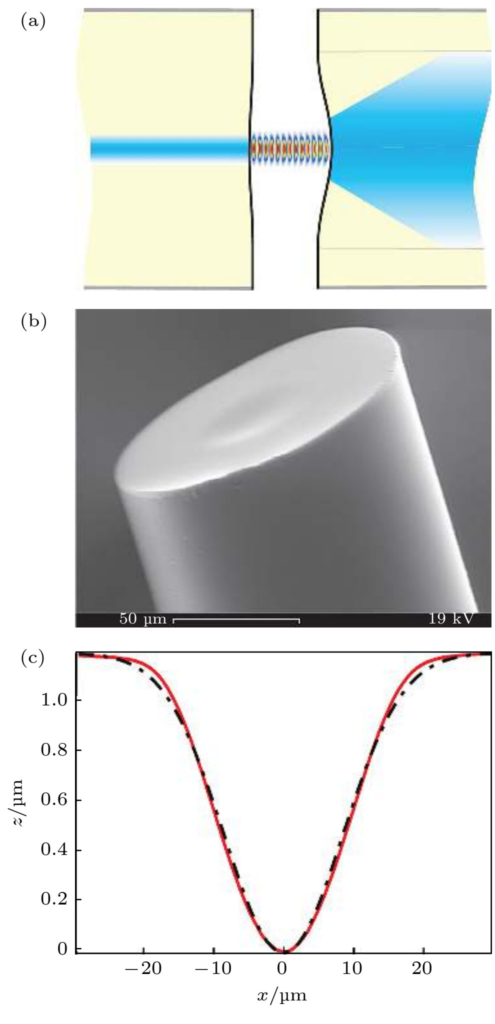

图 5 早期利用 CO_2 激光烧蚀法构建光纤型 FP 腔的工作[17] (a) 微腔结构示意图; (b) CO_2 激光脉冲处理后光纤端面的扫描电子显微镜图; (c) 利用干涉显微镜得到的曲面形貌 (实线) 与理想高斯形貌 (虚线) 的差别

Fig. 5. Early fiber-type FP microcavity made by CO_2 laser ablation method[17]: (a) Schematic diagram of cavity structure; (b) scanning electron microscope image of fiber end-face after CO_2 laser pulse treatment; (c) surface topography (solid line) obtained by interference microscope and an ideal Gaussian profile (dotted line).

构, 同时他们理论上设想了一种基于光纤的开放式 FP 腔与单量子体系相结合的远距离纠缠系统. 2018 年郭光灿团队[50] 利用能够微调 CO_2 激光光斑位置的装置, 成功实现了可控椭圆率的光纤端面微腔的制备, 其最大偏振能级劈裂达到 3.19 GHz. 2019 年浙江大学方伟、童利民团队[25] 提出利用湿法刻蚀结合 CO_2 激光回流的方法实现在光纤纤芯处加工球对称性高、开口宽度接近纤芯直径 4.7 μm、曲率半径精确可控的凹面结构, 这为基于光纤的开放式 FP 微腔的小型化打下重要基础.

总的来说, CO_2 激光烧蚀最大优点在于制备工艺简单且可产生可控、光滑的曲面. 如今, 利用 CO_2 激光烧蚀在芯片衬底上亦或是光纤端面上制备小曲率半径、小深度的光滑高斯曲面的技术已经比较成熟. 如何进一步缩小曲率半径、如何更精确地加工出不同的面型以及如何将加工重复性提高等是该方向可以继续研究的课题. 基于目前技术制备的开放式微腔已基本满足 CQED 研究的需求, 后文讨论的开放式腔量子系统的微腔有大半是利用 CO_2 激光加工技术构建的.

3.2.3 FIB 刻蚀技术

FIB 是利用聚焦至纳米尺寸的高速离子轰击样品表面来实现刻蚀的. 控制离子束轰击时间可控制加工深度, 再通过程控逐点扫描, 便可得到预设的任意曲面. Dolan 等[34] 于 2010 年首次利用 FIB 刻蚀技术实现了对开放式微腔面型加工. 他们利用 FIB 刻蚀技术在芯片型衬底上加工出阵列的近球形凹面, 经过镀膜后与另一在平面衬底上的反射镜构成微腔结构, 其中单个腔 V 为 2.2 μm^3, F 数为 460, Q 值为 10000, 其腔结构如图 6 所示.

此后, FIB 刻蚀技术被广泛用来加工开放式 FP 微腔以搭建腔量子耦合系统. 2012 年 Di 等[14] 通过对 FIB 技术参数的优化制备曲率半径 7 μm, 腔长 1.6 μm, V 为 0.53 μm^3 的开放式 FP 微腔. 2014 年 Albrecht 等[51] 利用 FIB 刻蚀技术在光纤端面刻蚀出粗糙度 0.3 nm、曲率半径 14.1 μm、深度 1.2 μm 的凹面, 经过镀膜后与另一面 CO_2 烧蚀产生的光纤端凹面反射镜形成 V 为 6.1 μm 的微腔. 2015 年 Trichet 等[33] 指出在对 FIB 加工的极小型凹面 (微米量级曲率半径) 结构进行镀膜时, 由于不能保证衬底与沉积束流完全垂直, 每层膜结构会逐渐偏离原始的凹面几何结构. 该偏移量可根据相关模型对加工参数进行调整而修正, 从而保证最终膜层达到理想面型. 在这之后 FIB 刻蚀技术趋于成熟, 并被用来加工两个空间上并列的腔以研究腔模式的耦合[32,52] 及用来制备各种奇异面型的开放腔[53].

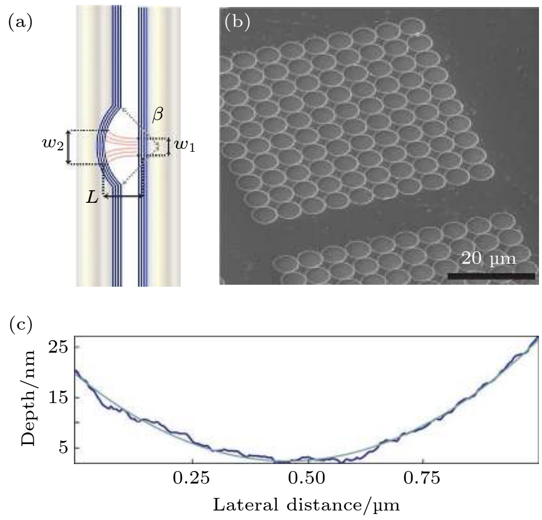

图 6 最早利用 FIB 刻蚀法制备芯片型开放式 FP 微腔的工作[34] (a) 腔结构示意图; (b) 凹面阵列的扫描电子显微镜照片; (c) 原子力显微镜得到的曲面面型 (蓝线) 以及拟合的光滑曲面 (绿线), 面型粗糙度约 0.7 nm

Fig. 6. The earliest chip-type FP microcavity made by FIB etching technique[34]: (a) Schematic diagram of cavity structure; (b) scanning electron microscope image of the processed concave mirror array; (c) surface profile (blue line) obtained by atomic force microscope and the fitting curve (green line). The surface roughness is 0.7 nm.

总而言之, FIB 刻蚀拥有许多独特的优点: 可以精确加工任意曲面、易于精准加工阵列式结构、加工面型重复性好等. 这些优点令 FIB 刻蚀技术在构建非球面腔型以及极小体积腔上拥有独特的优势. 然而, FIB 这种扫描式、非连续空间的加工模式难以做到 CO_2 激光加工一体成型那样的极低粗糙度. 此外, FIB 设备昂贵, 这种逐点扫描式加工的方法耗时较长, 使用成本也比较高.

3.2.4 腔镜镀膜技术

提高微腔的 Q 值可大幅增强腔与物质的相互作用, 这要求构成微腔的两反射镜的反射率接近 1. 芯片、光纤等基质一般是 SiO_2 材料, 折射率只有 1.45, 其与真空构成的反射界面的反射率不到 4%, 需通过表面沉积薄膜的方式改善反射率. 常见的高反射膜层有金属膜层和介质/半导体分布式布拉格反射层 (distributed Bragg reflector, DBR)[54].

金属反射膜常见材料有金、银、铝等, 介质/半导体 DBR 层常见组合的有 SiO_2/TaO_5, SiO_2/TiO_2, AlGaAs/GaAs, AlAs/GaAs 等. 金属膜一般通过热蒸镀或者溅射方式沉积, 介质/半导体 DBR 一般通过分子束外延或者溅射方法制备. 相比于 DBR 膜系, 金属镀膜因只需要使用一种材料而更容易实现, 且拥有宽波段高反射率特性, 然而金属镀膜反射率一般只能达到 95% 左右 (取决于金属复折射率的虚部). 此外金属对透射光有很强的吸收, 这导致输出信号损耗. 因此在耦合强度要求不高的场景中可以采取金属镀膜. 介质镀膜工艺相对复杂, 但可以在可见、近红外等特定波段实现近 100% 反射, 且几乎无吸收损耗. 半导体 DBR 的优点与介质镀膜类似, 其缺点是薄膜生长速度一般较慢、折射率对比度较低以及容易因晶格失配引起薄膜性能下降. 半导体 DBR 很适合直接与外延生长的半导体量子点体系结合——反射膜层外延生长完成后可直接外延半导体量子点 (如 InAsGa 量子点). 而其他介质薄膜一般要另外生长, 然后将长有量子点的薄膜半导体转移到 DBR 膜系表面[55].

除了上述典型方法外, 研究人员还提出了基于 3D 打印技术加工的聚合物-空气间隙 DBR 结构[56], 这种结构可以通过对 DBR 施加应力灵活地调节腔长, 但尚未在实验中实现, 这里不做展开介绍. 表 1 总结了部分基于不同制备方法获得的开放式 FP 微腔的参数.

3.3 开放式 FP 微腔与 TLS 的耦合

除了微腔本身性质以外, TLS 相对于微腔的位置以及 TLS 的辐射线宽等因素也将影响 TLS 与微腔的耦合强度.

处在腔内不同位置的 TLS 与微腔的耦合强度与该位置腔模的真空场强度成正比, 因此固态单量子体系应放置于腔场的波腹处以达到增强耦合的目的. 对于色心、胶体量子点、单分子等易转移的固态量子系统, 通常可调整膜系设计, 使波腹位于 DBR 最外层与真空界面处, 再在该膜层上通过旋涂[57]、原子力探针转移[51] 等方法将固态量子系统

表 1 开放式 FP 微腔的性能比较

Table 1. Performance comparison of open FP microcavities.

制备方法	反射膜层	结构	年份	$L/\mu m$	$R/\mu m$	F	文献
湿法刻蚀	Au	光纤型	2005	20—200	185	100	[36]
气泡法	DBR	芯片型	2006	40—60	40—100	200	[37]
转移法	DBR	光纤型	2006	27	1000	1050	[38]
电化学沉积	Au	芯片型	2007	6.5—9.7	10	15	[39]
CO_2激光烧蚀	DBR	光纤型	2007	38.6	150	37000	[46]
	DBR	光纤型	2010	20—60	40—2000	38600	[17]
	DBR	光纤型	2012	20—2000	20—2000	100000	[47]
	DBR	光纤型	2013	206	209	45000	[48]
	DBR	芯片型	2014	1.34	10	15000	[26]
	DBR	芯片型	2017	1.33	5	25000	[49]
	DBR	光纤型	2017	100	200—360	1300	[29]
	DBR	光纤型	2018	20	66	40000	[50]
	DBR	光纤型	2019	4	43	60	[25]
FIB刻蚀	DBR	芯片型	2010	3—13	5—25	460	[34]
	DBR	芯片型	2012	1.6	7	1280	[14]
	DBR	光纤型	2014	5.6	14.1	3600	[51]*
	DBR	芯片型	2015	1.55	4.3	1000	[33]
	DBR	芯片型	2016	3	6	1000	[32]
	DBR	芯片型	2018	2.2	10	—	[52]
	DBR	芯片型	2021	1	—	2500	[53]

注: 1)所选取微腔参数范围是对应文献典型微腔的参数, 并非涉及文献中所有微腔; 2)部分文献未直接给出F的值, 这里根据(3)式和(4)式进行换算; 3)带*标注是指文献[51]引用参数对应微腔一个端镜由FIB刻蚀产生, 另一个由CO_2激光烧蚀产生; 4)这里R指的是微腔两面端镜的曲率半径中较小的.

放置于其上. 对于外延量子点, 可在设计好的 DBR 上直接进行量子点外延生长[13], 或在另一个衬底上长出包含量子点的外延片, 再通过范德瓦耳斯力贴附在制备好的 DBR 结构上[55].

(12)—(14) 式仅适用于 TLS 辐射线宽远小于腔模线宽的情形, 在这种情况下, TLS 与腔模的耦合才能最大化. 而在室温环境下单量子体系的线宽一般大于 1 nm (CdSe/ZnS 量子点谱宽约 14 nm[14]、SiV 色心的零声子线谱宽约 6 nm[58]), 通常大于微腔模式线宽. 这将导致单量子体系大部分辐射途径不受腔的影响, 使得总体耦合强度和总体收集效率下降. 实验上一般使用液氦 (4 K) 或液氮 (77 K) 低温恒温器来抑制声子展宽. 然而液氦、液氮低温恒温器内部空间有限, 这对开放式 FP 微腔系统在稳定性及紧凑体积上提出了更高的要求.

此外, 为了增大更多的控制维度, 一些其他技术也被用来调节 CQED 效应: 利用 pn 结产生局域电场和量子限域 Stark 效应调整 TLS 本征能量[59]; 利用椭圆微腔[50] 或者双折射腔[5,60] 使 TLS 的两个正交偏振能级退简并, 实现控制 TLS 发光偏振态的目的等; 利用双腔结构[61] 使系统产生波长差在若干纳米级别的双模式杂化, 从而对单个发射源的不同跃迁通道同时产生 Purcell 增强效应.

4 开放式 FP 微腔在腔量子系统中的应用

一般而言, 根据微腔与 TLS 耦合强度 g 相对于介质中 TLS 的非共振自发辐射速率 γ 和腔损耗速率 κ 之间的关系, 可以把系统分为弱耦合腔量子系统 ($g \ll \max(\kappa, \gamma)$) 和强耦合腔量子系统 ($g \gg \max(\kappa, \gamma)$)[2]. TLS 辐射具有一定的展宽, 如果腔模线宽远小于 TLS 线宽, 腔与 TLS 的耦合进入 "差发射体区域" (bad-emitter regime)[14]. 这种情况下, 微腔将选择性地增强共振能级落在腔模带宽范围内的辐射通道的辐射速率, 而对其他非共振的辐射通道的辐射没有增强作用甚至有抑制作用. 接下来将分别从弱耦合、强耦合、"差发射体区域" 三方面具体介绍开放式 FP 微腔在构建腔量子系统方面的应用和优缺点.

4.1 开放式 FP 微腔在弱耦合中的应用

在弱耦合范畴, 最重要的效应是 Purcell 效应[3]. Purcell 效应是指 TLS 自发辐射速率受腔影响而变化的现象. 简单来说, 腔的存在使得腔内电磁场的频域态密度分布发生了变化[1], 从无腔状态时的连续平缓变化变成含有若干共振峰的准离散分布. 与腔模频率共振的自发辐射过程的速率大幅增大 (辐射寿命缩短), 其他非共振的辐射过程的速率被抑制 (辐射寿命增大). 描述一个腔内 Purcell 效应强弱的参数正是 Purcell 因子 F_μ, 其可通过 (14) 式来计算. 一个高 Q、小 V 的微腔对实现高的 F_μ 至关重要. 如前文所述, 开放式 FP 微腔容易实现高 Q、小 V 条件, 在弱耦合研究领域受到研究人员青睐.

2009 年, Muller 等利用转移法在光纤端面制备了镀膜的凹面反射镜, 另一平面镜则利用分子外延方法直接在衬底上生长 GaAs/AlAs 半导体 DBR 层, 并在 DBR 最上一层 GaAs 表面外延生长自组装 InAs 量子点[12]. 在 4 K 条件下得到光纤收集效率 10%、$g^2(0) < 0.5$ 的单光子源. 2011 年, Barbour 等[13] 利用激光烧蚀技术构建了基于芯片的高 Q 开放式 FP 腔, 其平面镜结构是 AlGaAs/GaAs 构成的半导体 DBR 层, 在 4 K 环境下得到了 F_μ 为 1.6 的腔量子耦合系统. 2015 年, Greuter 等[55] 提出了一种有效提高 InGaAs 自组装量子点腔耦合强度的方法, 将预先长好的自组装量子点薄膜贴附在另一个衬底上的 Ta_2O_5/SiO_2 介质 DBR 上, 以此增大 DBR 中两种材料的折射率差, 进而减小腔场的趋肤深度和模式体积, 将 F_μ 提高到 2.54. 同年, Johnson 等[62] 利用 FIB 刻蚀构造出基于芯片的开放式 FP 腔, 其 V 被压缩至 1.24 μm^3, 使得金刚石色心零声子线辐射速率增强了 6.25 倍. 2017 年, Riedel 等[63] 利用 CO_2 激光烧蚀加工凹面得到一个良好的基于芯片的开放式 FP 腔结构, 在 4 K 环境下构造出 NV 色心零声子线辐射速率增强倍数大于 30 的结构体系. 2021 年, Tomm 等[5] 基于量子点外延芯片和特制的微凹面镜搭建了纯度和不可区分度接近理想的高亮度单光子源, 其 F_μ 超过 10; 微腔出射光通过透镜聚耦合进入光纤, 总收集效率高达 57%. 同时他们利用半导体双折射效应, 通过施加应力引起腔内不同偏振的腔模能量劈裂, 使得量子点与其中一个偏振腔模共振来增强该偏振方向的辐射速率, 而垂直方向的辐射被抑制. 该方案克服了共振激发-偏振消光技术对出射光子有 50% 损耗的缺点. 表 2 总结了近年来在开放式 FP 微腔中实现弱耦合的工作及其 Purcell 因子.

表 2 开放式 FP 微腔在弱耦合中的典型应用
Table 2. Typical applications of open FP microcavity in weak coupling regime.

年份	结构	加工方法	量子体系	F_μ	文献
2009	光纤型	转移法	InAs量子点	—	[12]
2011	芯片型	激光烧蚀	AlGaAs量子点	1.6	[13]
2015	芯片型	FIB刻蚀	InGaAs量子点	2.54	[55]
2015	芯片型	FIB刻蚀	NV色心	6.25*	[62]
2017	芯片型	激光烧蚀	NV色心	>30*	[63]
2021	芯片型	激光烧蚀	InGaAs量子点	12	[5]

注: 针对NV色心零声子线辐射速率的增强倍率.

在上述实例中, 开放式 FP 腔在实现弱耦合方面有以下独特优势:

1) 可调节性. 为了达到有效耦合, TLS 需要在空间中位于腔模电场最大处, 且在频率上与腔模共振. 对于开放式微腔, 其腔模的空间和频率调谐均可通过调节凹面腔镜的位置实现. 这种便捷的可调节性意味着同一套实验装置可针对不同的量子系统个体做单独优化, 实现耦合强度最大化.

2) 开放存取性. 开放式 FP 腔内部不是封闭的, 其他物质可以便捷地被置入、取出, 这使得该系统可以研究更广泛类型的量子系统, 如胶体量子点[14]、冷原子[46]、俘获离子[64]等.

3) 光纤兼容性. 开放式 FP 微腔可由一面或两面光纤端镜构建, 因此其结构天然与光纤兼容. 采用合适的参数设计, FP 腔的腔模与光纤导波模可实现高度匹配, 因而可以实现高效的经由光纤的光输入输出. 这一特点意味着光纤开放式微腔在搭建基于光纤的量子通信网络中具有很大的应用潜力.

与非开放的 FP 微柱腔相比, 开放式 FP 微腔也存在一些缺点, 如固定和调节装置结构比较大、稳定性欠佳等, 这些都是实现一个实用的开放式 FP 微腔系统需要解决的重要问题. 前述 FP 腔在弱耦合应用中体现的优缺点在强耦合和“差发射体”应用中也是适用的.

4.2 开放式 FP 微腔在强耦合中的应用

CQED 中一个最吸引人的现象就是单 TLS 和单模腔之间的强耦合[65–67]. 强耦合场景下的光与物质相互作用在量子信息处理技术中有巨大的应用价值, 典型的例子包括量子网络[68]中建立远程量子比特纠缠[69,70], 以及实现单光子非线性现象的光子阻塞[11,71]——这是实现单光子晶体管的核心[72,73].

实现强耦合要求 $g \gg \max(\kappa, \gamma)$, 即系统协同参数 ($C = 2g^2/\kappa\gamma$) 远大于 1. 此时激发态-基态跃迁释放的光子在微腔内被约束的时间足够长, 以至于可以再次触发基态-激发态跃迁, 体系能量以腔光子或激发态的形式不断相干交换, 并形成新的本征态, 被称为“激子极化基元”, 也称为极化子 (exciton-polariton).

目前多种类型的 TLS 与腔的耦合系统都已达到了 $C \gg 1$的条件, 例如 FP 腔[11,74,75]或片上微环腔[76]与单原子耦合的系统、微波域工作的共面波导谐振腔中的超导量子比特[77]、光子晶体等半导体微腔与单量子点耦合的系统[67,78,79]等. 其中在量子点等全固态 TLS 中实现强耦合是一件很有挑战的事, 因为这不仅需要量子点与微腔在空间和频率上实现匹配, 同时对微腔的 Q 和 V 均有较高的要求. 随着高精细度的 FP 腔的实现和微镜制造工艺的快速发展[46], 开放式微腔的性能被不断提高并逐渐发展成为一种研究强耦合机制的通用平台, 极大地促进了新型固态腔量子实验的发展.

2013 年, Miguel-Sánchez 等[80]提出了量子点-微腔结构实现了单个自组装 InGaAs 量子点和外部光纤微镜腔之间的强耦合, 其系统结构图如图 7(a) 所示. 该研究组利用中等模体积、高 Q 值的微腔实现了较高的协同参数, $C \approx 2.0 \pm 1.3$. 他们将量子点嵌入在 p-i-n 结构中: 通过 p 层和 n 层施加栅极电压, 实现了量子点的带电态控制 (图 7(b)). 随后通过在该系统中观察如图 7(c) 所示的共振透射光谱谱线反交叉特征, 判断出在其系统结构下腔与发射体已经实现了强耦合. 该平台同时实现了腔长和量子点的能量可调谐性, 确保了腔模和发射体之间的空间和光谱重叠.

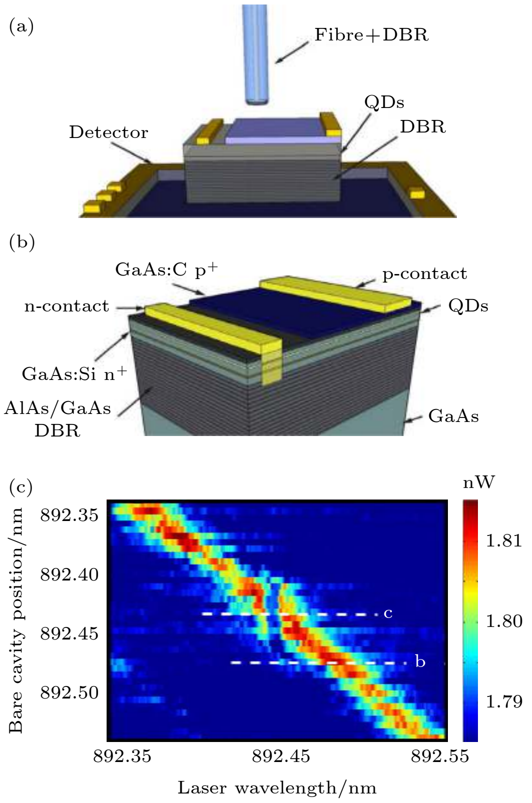

图 7 可实现强耦合的典型量子点-腔系统[80] (a) 量子点-腔系统结构; (b) 为了控制量子点的电荷, 量子点层下面的 n 掺杂 GaAs 层与其上面的 p 掺杂 GaAs 层一起形成 p-i-n 二极管结构; (c) 通过调节腔长优化量子点和腔之间的耦合, 基于该平台得到了具有反交叉特征的共振透射光谱

Fig. 7. Typical quantum dot (QD)-cavity system in which the strong coupling could be observed[80]: (a) Setup of the QD-cavity system; (b) the n-doped GaAs layer below the QD layer and the p-doped GaAs layer above forming a p-i-n diode structure, which is used to control the charge state of the QDs; (c) the cavity length is adjusted to optimize the coupling between the QD and the cavity, an anti-crossing in resonant transmission spectroscopy is observed.

2015 年, Greuter 等[81]用暗场激光光谱法研究了单个自组装 InGaAs 量子点与可调谐 FP 腔的强耦合系统, 实现了极高的光谱分辨率、高灵敏度、高对比度和良好的模式匹配, 该系统的协同参数达到了 5.5. 其实验结果表明在微腔条件相同的情况下, 通过抑制发射体的线宽能够将协同参数由 5.5 提高到 9.

半导体腔的小型化通常会引入电荷噪声和散射损耗, 如何消除其影响从而提高系统的协同参数是一直以来亟待解决的难题. 2019 年, Najer 等[59]通过半导体栅极控制量子点电荷及其共振频率, 实现了一种门控、超低损耗、频率可调的微腔器件. 该研究组通过用几纳米厚的氧化铝层对 GaAs 表面进行钝化, 以降低与表面相关的噪声, 在腔中获得窄的量子点线宽, 并抑制表面吸收. 该结构可通过 Stark 效应调整量子点激发态能量, 并通过库仑阻塞确保量子点始终处于特定的电荷状态. 实验测得协同参数 C 达到 150, 观察到了量子点和腔之间的时域能量交换 (真空拉比振荡), 证明了该量子点-腔耦合系统中发射光子的相干性.

同年, Wang 等[31]利用小 V(2.1 μm³)、高 Q 值 (120000)、低损耗的开放式 FP 微腔, 构建出 $C=12.7$ 的腔量子耦合系统, 用于研究嵌在特定膜层中的 DBT 单分子有机物. 他们在实验中观察到明显的拉比劈裂, 并在极低功率下观测到了腔内单分子的非线性响应. 此外, 他们还实验演示了将其他实验室产生的单光子信号通过光纤传输写入单个 DBT 中的操作. 这充分展现了光纤开放式 FP 腔在远距离量子通信网络系统中的应用潜力. 基于同一系统, 该研究组于 2021 年将协同参数进一步提高到了 45, 并对分子与腔耦合系统中的四波混频等非线性相互作用进行了研究[82]. 表 3 总结了近年来在开放式 FP 微腔中实现强耦合的工作.

4.3 开放式 FP 微腔在差发射体方面的应用

为有效抑制声子展宽, 大部分基于固态 TLS 的 CQED 实验都是在低温下进行的. 然而庞大的制冷设备的高造价及使用不便限制了该领域的实用化进展. 因此室温下宽发射谱的 TLS 与微腔耦合研究也引起关注, 尤其是在室温单光子源方向.

表 3 开放式 FP 微腔在强耦合中的典型应用

Table 3. Typical applications of open FP microcavity in strong coupling regime.

年份	结构	加工方法	量子体系	协同参数C	Q	文献
2013	光纤型	激光烧蚀	InGaAs量子点	2.0±1.3	30000	[80]
2015	光纤型	激光烧蚀	InAs量子点	5.5	60000	[81]
2019	芯片型	激光烧蚀	InAs量子点	150	170000	[59]
2019	光纤型	FIB刻蚀	DBT分子	12.7	120000	[31]
2021	光纤型	FIB刻蚀	DBT分子	45	120000	[82]

宽谱发射的 TLS 耦合到窄微腔模式中时, 其发射的光子将具有腔模的光谱和空间特性[83], 对应着腔与 TLS 耦合中的“差发射体区域”. 此时 Purcell 因子的表达式 (14 式) 依然成立, 但式中的 Q_μ 应为腔与 TLS 的耦合后的有效 Q 值而不是空腔的 Q 值. 有效 Q 值定义为: $Q_{\text{eff}}=\lambda_{\text{peak}}/(\Delta\lambda_{\text{cav}}+\Delta\lambda_{\text{TLS}})$, 式中 $\Delta\lambda_{\text{cav}}$ 和 $\Delta\lambda_{\text{TLS}}$ 分别是腔模和 TLS 谱线的线宽. 对于室温中的量子点来说, 其增强的电子跃迁相移和光谱漂移会使跃迁谱线线宽远大于腔模线宽, 因此空腔 Q 值提升对提升 Purcell 因子并无帮助. 通常在这种情况下只有通过尽可能缩小模式体积才能实现可观测的 Purcell 效应.

2012 年, 英国牛津大学的的 Smith 研究组[14] 在对室温下可调谐光学微腔中的 CdSe/ZnS 量子点自发辐射效率的研究中, 构建了 Q_{eff} 为 45 的室温腔量子耦合系统, 在实验上观察到 $V=0.53$ μm^3 时, 量子点自发辐射速率提升至 1.75 倍, 其利用 Q_{eff} 计算的 Purcell 因子与实验数据相当吻合 (见图 8). 他们提出在差发射体区域下的激子寿命将直接受 V 影响, Q_{eff} 将主要由量子点而不是腔决定. 其 FDTD 仿真结果指出, 在腔镜曲率半径约为 3 μm 的微腔中, $V=0.1$ μm^3, 从而得到更高的耦合强度, 而这受限于当时的微腔制造工艺而无法实现. 2017 年, 该研究组[57] 将单个金刚石硅-空位 (SiV) 色心耦合到高 Q 的微腔中, 在室温下实现了高效率、亮度和光谱纯度的单光子光源. 该单光子源具有高耦合效率 (90%)、更高的发射速率和更窄的线宽 (21 GHz). 这项工作使用了一个模式体积为 $3.4\lambda^3$、Q 为 19000 的光纤微腔, 其有效的 Purcell 因子达到了 9.2. 2018 年, 该研究组[84] 对基于开放式光学微腔耦合的纳米金刚石中氮-空位 (NV) 色心实现室温下的触发式单光子源进行了实验研究. 该系统产生的单光子谱线线宽 1 nm, 中心波长在 640—700 nm 范围内可调谐. 他们利用脉冲 Hanbury-Brown-Twiss 干涉测量验证了光谱密度的增大可以提高单光子纯度. 在其实验研究中通过优化 NV 色心与开放式微腔的耦合, 将光学态密度提高了 30 倍, 单光子纯度超过 96%. 这表明了差发射体机制在实现可调谐室温单光子源方面可以发挥的重要作用.

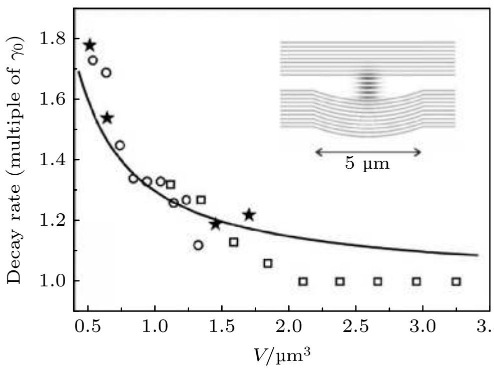

图 8　差发射体区域 Purcell 因子与模式体积的关系[14], 其中离散点为实验数据, 实线是将有效 Q 值代入 (14) 式计算得到

Fig. 8. Purcell enhancement as a function of mode volume in bad emitter regime[14]. The discrete points are derived from the experimental data, and the solid line is calculated by substituting the effective Q value into Eq.(14).

5　总结和展望

本文讨论了开放式 FP 微腔的基本性质, 综述了开放式 FP 光学微腔的制备方法, 并总结了近些年来利用开放式光学微腔研究固态单量子体系的工作. 需要强调的是由于在使用上的灵活性, 开放式 FP 微腔不仅可以与前文提到的量子点、色心、有机单分子等固态单量子体系构成各种腔量子系统, 同时适用于同冷原子[46]、离子群[85]、二维材料[86] 等多量子体系构建腔量子系统.

开放式 FP 微腔端镜曲面的两种主流制备方式——CO_2 激光烧蚀技术、FIB 刻蚀, 各有优劣: CO_2 激光烧蚀技术制备的曲面十分光滑、设备简单, 但其稳定性欠缺、定位精度稍差; FIB 刻蚀重复性好、可精确加工任意曲面, 但其粗糙度稍差、单个曲面制备时间略长、设备昂贵. 虽然这两种技术制备的微腔已可以满足当下的 CQED 实验需要, 但微腔质量的提升有助于实现更高的 Purcell 因子及协同参数, 进一步推动 CQED 实验技术进步. CO_2 激光烧蚀技术可以通过增大激光光强监测和闭环反馈调节来提高加工的稳定性, 通过增大高稳定的指示光来提高加工定位精度; FIB 刻蚀可以通过提高某个抛光工艺 (如 CO_2 激光回流) 来提高光滑程度, 通过在其他工艺制备的初步模版基础上进行聚焦离子束精加工来缩减凹面结构的制备时间.

现阶段基于开放式 FP 腔与单量子体系的耦合实验已经有诸多报道. 弱耦合方面, 腔量子系统的 Purcell 因子最好已可以超过 30. 强耦合方面,

腔量子系统的协同参数C最好已经达到150, 实验中也能观察到明显的Rabi劈裂并利用该系统观测到单光子非线性效应. 相对来说, 强耦合实验难度较大, 报道较少. 强耦合系统对微腔与量子体系的频率和空间位置对准要求更高, 对系统机械稳定性也提出了更高的要求. 随着开放式FP微腔腔镜制备过程的两个关键技术——加工微小曲率半径、光滑凹面以及高反射率、低损耗的膜层结构沉积——不断发展和成熟, 以及装置在小型化、集成化的道路上不断深入, 我们相信便捷、可调、稳定的腔量子系统便能逐渐成为现实. 这将为量子通信、量子计算和量子精密测量等相关技术走向实用化奠定基础.

参考文献

[1] Vahala K J 2003 *Nature* **424** 839
[2] Bitarafan M, DeCorby R 2017 *Sensors* **17** 1748
[3] Purcell E 1946 *Phys. Rev.* **69** 681
[4] Wang H, He Y M, Chung T H, Hu H, Yu Y, Chen S, Ding X, Chen M C, Qin J, Yang X, Liu R Z, Duan Z C, Li J P, Gerhardt S, Winkler K, Jurkat J, Wang L J, Gregersen N, Huo Y H, Dai Q, Yu S, Höfling S, Lu C Y, Pan J W 2019 *Nat. Photonics* **13** 770
[5] Tomm N, Javadi A, Antoniadis N O, Najer D, Lobl M C, Korsch A R, Schott R, Valentin S R, Wieck A D, Ludwig A, Warburton R J 2021 *Nat. Nanotechnol.* **16** 399
[6] Baba T, Sano D 2003 *IEEE J. Sel. Top. Quant.* **9** 1340
[7] Altug H, Englund D, Vučković J 2006 *Nat. Phys.* **2** 484
[8] Li X, Gu Q 2019 *Adv. Phys. X* **4** 1658541
[9] Walther H, Varcoe B T H, Englert B G, Becker T 2006 *Rep. Prog. Phys.* **69** 1325
[10] Bajoni D, Senellart P, Wertz E, Sagnes I, Miard A, Lemaitre A, Bloch J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 047401
[11] Birnbaum K M, Boca A, Miller R, Boozer A D, Northup T E, Kimble H J 2005 *Nature* **436** 87
[12] Muller A, Flagg E B, Metcalfe M, Lawall J, Solomon G S 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 173101
[13] Barbour R J, Dalgarno P A, Curran A, Nowak K M, Baker H J, Hall D R, Stoltz N G, Petroff P M, Warburton R J 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 053107
[14] Di Z, Jones H V, Dolan P R, Fairclough S M, Wincott M B, Fill J, Hughes G M, Smith J M 2012 *New J. Phys.* **14** 103048
[15] Muljarov E A, Langbein W 2016 *Phys. Rev. B* **94** 235438
[16] Coccioli R, Boroditsky M, Yablonovitch E, Rahmat-Samii Y, Kim K W 1998 *IEE Proc.-Optoelectron.* **145** 391
[17] Hunger D, Steinmetz T, Colombe Y, Deutsch C, Hänsch T W, Reichel J 2010 *New J. Phys.* **12** 065038
[18] Andreani L C, Panzarini G, Gérard J M 1999 *Phys. Rev. B* **60** 13276
[19] Bitarafan M H, DeCorby R G 2017 *Appl. Opt.* **56** 9992
[20] Wang D 2021 *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.* **54** 133001
[21] Gerry C C, Knight P L 2005 *Introductory Quantum Optics* (New York: Cambridge University Press)
[22] Rasero D A, Portacio A A, Villamil P E, Rodríguez B A 2021 *Physica E* **129** 114645
[23] Harder M, Hu C M 2018 *Solid State Phys.* **69** 47
[24] Fox M 2006 *Quantum Optics* (Oxford: Oxford University Press)
[25] Qing P, Gong J, Lin X, Yao N, Shen W, Rahimi-Iman A, Fang W, Tong L 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 021106
[26] Greuter L, Starosielec S, Najer D, Ludwig A, Duempelmann L, Rohner D, Warburton R J 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 121105
[27] Kelkar H, Wang D, Martín-Cano D, Hoffmann B, Christiansen S, Götzinger S, Sandoghdar V 2015 *Phys. Rev. Appl.* **4** 054010
[28] Potts C A, Melnyk A, Ramp H, Bitarafan M H, Vick D, LeBlanc L J, Davis J P, DeCorby R G 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 041103
[29] Zhou K, Cui J M, Huang Y F, Wang Z, Qian Z H, Wu Q M, Wang J, He R, Lv W M, Hu C K, Han Y J, Li C F, Guo G C 2017 *Chin. Phys. Lett.* **34** 013701
[30] Yokoshi N, Imamura H, Kosaka H 2013 *Phys. Rev. B* **88** 155321
[31] Wang D, Kelkar H, Martin-Cano D, Rattenbacher D, Shkarin A, Utikal T, Götzinger S, Sandoghdar V 2019 *Nat. Phys.* **15** 483
[32] Flatten L C, Trichet A A P, Smith J M 2016 *Laser Photonics Rev.* **10** 257
[33] Trichet A A, Dolan P R, Coles D M, Hughes G M, Smith J M 2015 *Opt. Express* **23** 17205
[34] Dolan P R, Hughes G M, Grazioso F, Patton B R, Smith J M 2010 *Opt. Lett.* **35** 3556
[35] Li F, Li Y, Cai Y, Li P, Tang H, Zhang Y 2019 *Adv. Quantum Technol.* **2** 1900060
[36] Trupke M, Hinds E A, Eriksson S, Curtis E A, Moktadir Z, Kukharenka E, Kraft M 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 211106
[37] Cui G, Hannigan J M, Loeckenhoff R, Matinaga F M, Raymer M G, Bhongale S, Holland M, Mosor S, Chatterjee S, Gibbs H M, Khitrova G 2006 *Opt. Express* **14** 2289
[38] Steinmetz T, Colombe Y, Hunger D, Hänsch T W, Balocchi A, Warburton R J, Reichel J 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 111110
[39] Pennington R C, D'Alessandro G, Baumberg J J, Kaczmarek M 2007 *Opt. Lett.* **32** 3131
[40] Patel C K N 1964 *Phys. Rev.* **136** A1187
[41] Lai M H, Lim K S, Gunawardena D S, Lee Y S, Ahmad H 2017 *IEEE Sens. J.* **17** 2961
[42] Madić M, Radovanović M, Manić M, Trajanović M 2014 *Tribol. Ind.* **36** 236
[43] Bharatish A, Narasimha Murthy H N, Anand B, Madhusoodana C D, Praveena G S, Krishna M 2013 *Opt. Laser Technol.* **53** 22
[44] Benyounis K Y, Olabi A G, Hashmi M S J 2005 *J. Mater. Process. Technol.* **164–165** 978
[45] MarkillieG A J, Baker H J, VillarrealF J, HallD R 2002 *Appl. Opt.* **41** 5660
[46] Colombe Y, Steinmetz T, Dubois G, Linke F, Hunger D, Reichel J 2007 *Nature* **450** 272
[47] Hunger D, Deutsch C, Barbour R J, Warburton R J, Reichel J 2012 *AIP Adv.* **2** 012119
[48] Brandstatter B, McClung A, Schuppert K, Casabone B, Friebe K, Stute A, Schmidt P O, Deutsch C, Reichel J, Blatt R, Northup T E 2013 *Rev. Sci. Instrum.* **84** 123104
[49] Najer D, Renggli M, Riedel D, Starosielec S, Warburton R J 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 011101
[50] Cui J M, Zhou K, Zhao M S, Ai M Z, Hu C K, Li Q, Liu B H, Peng J L, Huang Y F, Li C F, Guo G C 2018 *Appl. Phys.*

Lett. **112** 171105

[51] Albrecht R, Bommer A, Pauly C, Mücklich F, Schell A W, Engel P, Schröder T, Benson O, Reichel J, Becher C 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 073113

[52] Trichet A A P, Dolan P R, Smith J M 2018 *J. Opt.* **20** 035402

[53] Walker B T, Ash B J, Trichet A A P, Smith J M, Nyman R A 2021 *Opt. Express* **29** 10800

[54] Macleod H A 2001 *Thin-Film Optical Filters* (3rd Ed.) (Bristol and Philadelphia: Institute of Physics Publishing)

[55] Greuter L, Najer D, Kuhlmann A V, Valentin S R, Ludwig A, Wieck A D, Starosielec S, Warburton R J 2015 *J. Appl. Phys.* **118** 075705

[56] Palekar C C, Rahimi-Iman A 2021 *Phys. Status Solidi-R.* **15** 2100182

[57] Benedikter J, Kaupp H, Hümmer T, Liang Y, Bommer A, Becher C, Krueger A, Smith J M, Hänsch T W, Hunger D 2017 *Phys. Rev. Appl.* **7** 024031

[58] Romshin A M, Kudryavtsev O S, Pasternak D G, Ekimov E A, Vlasov I I 2020 *J. Phys.: Conf. Ser.* **1461** 012142

[59] Najer D, Sollner I, Sekatski P, Dolique V, Lobl M C, Riedel D, Schott R, Starosielec S, Valentin S R, Wieck A D, Sangouard N, Ludwig A, Warburton R J 2019 *Nature* **575** 622

[60] Tomm N, Korsch A R, Javadi A, Najer D, Schott R, Valentin S R, Wieck A D, Ludwig A, Warburton R J 2021 *Phys. Rev. Appl.* **15** 054061

[61] Herzog T, Böhrkircher S, Both S, Fischer M, Sittig R, Jetter M, Portalupi S L, Weiss T, Michler P 2020 *Phys. Rev. B* **102** 235306

[62] Johnson S, Dolan P R, Grange T, Trichet A A P, Hornecker G, Chen Y C, Weng L, Hughes G M, Watt A A R, Auffèves A, Smith J M 2015 *New J. Phys.* **17** 122003

[63] Riedel D, Söllner I, Shields B J, Starosielec S, Appel P, Neu E, Maletinsky P, Warburton R J 2017 *Phys. Rev. X* **7** 031040

[64] Steiner M, Meyer H M, Deutsch C, Reichel J, Kohl M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 043003

[65] Peter E, Senellart P, Martrou D, Lemaitre A, Hours J, Gerard J M, Bloch J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 067401

[66] Srinivasan K, Michael C P, Perahia R, Painter O 2008 *Phys. Rev. A* **78** 033839

[67] Yoshie T, Scherer A, Hendrickson J, Khitrova G, Gibbs H M, Rupper G, Ell C, Shchekin O B, Deppe D G 2004 *Nature* **432** 200

[68] Kimble H J 2008 *Nature* **453** 1023

[69] Plenio M B, Huelga S F, Beige A, Knight P L 1999 *Phys. Rev. A* **59** 2468

[70] Wilk T, Webster S C, Kuhn A, Rempe G 2007 *Science* **317** 488

[71] Reinhard A, Volz T, Winger M, Badolato A, Hennessy K J, Hu E L, Imamoğlu A 2012 *Nat. Photonics* **6** 93

[72] Chang D E, Sørensen A S, Demler E A, Lukin M D 2007 *Nat. Phys.* **3** 807

[73] Volz T, Reinhard A, Winger M, Badolato A, Hennessy K J, Hu E L, Imamoğlu A 2012 *Nat. Photonics* **6** 605

[74] Koch M, Sames C, Balbach M, Chibani H, Kubanek A, Murr K, Wilk T, Rempe G 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 023601

[75] Tanji-Suzuki H, Chen W, Landig R, Simon J, Vuletic V 2011 *Science* **333** 1266

[76] Dayan B, Parkins A S, Aoki T, Ostby E P, Vahala K J, Kimble H J 2008 *Science* **319** 1062

[77] Wallraff A, Schuster D I, Blais A, Frunzio L, Huang R, Majer J, Kumar S, Girvin S M, Schoelkopf R J 2004 *Nature* **431** 162

[78] Reithmaier J P, Sek G, Loffler A, Hofmann C, Kuhn S, Reitzenstein S, Keldysh L V, Kulakovskii V D, Reinecke T L, Forchel A 2004 *Nature* **432** 197

[79] Ota Y, Takamiya D, Ohta R, Takagi H, Kumagai N, Iwamoto S, Arakawa Y 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 093101

[80] Miguel-Sánchez J, Reinhard A, Togan E, Volz T, Imamoglu A, Besga B, Reichel J, Estève J 2013 *New J. Phys.* **15** 045002

[81] Greuter L, Starosielec S, Kuhlmann A V, Warburton R J 2015 *Phys. Rev. B* **92** 045302

[82] Pscherer A, Meierhofer M, Wang D, Kelkar H, Martin-Cano D, Utikal T, Gotzinger S, Sandoghdar V 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 133603

[83] Dumeige Y, Alléaume R, Grangier P, Treussart F, Roch J F 2011 *New J. Phys.* **13** 025015

[84] Dolan P R, Adekanye S, Trichet A A P, Johnson S, Flatten L C, Chen Y C, Weng L, Hunger D, Chang H C, Castelletto S, Smith J M 2018 *Opt. Express* **26** 7056

[85] Casabone B, Deshmukh C, Liu S, Serrano D, Ferrier A, Hummer T, Goldner P, Hunger D, de Riedmatten H 2021 *Nat. Commun.* **12** 3570

[86] Vadia S, Scherzer J, Thierschmann H, Schäfermeier C, Dal Savio C, Taniguchi T, Watanabe K, Hunger D, Karraï K, Högele A 2021 *PRX Quantum* **2** 040318

物理学报 *Acta Phys. Sin.* **Vol. 71, No. 6 (2022) 060201**

SPECIAL TOPIC—Manipulation and applications of solid-state single quantum systems

Interaction between light and single quantum-emitter in open Fabry-Perot microcavity*

Pei Si-Hui [1)#] Song Zi-Xuan [2)#] Lin Xing [2)†] Fang Wei [1)‡]

1) (*State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation, College of Optical Science and Engineering, Zhejiang University, Hangzhou* 310058, *China*)

2) (*College of Information Science & Electronic Engineering, Zhejiang University, Hangzhou* 310058, *China*)

(Received 23 October 2021; revised manuscript received 26 November 2021)

Abstract

The interaction between light and matter has attracted much attention not only for fundamental research but also for applications. The open Fabry-Perot cavity provides an excellent platform for such a study due to strong optical confinement, spectral and spatial and tunability, and the feasibility of optical fiber integration. In this review, first, the basic properties of open Fabry-Perot cavities and the fabrication techniques are introduced. Then recent progress of weak coupling, strong coupling and bad emitter regimes is discussed. Finally, the challenges to and perspectives in this respect are presented.

Keywords: Fabry-Perot microcavity, open cavity, solid-state single quantum system, cavity quantum electrodynamics

PACS: 02.10.Yn, 33.15.Vb, 98.52.Cf, 78.47.dc **DOI:** 10.7498/aps.71.20211970

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2018YFB2200404), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62035013, 61635009, 62075192), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. 2021QNA5006).

# These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: lxing@zju.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: wfang08@zju.edu.cn