第 44 卷第 3 期
2025 年 6 月

红 外 与 毫 米 波 学 报
J. Infrared Millim. Waves

Vol. 44, No. 3
June, 2025

文章编号:1001-9014(2025)03-0365-06

DOI:10. 11972/j. issn. 1001-9014. 2025. 03. 006

强耦合区域量子阱器件临界耦合的光电转换

宋剑涛[1*], 马舒寰[1], 王辰笑[1,2], 杨 帆[1,2], 陈志坚[1,2], 姚碧霖[2]

(1. 上海科技大学 物质科学与技术学院,上海 201210;
2. 中国科学院上海技术物理研究所 红外科学与技术全国重点验室,上海 200083)

摘要:为了提升量子阱红外探测器的光电转化效率,开展了对强光与物质耦合作用区域内器件的辐射耗散与耦合强度匹配条件的研究,并提出了一种区别于传统本征耗散与辐射耗散匹配的临界耦合模型。通过解析模型,量化了本征热耗散和耦合强度对临界条件的贡献。研究结果表明,在优化匹配参数后,去除了热耗散的净光电吸收率可超过 95%,且在强耦合机制和临界耦合条件的协同调控下,光电响应率的提升幅度最高可达 160%。揭示了强耦合条件下优化耗散与耦合参数的重要性,为增强光电转化效率及改进量子阱红外探测器性能提供了理论和设计参考。

关 键 词:临界耦合; 量子阱; 强耦合

中图分类号:O439 **文献标识码**: A

Photoelectric conversion of critically coupled quantum well devices in the strong coupling regime

SONG Jian-Tao[1*], MA Shu-Huan[1], WANG Chen-Xiao[1,2], YANG Fan[1,2], CHEN Zhi-Jian[1,2], YAO Bi-Mu[2]

(1. School of Physical Science and Technology, ShanghaiTech University, Shanghai 201210, China;
2. State Key Laboratory of Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

Abstract: To enhance the net photoelectric conversion efficiency of quantum well infrared photodetectors, this study investigates the matching conditions between radiative dissipation and coupling strength in devices operating in the strong light-matter coupling regime. A critical coupling model distinct from the conventional intrinsic and radiative dissipation matching is proposed. Through an analytical model, the contributions of intrinsic thermal dissipation and coupling strength to the critical conditions are quantified. The results indicate that, with optimized matching parameters, the net photoelectric absorption efficiency, excluding thermal dissipation, can exceed 95%. Moreover, under the synergistic regulation of the strong coupling mechanism and critical coupling conditions, the photodetection response can be enhanced by up to 160%. This work highlights the importance of optimizing dissipation and coupling parameters under strong coupling conditions, providing theoretical and design guidance for improving photoelectric conversion efficiency and enhancing the performance of quantum well infrared photodetectors.

Key words: critical coupling, quantum well, strong coupling

引言

红外探测技术是国家实力竞争中的战略性高精尖技术,是支撑一个国家安全体系建设、推动空间科学发展的核心技术,是空天科技领域中不可或

收稿日期:2024-12-03,**修回日期**:2025-01-06 **Received date**:2024-12-03, **revised date**:2025-01-06

基金项目:国家重点研发计划(2022YFA1404603);中国科学院B类先导专项(XDB0580000);国家自然科学基金项目(12122413,12227901,U23A6002);上海市科委项目(23JC1404100,22JC1403300)

Foundation items: Supported by the National Key Research and Development Program of China (2022YFA1404603), Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences (XDB0580000), National Natural Science Foundation of China (12122413, 12227901, and U23A6002), the Science and Technology Commission of Shanghai Municipality (STCSM, 23JC1404100, 22JC1403300)

作者简介(Biography):宋剑涛(1999—),男,蒙古族,江苏扬州人,硕士,主要研究领域为微腔耦合红外探测量子阱器件. E-mail: songjt2024@shanghaitech. edu. cn

[*] **通讯作者**(Corresponding author): E-mail: songjt2024@shanghaitech. edu. cn

缺的关键技术，贯穿于气象强国、战略资源勘查以及空间天文观测等重要国家战略需求领域。切合国家重大需求，推动上述红外探测应用的技术跨越，要求探测能力进一步升级。腔量子电动力学[1-3]的光和物质耦合增强技术[4]已经被证明能够显著提升光电转换效率[5-9]，比如在一维介观系统中电子带与受限腔模式耦合下的电荷输运过程中，发现光-物质耦合可以显著增强稳态下的电荷导电性[6,10-12]，并且这种增强效应取决于腔损耗率、电子带宽和耦合强度；在超强光物质耦合驱动下，集体电子激发与量子红外探测器的相互作用，能够通过非微扰光物质耦合和集体效应增强器件的光电导性[13-14]。

量子阱红外探测器优势在于材料均匀性好、工艺成熟、大面积适用性、波长可调及多色探测能力[15-16]。金属腔量子阱探测器通过共振耦合提高光谱选择性和工艺集成优势，增强光子捕获能力，提升探测性能[17]。运用临界耦合[18]，即器件内部损耗速率等于器件的辐射耦合速率时[19-20]，能够实现对电磁波能量的完美吸收，此现象对于提高基于量子阱的红外探测器的光电转换效率具有重要意义。吸收的电磁波能量可能转化为光电子从而促进光电转换，也可能以热能的形式耗散。这两种耗散机制的共存要求我们从物理角度精确区分其对光电转换效率的贡献，从而有望通过优化光电耦合参数，显著提高电磁波能量转化为光电子的效率，并有效抑制不必要的热能量耗散，进而实现光电转换效率的显著提升。

在本文中，我们研究了量子阱红外探测器在强耦合条件下的光电转化过程，重点分析了辐射耗散与耦合强度的匹配对吸收效率的影响。不同于传统的吸收率计算方法，本文提出的吸收率定义为净吸收率，即仅考虑转化为光电流的能量部分，去除了热耗散的影响，从而更准确地反映了光电性能。通过构建解析模型[21]，我们探讨了强耦合领域下的独特特性，揭示了优化辐射耗散与耦合强度匹配对于提升光电响应的重要作用。研究表明，在优化参数条件下，净光电吸收率可超过95%，光电响应性能在特定条件下提升幅度最高可达160%，为量子阱红外探测器的性能优化和设计提供了新的理论支撑。

1 实验装置

探测器的吸收区域如图1所示[21]，由11组GaAs量子阱组成，每组由4个GaAs量子阱构成，量子阱之间由 $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$ 屏障隔开。左侧较宽的量子阱吸收光子，激发电子使其跃迁至第一激发态[22]，如图1(b)所示，其中 $\omega_{12} = E_2 - E_1 = 108$ meV（本文取 $\hbar = 1$）。而右侧的三个量子阱构成了光生电子的提取区，光激发的电子通过第3、4、5能级，最终传输到下一周期的量子阱结构中[23-24]。结构的费米能级 E_F 为96 meV，高于基态但低于最终的提取能级 E_3，从而确保主量子阱中具有较高的电子密度（约 $2.6 \times 10^{12}\ cm^{-2}$）[24]，等离子体[25-28]能量为 Ω_p，

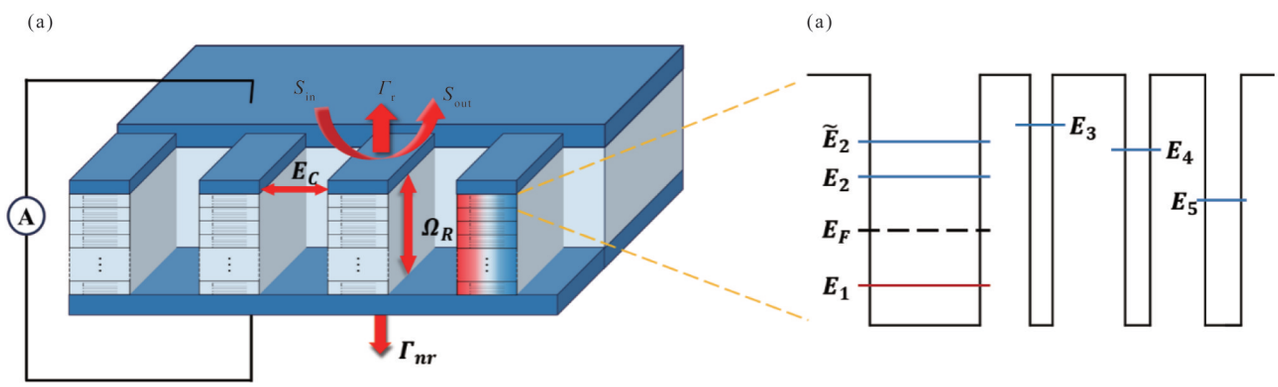

图1 谐振腔光电探测器装置与能级分布示意图：(a) 装置示意图：输入光场 S_{in} 和输出光场 S_{out}。辐射耗散系数 Γ_r 和非辐射耗散系数 Γ_{nr}，腔模电场 E_c 和真空拉比频率 Ω_R。(b) 能级分布示意图：基础能级 E_1、第一激发态 E_2、集体激发电子能级 $\tilde{E}_2$，费米能级 E_F 和提取能级 E_3

Fig. 1 Schematic diagram of the photodetector device and energy level distribution: (a) schematic diagram of the device: input optical field S_{in} and output optical field S_{out}; radiative dissipation coefficient Γ_r and nonradiative dissipation coefficient Γ_{nr}; cavity mode electric field E_c and vacuum Rabi frequency Ω_R. (b) schematic of the energy level distribution: ground state E_1, first excited state E_1, collective excitation electronic energy level E_2, Fermi level E_F, and extraction level E_3

$\Omega_p = 70\,\mathrm{meV}$,最终集体激发的电子能量为 $\widetilde{\omega_{12}} = \sqrt{\omega_{12}^2 + \left(\Omega_p\right)^2} \approx 130\,\mathrm{meV}$。图 1(b)所示的吸收区域置于一个谐振双金属微腔中,调节顶部金属层的金属脊的宽度可以控制微腔谐振频率 E_C。在强耦合状态下,反射谱(图2(c))中可以看到腔体与亚带等离子体的相互作用产生了下极化子和上极化子状态,温度 80 K 时,共振腔的真空拉比劈裂 $\Omega_R = 11$ meV。腔耦合量子阱的净光电吸收效率 $\eta(\omega)$ 可以通过建立的微观量子模型求解并计算得到(图2(b)、(d))。由能量守恒,有关系式:$\Delta(\omega) = 1 - R(\omega) - \eta(\omega)$,可以进一步得到器件的热耗散率 $\Delta(\omega)$(图2(b))。

2　理论模型

已有文献中的理论框架[21]有助于我们分析辐射耗散与耦合强度的匹配对吸收效率的影响,在图1(b)所示的量子阱中,单个电子的哈密顿量 $\hat{H}$ 描述了电子与微腔光子的耦合、集体电子激发效应,以及电子能级间的隧穿效应,可以写作:

$$\hat{H} = \hat{H}_c + \hat{H}_e + \frac{(\hbar\omega_{p1})^2}{4E_{21}}\hat{P}_{12}^2 + i\hbar\Omega_{R1}(\hat{a}^\dagger - \hat{a})\hat{P}_{12} + \hbar\Omega_t\sum_k\left(\hat{c}_{2k}^\dagger\hat{c}_{3k} + \hat{c}_{3k}^\dagger\hat{c}_{3k}\right), \tag{1}$$

其中,$\hat{H}_c = E_c(\hat{a}^\dagger\hat{a} + \frac{1}{2})$ 表示微腔光子的哈密顿量,$\hat{a}^\dagger$ 和 $\hat{a}$ 是微腔光子的生成与湮灭算符,$\widehat{H_e}$ 表示单电子的哈密顿量;$\hat{P}_{12} = \sum_k(\hat{c}_{1k}^\dagger\hat{c}_{2k} + \hat{c}_{2k}^\dagger\hat{c}_{1k})$ 是描述1和2子带间集体电子极化的算符,$\hbar\omega_{p1}$ 和 $\Omega_{R1} = \left(\omega_{p1}/2\right)\sqrt{FE_c/E_{21}}$ 表示单电子的等离子体能量以及耦合常数,其中 F 表示电子气体与腔模电场之间的几何重叠;$i\hbar\Omega_R(\hat{a}^\dagger\hat{P}_{12} - \hat{P}_{12}\hat{a})$ 描述了1和2能级间的偶极相互作用。哈密顿量中第三项 $\frac{(\hbar\omega_{p1})^2}{4E_{21}}\hat{P}_{12}^2$ 描述了电子子带间的偶极-偶极相互作用导致的等离子体效应。第四项 $i\hbar\Omega_{R1}(\hat{a}^\dagger - \hat{a})\hat{P}_{12}$ 描述了1→2能级跃迁的电子与腔光子之间的相互作用。最后一项 $\hbar\Omega_t\sum_k(c_{2k}^\dagger c_{3k} + c_{3k}^\dagger c_{2k})$. k 代表动量,表示2和3能级间的隧穿耦合效应。1→2能级的跃迁由于集体激发效应和光与物质相互作用显著增强[22]。1→3能级的跃迁效应忽略不计[27]。

微腔的反射系数可以通过 S 矩阵的方式求出,$R(\omega) = |S_{11}|^2$,而 S_{11} 满足关系式:

$$S_{11} = 1 + \frac{\Gamma_r}{i(\omega - \omega_c) - \left(\Gamma_{nr} + \frac{\Gamma_r}{2}\right) + \frac{\Omega_R^2}{i(\omega - \tilde{\omega}_{21}) - \gamma_m}}., \tag{2}$$

其中 $\Omega_R = \sqrt{N_0}\,\Omega_{R1} \approx 11\,\mathrm{meV}$,$N_0$ 是结构内电子总数,Ω_R 即是本文中的耦合强度,有 $\Omega_R = g$,在 $E_c = 130\,\mathrm{meV}$ 且未调节时,$\Gamma_r \approx 8.8\,\mathrm{meV}$ 和 $\Gamma_{nr} \approx 2.1\,\mathrm{meV}$ 分别是腔的辐射耗散和非辐射耗散系数,$\gamma_m = 12\,\mathrm{meV}$,是量子阱内相关能级跃迁的有效弛豫速率,反射系数的谱线如图2(a)所示。

系统的动力学通过密度矩阵方法计算,哈密顿量的演化包含了弛豫项。这种方法生成了一组可以解析求解的非线性方程组,类似半导体布洛赫方程。

在稳态条件下,光生电流可以表示为

$$I_{ph} = \frac{eN_3}{\tau_{34}}, \tag{3}$$

其中 N_3 是第 3 能级(提取能级)的布居数,τ_{34} 是从3到4能级的弛豫时间。对于低入射光强条件,N_3 与入射光场的强度 $|S_{\mathrm{in}}|^2$ 成正比。最终,可以将探测器的响应度 $\mathcal{R}(\omega) = I_{\mathrm{ph}}/\omega_{12}|S_{\mathrm{in}}|^2$ 表达为

$$\mathcal{R}(\omega) = \frac{e}{\omega_{12}N_p}G_{\mathrm{T}}G_{\mathrm{H}}(\omega)\eta(\omega), \tag{4}$$

N_p 是量子级联的周期数,量 G_T 定义为 $G_{\mathrm{T}} = 1/\left(1 + \tau_t/\tau_{\mathrm{eff}}\right)$,其中 τ_t 是与2和3能级之间隧穿过程相关的特征时间,$\tau_t^{-1} = 2\Omega_t^2\gamma_{32}/\left(\omega_{32}^2 + \gamma_{32}^2\right)$。这里 $\Omega_t = 4.7\,\mathrm{meV}$ 表示隧穿耦合强度,ω_{32} 是2和3能级之间的能级差,$\gamma_{23} = 2\,\mathrm{meV}$ 是2和3能级跃迁相关的弛豫速率。有效时间 τ_{eff} 仅通过布居寿命定义,$\tau_{\mathrm{eff}}^{-1} = \frac{\tau_{34}}{\tau_{21}}\left(\frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{34}} + \frac{1}{\tau_t}\right)$。由定义可以看出 $0 < G_t < 1$,它可以解释为量子级联中一个电子被光子激发后,在下一个量子级联周期中成功转移的概率。

在传统的量子级联探测器(QCD)理论中,G_{T} 被称为提取概率 p_{e},并且是进入响应度计算的唯一相关量,除了量子效率和 N_p 外。G_{T} 完全独立于吸收光子的能量 ω,但与提取能级和第2能级的对准情况密切相关。当满足共振条件 $\omega_{31} = \omega_{12}$ 时,G_{T} 达到最大值,并以接近洛伦兹分布的形式快速衰减。

函数 $G_{\mathrm{H}}(\omega)$ 可以近似表示为

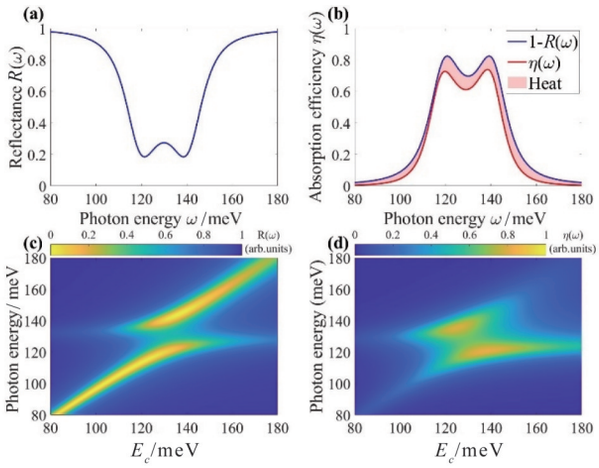

图2 光电探测器的反射率和吸收效率：(a) 在 E_C = 130 meV，$g = \Omega_R \approx 11$ meV，ω_{31} = 141 meV 条件下的反射谱线；(b) 在相同条件下的吸收率谱线，着色部分为$\Delta(\omega)$，蓝色线为1 - $R(\omega)$，红色线为$\eta(\omega)$；(c) 改变腔模频率E_C计算得到的反射谱映射；(d) 改变腔模频率E_C计算得到的吸收率映射图

Fig. 2 Reflectance and Absorption Efficiency of the Photodetector: (a) Reflectance spectrum under the conditions of E_C = 130 meV, $g = \Omega_R \approx 11$ meV, ω_{31} = 141 (b) Absorption efficiency spectrum under the same conditions, with the shaded area representing $\Delta(\omega)$. The blue line denotes 1 - $R(\omega)$, and the red line denotes $\eta(\omega)$; (c) Reflectance spectrum mapping obtained by varying the cavity mode frequency E_C; (d) Absorption efficiency mapping obtained by varying the cavity mode frequency E_C

$$G_{\mathrm{H}}(\omega) \approx 1 + \frac{1}{16\omega_c\tau_{21}} \frac{\omega_{21}\omega_{31}\omega_{32}}{\gamma_{21}\gamma_{31}\gamma_{32}} \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega - \omega_{31}}{\gamma_{31}}\right)^2}, \quad (5)$$

其中，τ_{21} 是从能级 2 到能级 1 的弛豫时间，γ_{ij} 是弛豫速率。参数取值为 γ_{23} = 2 meV，γ_{13} = 16 meV，以及 γ_{12} = 5 meV。$G_{\mathrm{H}}(\omega)$ 是一个相干增益系数，它显著影响光电流的光谱特性，同时反映了电子传输的作用。在我们的模型中，$G_{\mathrm{H}}(\omega)$ 建立了光-物质耦合态、集体态与费米子传输之间的定量关联，并确定了电子提取能级与集体态之间的能量匹配关系。

$\eta(\omega)$ 表示耦合系统的净光电吸收效率，已经去除了热耗散，即电子系统吸收的入射光子最终转化为光电流的比例。调控耦合强度以及辐射耗散这两项，就是在调控 $\eta(\omega)$。$\eta(\omega)$ 的计算表达式可以写成：

$$\eta(\omega) = \frac{16F\omega_p^2\omega_c^2\omega\Gamma_r}{|\Pi(\omega)|^2}, \quad (6)$$

其中，

$$\Pi(\omega) = \Delta_{21}(\omega)\Delta_c(\omega) - F\omega_p^2\omega_c^2\eta_s;$$
$$\Delta_{21}(\omega) = \omega_{21}^2 + \omega_p^2 + \gamma_{21}^2 - \omega^2 + 2i\omega\gamma_{21};$$
$$\Delta_c(\omega) = \omega_c^2 - \omega^2 + 2i\omega\Gamma_{tot};$$
$$\Gamma_{\mathrm{tot}} = \Gamma_r + \Gamma_{nr}.$$

由于 γ_{21} = 5 meV，且 $\gamma_{21}^2 \ll \omega_{21}^2 + \omega_p^2$，同时 $\omega_{21}^2 + \omega_p^2 \approx \omega_c^2$，因此可以近似为 $\gamma_{21}^2 + \omega_{21}^2 + \omega_p^2 \approx \omega_c^2$。通过理论计算，当吸收效率 $\eta(\omega)$ 的最大值增大时，图 2 (b) 所示的谱线的两个峰逐渐靠近并趋于重叠。此时，极值点对应的光子频率 ω 近似等于腔模频率 ω_c。在此条件下，$\eta(\omega)$ 的表达式可以简化为

$$\eta(\omega) = \frac{16F\omega_p^2\gamma_{21}\Gamma_r}{\left(4\gamma_{21}\Gamma_{\mathrm{tot}} + F\omega_p^2\right)^2}. \quad (7)$$

3 计算结果

取 E_c = 130 meV 时，通过本文建立的模型和理论计算方法，调节辐射耗散系数 Γ_r 有一系列 $\eta(\omega)$ 的谱线，每条谱线取极大值点，得到了图3(a)，红点表示此条件下当 Γ_{r} = 29.78 meV 时，最大吸收效率 $\eta_{\max} \approx 93\%$，相较原本的 Γ_{r} = 8.8 meV，$\eta_{\max} \approx 77\%$，提升了约21%，进一步观察式(7)，由均值不等式，发现当 Γ_r 满足时，$\eta_{\max}$ 取得最大值，式(8)即为本文提出的强耦合区域下的临界耦合公式，与常规的 $\Gamma_{\mathrm{r}} = \Gamma_{\mathrm{nr}}$ 相比，考虑了吸收的电磁波能量可能转化为光电子从而促进光电转换，也可能以热能的形式耗散。引入了耦合强度项，使得临界耦合公式更加准确。

$$\Gamma_{\mathrm{r}} = \Gamma_{\mathrm{nr}} + \frac{g^2E_{21}}{E_c\gamma_{21}}, \quad (8)$$

进一步，本文研究了在 $\Gamma_{\mathrm{nr}} \approx 2$ meV 的条件下，不同辐射耗散系数 Γ_{r} 和耦合强度 g 对吸收效率极值点分布的影响。如图3(b)所示，数值计算结果(蓝色实线)与理论模型(6)预测结果(红色虚线)表现出高度一致性。这一结果表明，本文提出的理论模型不仅能够准确描述强耦合条件下的吸收效率行为，还可以作为优化器件参数(如 Γ_r 和 g)的重要工具，从而显著提升量子阱红外探测器的性能。

图4展示了在不同条件下光电流最大值及其提升规律的详细分析。其中，图4(a) 比较了在不同条件下光电响应率最大值随提取能级 ω_{31} 变化的趋势。蓝色实线为满足临界耦合条件且考虑隧穿效应的结果，橙色实线为仅考虑隧穿效应的结果，红色实线为忽略隧穿效应的结果。可以看到，考虑隧

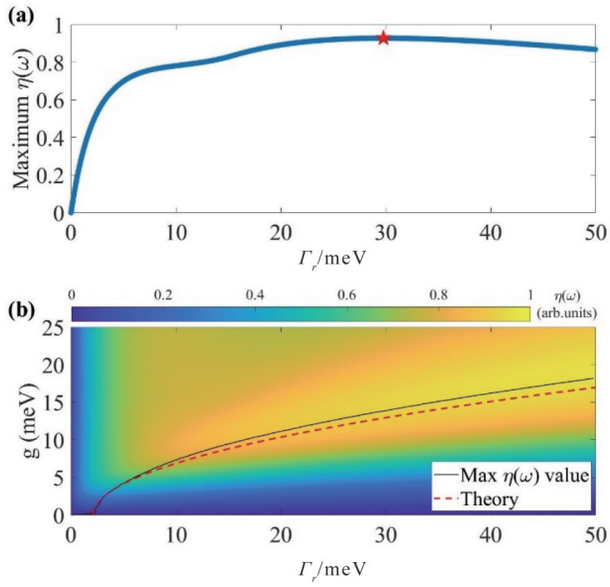

图 3　净吸收率与辐射耗散及耦合强度的关系:(a) 吸收效率 $\eta(\omega)$ 的最大值随辐射耗散系数 Γ_r 的变化,红点表示理论公式预测的极大值点;(b) 不同辐射耗散系数 Γ_r 和耦合强度 g 下的吸收效率极值点分布,蓝色实线为数值计算结果,红色虚线为理论公式预测结果

Fig. 3　Relationship Between Net Absorption Efficiency, Radiative Dissipation, and Coupling Strength: (a) Variation of the maximum absorption efficiency $\eta(\omega)$ with the radiative dissipation coefficient Γ_r, where the red dot represent theoretical predictions of the peak value. (b) Distribution of the maximum absorption efficiency under different radiative dissipation coefficients Γ_r and coupling strengths g. The blue solid line represents the numerical results, while the red dashed line represents the theoretical predictions

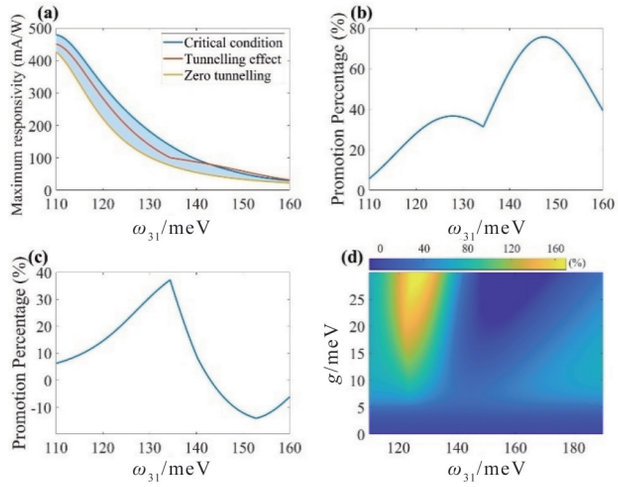

图 4　光电响应最大值与隧穿效应及临界耦合条件的关系分析:(a) g = 11 meV 时,不同条件下光电响应率最大值随提取能级 ω_{31} 的变化:蓝色实线表示考虑隧穿效应并满足临界耦合条件的结果,橙色实线表示仅考虑隧穿效应的结果,红色实线表示忽略隧穿效应的结果;(b) 考虑隧穿效应相对于未考虑隧穿效应的光电响应率提升百分比;(c) 新临界耦合条件相对于仅考虑隧穿效应的光电响应率提升百分比;(d)改变耦合强度 g,本文临界耦合条件相对于常规临界耦合条件的光电响应率提升百分比的热图

Fig 4　Analysis of maximum photodetection response with tunneling effect and critical coupling: (a) Maximum photodetection response versus extraction energy level ω_{31} at g = 11 meV: blue line considers tunneling and critical coupling, orange line considers tunneling only, and red line ignores tunneling. (b) Percentage improvement in response with tunneling versus without tunneling. (c) Percentage improvement under new critical coupling versus tunneling only. (d) Heatmap of response improvement under the new critical coupling versus conventional critical coupling as g varies

穿效应显著提升了光电响应率的最大值,此外,满足临界耦合条件的曲线(蓝色实线)又进一步超越了仅考虑隧穿效应的结果,表明合理的耗散匹配能够在特定提取能级范围内优化光电性能。

图4(b)和(c)分别显示了不同提升条件下的光电响应提升百分比变化。其中,图4(b)表明,考虑隧穿效应相对于忽略隧穿效应的光电响应最大值提升幅度,最大提升幅度可达70%。这一结果证明了隧穿效应对光电响应效率的贡献。图4(c)显示了强耦合下临界耦合条件相对于仅考虑隧穿效应时的提升幅度,在 ω_{31} = 135 meV 附近达到峰值,接近40%。结果体现了强耦合对于光电响应的提升优势,进一步表明,在强耦合领域,临界耦合条件需要将耦合强度纳入匹配条件。

图4(d)进一步展示了运用强耦合下临界耦合条件相对于常规临界耦合条件的光电流提升百分比分布。可以看出,在较高耦合强度区域,本文的临界耦合条件的优势尤为显著,提升幅度最高接近160%。这一结果表明,新临界耦合条件能够更全面地考虑隧穿效应和光-物质耦合的协同作用,辐射耗散系数以及耦合强度匹配新临界耦合条件时,可以显著增强光电流响应性能。而在低耦合强度区域,即 $\frac{g^2E_{21}}{E_c\gamma_{21}} \ll \Gamma_{nr}$ 时,本文的模型可以与常规临界耦合条件近似。

4　结论

本文针对强耦合动力学区域下的量子阱红外探测器,分析了微腔的反射系数,量子阱的净光电

吸收系数,从而得到器件的热耗散系数,通过建立微观量子模型,分析得到了临界耦合条件的解析模型,量化了辐射耗散系数和耦合强度在净光电吸收率中的贡献。并且可以直接体现在光电响应率中。研究表明,通过优化匹配条件,净光电吸收率可超过95%,并在特定参数范围内实现光电响应率最高160%的提升。此外,在强耦合区域内,本文的模型能够准确描述辐射耗散和耦合强度对净光电吸收率的影响,为强耦合条件下量子阱红外探测器的性能优化提供了理论方法。本文的工作对进一步提升量子阱红外探测器的光电转化效率具有一定的参考意义,特别是在优化强耦合器件性能、设计高效探测器方面提供了思路。

References

[1] ZHANG X, ZOU C L, JIANG L, et al. Cavity magnomechanics[J]. Science Advances, 2016, 2: e1601286.

[2] HAROCHE S, RAIMOND J M. Exploring the Quantum: Atoms, Cavities, and Photons[M]. New York: Oxford University Press, 2006.

[3] ROSENCHER E, VINTER B. Optoelectronics[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2002.

[4] WEINER J, HO P T. Light-Matter Interaction: Fundamentals and applications (Volume 1)[M]. Hoboken: John Wiley & Sons, 2008.

[5] SCULLY M O, SVIDZINSKY A A. The super of superradiance[J]. Science, 2009, 325(5947): 1510-1511.

[6] VASANELLI A, TODOROV Y, SIRTORI C. Ultra-strong light - matter coupling and superradiance using dense electron gases[J]. Comptes Rendus Physique, 2016, 17(8): 861-873.

[7] TODOROV Y, SIRTORI C. Few-electron ultrastrong light-matter coupling in a quantum LC circuit[J]. Physical Review X, 2014, 4(4): 041031.

[8] THOMAS A. Tilting a ground-state reactivity landscape by vibrational strong coupling [J]. Science, 2019, 363 (6427): 615-619.

[9] GARCIA-VIDAL F J, CIUTI C, EBBESEN T W. Manipulating matter by strong coupling to vacuum fields[J]. Science, 2021, 373(6551): eabd0336.

[10] ORGIU E. Conductivity in organic semiconductors hybridized with the vacuum field[J]. Nature Materials, 2015, 14 (11): 1123-1129.

[11] HAGENMÜLLER D, SCHACHENMAYER J, SCHÜTZ S, et al. Cavity-enhanced transport of charge[J]. Physical Review Letters, 2017, 119(22): 223601.

[12] DICKE R H. Coherence in spontaneous radiation processes [J]. Physical Review, 1954, 93(1): 99-110.

[13] VIGNERON P B. Quantum well infrared photodetectors operating in the strong light-matter coupling regime[J]. Applied Physics Letters, 2019, 114(16): 161103.

[14] GÜNTER G. Sub-cycle switch-on of ultrastrong light - matter interaction [J]. Nature, 2009, 458 (7235): 178-181.

[15] SHEN J, ZHU T, ZHOU J, et al. High-discrimination circular polarization detection based on dielectric-metal-hybrid chiral metamirror integrated quantum well infrared photodetectors[J]. Sensors, 2023, 23(1): 168.

[16] WANG H, ZHEN H, LI S, et al. Self-rolling and light-trapping in flexible quantum well - embedded nanomembranes for wide-angle infrared photodetectors[J]. Science Advances, 2016, 2(8): e1600027.

[17] JIN X Y, LI W W, LI T X, et al. Enhanced absorption of infrared light for quantum wells in coupled pillar-cavity arrays[J]. Optics Express, 2023, 31(5): 7090-7102.

[18] ZANOTTO S. Perfect energy-feeding into strongly coupled systems and interferometric control of polariton absorption [J]. Nature Physics, 2014, 10(11): 830-834.

[19] SUN Y, TAN W, LI H Q, et al. Experimental demonstration of a coherent perfect absorber with PT phase transition [J]. Physical Review Letters, 2014, 112(14): 143903.

[20] PENG B. Loss-induced suppression and revival of lasing [J]. Science, 2014, 346(6207): 328-332.

[21] PISANI F, GACEMI D, VASANELLI A, et al. Electronic transport driven by collective light-matter coupled states in a quantum device[J]. Nature Communications, 2023, 14(1): 3914.

[22] UNTERRAINER K. Photon-assisted tunneling in semiconductor quantum structures[M]//LIU H, CAPASSO F. Semiconductors and semimetals (Volume 66). Amsterdam: Elsevier, 1999: 127-186.

[23] GIORGETTA F R. Quantum cascade detectors[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2009, 45(8): 1039-1052.

[24] WEBER E R, WILLARDSON R K, LIU H, et al. Intersubband Transitions in Quantum Wells: Physics and Device Applications[M]. San Diego: Academic Press, 1999.

[25] TODOROV Y, SIRTORI C. Intersubband polaritons in the electrical dipole gauge[J]. Physical Review B, 2012, 85(4): 045304.

[26] DELTEIL A, VASANELLI A, TODOROV Y, et al. Charge-induced coherence between intersubband plasmons in a quantum structure[J]. Physical Review Letters, 2012, 109(24): 246808.

[27] SIRTORI C. Resonant tunneling in quantum cascade lasers [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1998, 34 (9): 1722-1729.

[28] DELTEIL A. Charge-induced coherence between intersubband plasmons in a quantum structure[J]. Physical Review Letters, 2012, 109(24): 246808.