

泵浦调制下全固态被动调 Q Nd:YAG/Cr:YAG 激光器非线性动力学研究*

边嘉仪^{1) #} 孙兆祺^{1) #} 王秋蘋¹⁾ 王飞^{1) 2)}邓涛^{1) 2)} 林晓东^{1) 2)} 高子叶^{1) 2) †}

1) (西南大学物理科学与技术学院, 重庆 400715)

2) (西南大学, 微纳结构光电子学重庆市重点实验室, 重庆 400715)

(2025 年 5 月 20 日收到; 2025 年 6 月 24 日收到修改稿)

全固态被动调 Q 激光器的非线性动力学行为是影响其输出特性的关键因素. 本文通过数值模拟研究了泵浦调制下全固态被动调 Q Nd:YAG/Cr:YAG 激光器的非线性动力学行为, 讨论了关键调制参量对调 Q 激光非线性动力学及其输出特性的影响. 仿真结果表明, 在特定的调制频率、调制幅度以及未调制泵浦速率下, 调 Q 激光可以表现出单周期态、倍周期态、多周期态以及混沌态. 通过分析调 Q 激光脉冲峰值随调制频率、调制幅度以及未调制泵浦速率变化的分岔图, 发现脉冲峰值主要经倍周期和准周期演化路径进入混沌. 此外, 脉冲频率 (即相邻脉冲时间间隔的倒数) 进入混沌的演化路径与脉冲峰值的演化路径一致, 但脉冲频率强度变化趋势与脉冲峰值强度变化趋势相反. 研究结果理论上揭示了泵浦调制关键参量对激光器的非线性动力学行为及其输出特性具有显著影响, 并为进一步实验深入探究其演化机制提供了重要的指导.

关键词: 泵浦调制, 全固态被动调 Q 激光器, Nd:YAG/Cr:YAG, 非线性动力学**PACS:** 42.55.-f, 42.60.Gd, 05.45.-a, 42.60.Fc**DOI:** 10.7498/aps.74.20250660**CSTR:** 32037.14.aps.74.20250660

1 引言

全固态被动调 Q 激光器因其输出激光脉冲宽度窄、峰值功率高、脉冲峰值和重复频率一致性好等优势, 广泛应用于工业、医疗、通信与军事等领域, 具备重要的实用价值与发展前景^[1-4]. 目前, 关于全固态被动调 Q 激光器的研究主要集中在单周期态^[5-8]. 而激光系统在特定条件下可以表现出周期倍增、注入锁定、混沌等非线性行为, 为保密通信和随机数生成等领域提供了新的应用, 因此研究

激光系统非线性动力学愈发重要^[9-12]. 对于全固态被动调 Q 激光器来说, 泵浦功率、腔损耗、腔长、可饱和吸收体参数等都是控制激光器非线性动力学的关键参量. 2003 年, Tang 等^[13]理论和实验研究了通过调节泵浦功率 (泵浦速率) 使全固态被动调 Q Nd:YAG/Cr:YAG 激光器呈现出单周期 (period-one, P1)、倍周期 (period-two, P2)、多周期 (multi-period, MP)、脉冲混沌 (chaotic pulsation, CP) 非线性动力学态. 2006 年, Ng 等^[14]理论和实验研究了全固态被动调 Q Nd:GdVO₄/Cr:YAG 和 Nd:YVO₄/Cr:YAG 激光器的非线性动力学行为. 研究结果表

* 国家重点研发计划 (批准号: 2023YFB2905403)、重庆市自然科学基金 (批准号: CSTB2023NSCQ-MSX0120) 和重庆市硕士生科研创新项目 (批准号: CYS25133) 资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: zygao@swu.edu.cn

明: 在实验中通过调节谐振腔准直度 (腔损耗) 可使调 Q 脉冲呈现出丰富的动力学态 (P1, P2, MP, CP 等); 理论研究发现调节泵浦速率, 调 Q 激光表现出对应的动力学行为. 2010 年, Kovalsky 和 Hnilo^[15] 在全固态被动调 Q Nd:YAG/Cr:YAG 激光器中发现改变可饱和吸收体在谐振腔中的位置会引起脉冲幅度和脉冲间隔的不规则性. 2016 年, Tsai 等^[16] 实验研究发现了全固态被动调 Q Nd:GdVO₄/Cr:YAG 激光器输出脉冲的时间序列和光束横向分布同时存在混沌现象, 泵浦功率和狭缝方位角是引起时空混沌的主要原因. 2021 年, 本课题组^[17] 实验研究了全固态高重频被动调 Q Nd:LaMgAl₁₁O₁₉ 激光器的非线性动力学特性, 结果表明在高泵浦功率下, 激光器更容易进入脉冲混沌态. 2023 年, 本课题组^[18] 理论研究了被动调 Q Nd:YAG/Cr:YAG 激光器的系统关键参量 (泵浦速率、腔内光子往返损耗、腔内光子往返时间) 对其非线性动力学特性的影响. 上述研究结果表明, 调控系统关键参量可有效地控制激光器非线性动力学行为.

外部扰动可以丰富激光器的非线性动力学, 常见的外部扰动有光注入、光反馈、光电反馈等^[19-21]. 泵浦调制是控制固体激光器非线性动力学态的一种典型方法. 2013 年, Hong 和 Wei^[22] 理论与实验研究了正弦泵浦调制条件下全固态被动调 Q Nd:YVO₄/Cr:YAG 激光器中周期性与准周期性脉冲序列的产生机制. 研究结果表明, 随着泵浦调制频率的变化, 激光系统呈现出典型的非线性动力学行为, 依次经历 P1, P2, MP, CP 状态. 2019 年, Villafana-Rauda 等^[23] 采用数值模拟方法, 进一步探讨了在正弦泵浦调制下, 未调制泵浦速率与调制频率对全固态被动调 Q Nd:YVO₄/Cr:YAG 激光器输出脉冲的影响规律, 结果表明激光脉冲可经倍周期和准周期路径进入混沌. 已有文献研究了调制频率和未调制泵浦速率对泵浦调制全固态被动调 Q 激光器输出特性的影响, 但调制幅度这一关键参量对系统动力学特性的影响尚未研究, 并且还缺乏对调制参数构成的参数空间内脉冲峰值的非线性动力学分布进行系统全面的探索. 此外, 现有关于全固态被动调 Q 激光器非线性动力学的研究主要聚焦于激光脉冲峰值的特性, 对脉冲频率 (即相邻脉冲间隔的倒数) 的演化规律还缺少关注. 因此, 有必要对泵浦调制被动调 Q 激光器的非线性动力

学行为开展更为系统和深入的研究.

基于此, 本文从 Nd:YAG/Cr:YAG 四能级速率方程出发, 数值研究了泵浦调制下全固态被动调 Q Nd:YAG/Cr:YAG 激光器的非线性动力学特性, 系统地分析了调制频率、调制幅度、未调制泵浦速率对激光器非线性动力学的影响. 通过构建三个泵浦调制参数空间的非线性动力学分布, 本文系统地研究了调制频率、调制幅度和未调制泵浦速率对激光器非线性动力学演化过程的协同影响. 结果表明: 在特定参数条件下, 激光脉冲可呈现出单周期、倍周期、多周期及混沌等典型非线性动力学状态. 随着调制频率、调制幅度及未调制泵浦速率的变化, 调 Q 激光器的脉冲峰值和脉冲频率历经复杂的演化路径同步进入混沌. 在较低的未调制泵浦速率时, 即使调制幅度和调制频率较强, 系统也无法激发出非线性状态; 而在较高的未调制泵浦速率条件下, 适当调节调制幅度和调制频率可实现系统从周期状态到混沌状态的过渡.

2 理论模型

图 1 为装置示意图. Pump 为泵浦调制的激光二极管, DM 为平面双色镜, OC 为平面输出镜, Nd:YAG 为激光增益介质, Cr:YAG 为可饱和吸收体. 激光器的四能级速率方程为^[13]

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{\Phi}{t_r} \left[2\sigma_e l_g (n_2 - n_1) - 2\sigma_a l_s n_s - \left(\ln \frac{1}{R} + L \right) \right], \quad (1)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = W_p n_0 - (\gamma_{20} + \gamma_{21}) n_2 - \sigma_e c \Phi (n_2 - n_1), \quad (2)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = -\gamma_{10} n_1 + \gamma_{21} n_2 + \sigma_e c \Phi (n_2 - n_1), \quad (3)$$

$$\frac{dn_0}{dt} = \gamma_{20} n_2 + \gamma_{10} n_1 - W_p n_0, \quad (4)$$

$$\frac{dn_s}{dt} = \gamma_s (n_{s0} - n_s) - \sigma_a c \Phi n_s, \quad (5)$$

式中 Φ 为腔内光子数密度; n_2 , n_1 , n_0 分别为 Nd:YAG 的上能级粒子数密度、下能级粒子数密度、基态粒

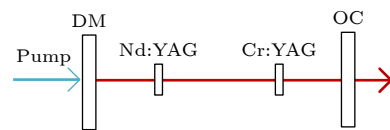


图 1 装置示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the setup.

子数密度, 满足 $n_2 + n_1 + n_0 = 1.52 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$; n_s 和 n_{s0} 分别为 Cr:YAG 的激发态粒子数密度和基态粒子数密度; σ_e 和 σ_a 分别为 Nd:YAG 的受激发射截面和 Cr:YAG 的吸收截面; γ_{21} , γ_{20} , γ_{10} 分别为 Nd:YAG 上能级到下能级的衰减速率、上能级到基态的衰减速率、下能级到基态的衰减速率; γ_s 为 Cr:YAG 衰减速率; l_g 和 l_s 分别为 Nd:YAG 和 Cr:YAG 的通光长度; c 为真空中的光速; R 为输出镜的反射率; L 为腔内光子往返损耗; t_r 为腔内光子往返时间; W_p 为正弦调制的泵浦速率, 满足 $W_p = P_0 (1 + A_m \sin(2\pi f_m t))$, 其中 P_0 为未调制泵浦速率, 是一个不随时间变化的物理量, 即 $A_m = 0$ 时的泵浦速率; A_m 为调制幅度; f_m 为调制频率. 采用四阶龙格-库塔法求解微分方程. 在 $f_m = 3 \text{ kHz}$, $A_m = 50\%$, $P_0 = 1000 \text{ s}^{-1}$ 条件下, 激光器的泵浦速率、光子数密度、增益介质反转粒子数密度、可饱和吸收体粒子数密度随时间的变化如图 2 所示. 图 2(a) 为泵浦速率 W_p 随时间的变化曲线, 呈现正弦周期性变化. 结合图 2(b)–(d) 可以看出, 激光脉冲的产生均对应于增益介质中反转粒子数的

快速下降, 以及可饱和吸收体粒子数密度突变响应, 表明符合调 Q 激光的特征. 从图 2(b) 可以看出, 周期性泵浦调制使激光脉冲峰值和脉冲间距随时间变化. 泵浦速率最小时 ($P_0 = 500 \text{ s}^{-1}$), 激光脉冲峰值最大, 对应的脉冲频率 (相邻脉冲间隔的倒数) 最小; 随着泵浦速率从 500 s^{-1} 增加至 1300 s^{-1} 时, 激光脉冲峰值逐渐变小, 对应的脉冲频率逐渐变大; P_0 从 1300 s^{-1} 继续增加到 1500 s^{-1} , 脉冲峰值进一步减小, 脉冲频率进一步变大, 近似连续光.

3 模拟结果与分析

调制频率 f_m 、调制幅度 A_m 和未调制泵浦速率 P_0 是调制泵浦速率函数 W_p 的关键参量. 本文针对上述三个参量, 分别对脉冲激光的非线性动力学特性进行了分析. 通过对不同调制参数下的时间序列、三维相图、轨迹图和分岔图进行研究, 发现泵浦调制下被动调 Q Nd:YAG/Cr:YAG 激光器展现出丰富的非线性动力学行为和复杂的演化路径. 本工作所采用的部分模拟参数 (调制频率 f_m 、调制幅度 A_m 和未调制泵浦速率 P_0) 借鉴了已有文献的研究结果 [13,23].

图 3(a1)–(c3) 展示了 $P_0 = 1000 \text{ s}^{-1}$, $A_m = 50\%$ 时, 在不同 f_m (200, 220, 270 kHz) 下脉冲激光的时间序列、三维相图和轨迹图. 当 f_m 为 200 kHz 时, 脉冲序列呈现规则的单周期 (P1) 振荡, 三维相图构成稳定闭合环路, 轨迹图呈现清晰的闭合环路, 系统表现为 P1 态; 当 f_m 提高至 220 kHz, 脉冲序列出现两个交替主峰, 三维相图形成两个嵌套环路, 轨迹图呈现出两个闭合环路, 为倍周期 (P2) 状态; 而当 f_m 进一步增加至 270 kHz, 脉冲序列变得不规则, 三维相图复杂、不可预测, 轨迹图分布无规律, 表现为典型的脉冲混沌 (CP) 状态. 结果表明, 在未调制泵浦速率和调制幅度固定的情况下, 调制频率的变化可使调 Q 激光出现单周期态、倍周期态和混沌态, 展现出其丰富的非线性动力学特性. 进一步地, 分别以脉冲峰值和脉冲频率为研究对象, 绘制其随 f_m 变化的分岔图以分析系统动力学演化路径. 从图 3(d1)–(d2) 可以观察到, f_m 在 0 到 1000 kHz 范围内, 脉冲峰值与脉冲频率呈现出复杂的演化路径. 分析脉冲峰值分岔图 (图 3(d1)) 发现, 当 f_m 在 160–215 kHz 内时, 脉冲峰值保持在 P1 状态; 当 f_m 在 215–235 kHz

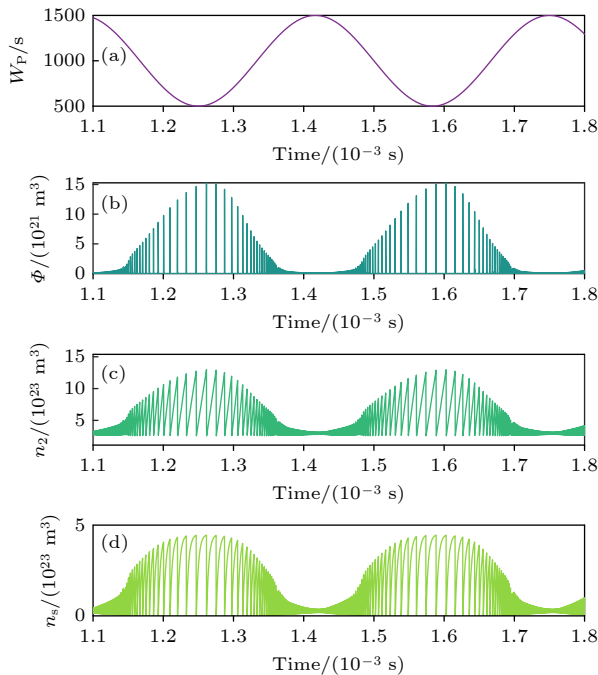


图 2 (a) 泵浦速率随时间的变化; (b) 光子数密度随时间的变化; (c) 增益介质反转粒子数密度随时间的变化; (d) 可饱和吸收体粒子数密度随时间的变化

Fig. 2. (a) Temporal evolution of the pump rate; (b) temporal evolution of photon number density; (c) temporal evolution of gain medium inversion population density; (d) temporal evolution of saturable absorber population density.

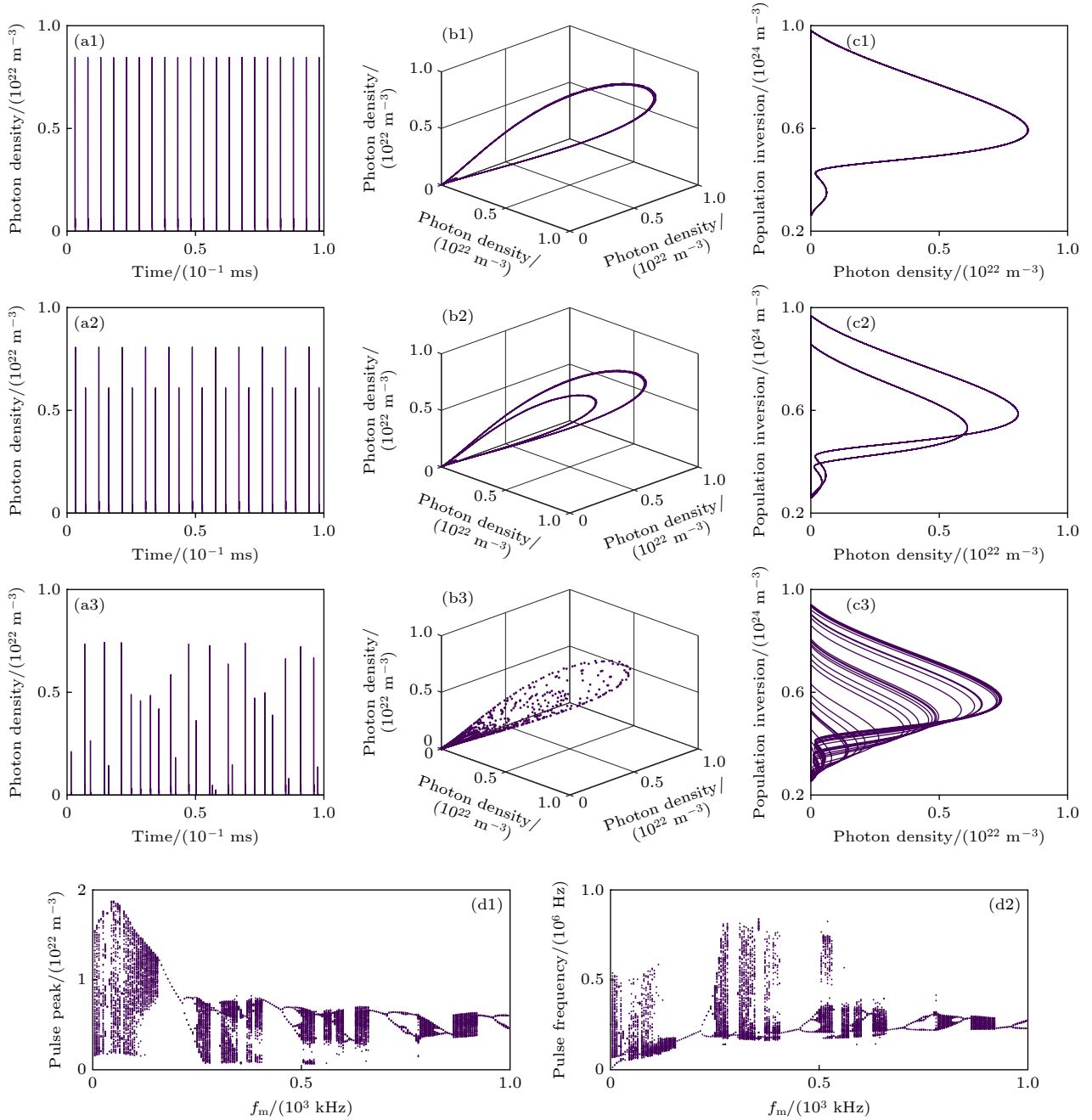


图3 当未调制泵浦速率和调制幅度分别为 1000 s^{-1} 和 50% 时, 不同调制频率下调 Q 激光脉冲序列、三维相图、轨迹图和分岔图 (a1)–(c1), (a2)–(c2), (a3)–(c3) 分别为在调制频率为 200, 220, 270 kHz 下调 Q 激光脉冲序列、三维相图和轨迹图; (d1) 和 (d2) 分别为调 Q 激光脉冲峰值和脉冲频率随调制频率变化的分岔图

Fig. 3. When the unmodulated pump rate and modulation amplitude are 1000 s^{-1} and 50%, respectively, Q -switched laser pulse trains, 3D phase portraits, trajectory diagrams and bifurcation diagrams at different modulation frequencies. Panel (a1)–(c1), (a2)–(c2) and (a3)–(c3) show Q -switched laser pulse trains, 3D phase portraits and trajectory diagrams at modulation frequencies of 200, 220 and 270 kHz, respectively. Panel (d1) and (d2) present bifurcation diagrams of Q -switched laser pulse peak and pulse frequency versus modulation frequency.

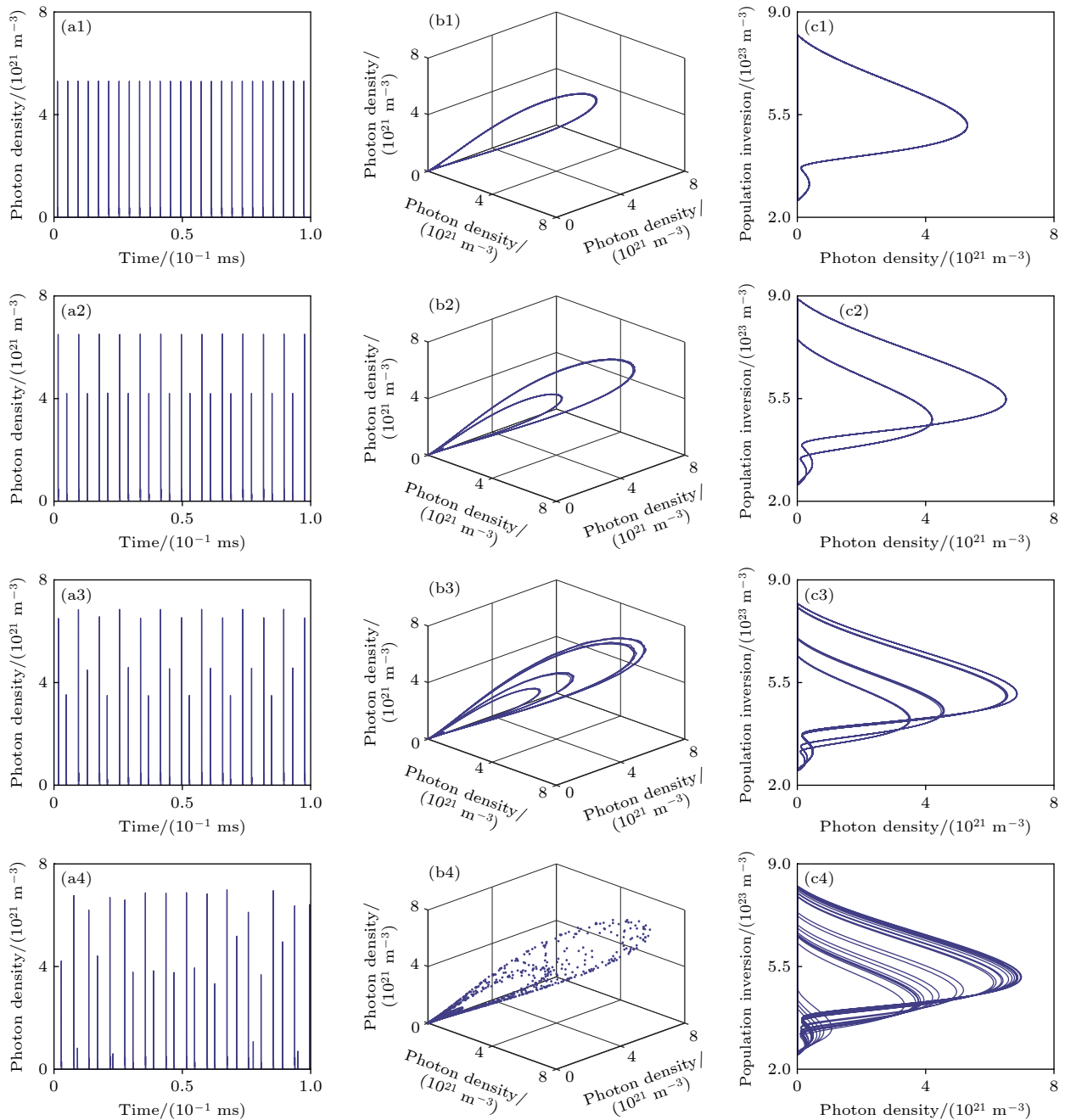
区间内, 脉冲峰值随调制频率增加出现分岔, 进入 P2 状态; 当 f_m 在 235—245 kHz 区间内, 进一步出现分岔, 系统进入 P4 状态; 继续升高 f_m 至 245—285 kHz 区间内, 此时脉冲峰值呈现高度不规则性, 系统进入 CP 状态. 调制频率在 160—285 kHz 区

间内, 激光脉冲峰值演化路径呈现出典型的 $P1 \rightarrow P2 \rightarrow P4 \rightarrow CP$ 的分岔结构, 体现出系统遵循倍周期通向混沌的演化规律. 当 f_m 在 540—545 kHz 内时, 脉冲峰值保持在 P1 状态; 当 f_m 在 545—550 kHz 内时, 脉冲峰值保持在 MP 状态; 当 f_m 在 550—

575 kHz 内时, 脉冲峰值进入 CP 状态. 调制频率在 540—575 kHz 范围内, 激光脉冲峰值呈现出 P1→MP→CP 准周期演化路径. 进一步, 分析图 3(d2) 脉冲频率分岔图发现, 在相同的调制参数下, 脉冲频率和脉冲峰值进入混沌的演化路径大致相同. 此外, 当 f_m 为 355 kHz 时, 脉冲频率达到其最大值 837 kHz, 而脉冲峰值达到其最小值 $6.8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$. 观察可得, 虽然脉冲峰值和脉冲频率的进入混沌的演化路径相同, 但强度变化趋势基本相反.

然后将 f_m 固定为 500 kHz、 P_0 设为 1000 s^{-1} , 通过改变 A_m , 激光系统同样表现出丰富的非线性

动力学行为. 图 4(a1)—(c4) 为不同调制幅度下调 Q 激光脉冲序列、三维相图、轨迹图和分岔图. 如图 4(a1)—(c4) 所示, 当 A_m 依次为 20%, 40%, 48% 和 55% 时, 分别观察到 P1, P2, MP 以及 CP 的非线性动力学态. 进一步, 在 A_m 从 0 增加至 100% 的过程中, 研究了在给定 P_0 和 f_m 条件下脉冲峰值与脉冲频率的非线性动力学演化路径, 相应的脉冲峰值与脉冲频率分岔图如图 4(d1), (d2) 所示. 分析图 4(d1) 可知, 在 A_m 从 0 增加至 31.5% 时, 脉冲峰值保持在 P1 状态; 当 A_m 从 31.5% 增加至 46.0% 时, 脉冲峰值进入 P2 状态; 随后, 当 A_m 在 46.0%—



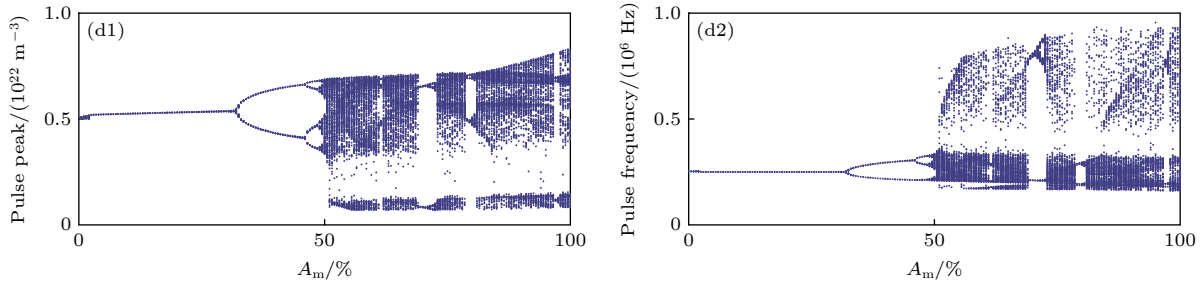


图4 当未调制泵浦速率和调制频率分别为 1000 s^{-1} 和 500 kHz 时, 不同调制幅度下调 Q 激光脉冲序列、三维相图、轨迹图和分岔图 (a1)–(c1), (a2)–(c2), (a3)–(c3), (a4)–(c4) 分别为调制幅度为 20%, 40%, 48%, 55% 下调 Q 激光脉冲序列、相图和轨迹图; (d1) 和 (d2) 分别为调 Q 激光脉冲峰值和脉冲频率随调制幅度变化的分岔图

Fig. 4. When the unmodulated pump rate and modulation frequency are 1000 s^{-1} and 500 kHz , respectively, Q -switched laser pulse trains, 3D phase portraits, trajectory diagrams and bifurcation diagrams under different modulation amplitude. Panel (a1)–(c1), (a2)–(c2), (a3)–(c3) and (a4)–(c4) show Q -switched laser pulse trains, phase portraits and trajectory diagrams at modulation amplitude of 20%, 40%, 48% and 55%, respectively. Panel (d1) and (d2) present bifurcation diagrams of Q -switched laser pulse peak and pulse frequency versus modulation amplitude.

48.5% 范围内, 脉冲峰值出现 P4 状态; 继续增加 A_m 至 48.5%–69.0% 时, 脉冲峰值进入 CP 状态. A_m 在 0%–69.0% 范围内, 脉冲峰值呈现出典型的 $P1 \rightarrow P2 \rightarrow P4 \rightarrow CP$ 的倍周期分岔路径. 在 69.0%–72.0% 范围内, 脉冲峰值再次进入 P2 状态; 随着 A_m 的进一步增加, 脉冲峰值在 72.0%–78.5% 区间内再度进入 CP 状态. 而在 78.5%–79.5% 区间内, 脉冲峰值再次进入 P2 状态; 当 A_m 增加至 79.5%–96.5% 时, 脉冲峰值再次进入 CP 状态. 在 96.5%–97.0% 区间内, 脉冲峰值再次进入 P2 状态, 最终在 A_m 为 97.0%–100% 时, 脉冲峰值进入最后的 CP 状态. A_m 从 69.0% 到 100%, 脉冲峰值呈现出 $P2 \rightarrow CP \rightarrow P2 \rightarrow CP \rightarrow P2 \rightarrow CP$ 的分岔路径. 图 4(d2) 展示了脉冲频率随调制幅度变化的分岔图, 脉冲频率呈现出与脉冲峰值相似的倍周期和准周期演化路径, 而脉冲峰值和脉冲频率的强度变化趋势大致相反.

在 $A_m = 50\%$, $f_m = 500 \text{ kHz}$ 条件下, 激光脉冲的非线性动力学行为也受到 P_0 的影响, 如图 5 所示. 图 5(a1)–(c3) 为不同 P_0 下调 Q 激光脉冲序列、三维相图、轨迹图和分岔图. 当 P_0 分别为 1200 , 1300 和 1400 s^{-1} 时, 系统依次呈现 CP, P2 和 P1 状态, 反映出 P_0 对激光系统非线性动力学态的调控作用. 进一步, 研究了调 Q 激光脉冲峰值和脉冲频率随未调制泵浦速率变化的分岔图, 如图 5(d1) 和图 5(d2) 所示. 当 P_0 在 0 – 1800 s^{-1} 范围内, 脉冲峰值和脉冲频率主要经倍周期和准周期演化路径进入混沌. 脉冲峰值和脉冲频率的演化路

径如下: 在 P_0 小于 40 s^{-1} 时, 泵浦速率过小, 未形成调 Q 激光. 当 P_0 在 40 – 200 s^{-1} , 200 – 560 s^{-1} , 560 – 590 s^{-1} , 590 – 700 s^{-1} , 700 – 760 s^{-1} , 760 – 790 s^{-1} , 790 – 810 s^{-1} , 810 – 840 s^{-1} , 840 – 890 s^{-1} 范围内时, 系统分别处于 P1, MP, P1, CP, P1, CP, P1, P2, P1 状态, 表明系统存在复杂的演化路径. 进一步, 当 P_0 在 890 – 1000 s^{-1} 时, 系统再次进入 CP 状态, 在 1000 – 1010 s^{-1} 过渡到 P4 状态; 在 1010 – 1040 s^{-1} 时, 系统维持 P2 状态; 在 1040 – 1080 s^{-1} 时, 系统恢复 P1 状态, 表明系统遵循倍周期演化路径. P_0 为 1080 – 1130 s^{-1} , 1130 – 1140 s^{-1} , 1140 – 1170 s^{-1} 时, 系统分别经历了 CP, P1, P2 状态. P_0 为 1170 – 1230 s^{-1} , 1230 – 1240 s^{-1} , 1240 – 1310 s^{-1} , 1310 – 1520 s^{-1} 时, 系统经历了 $CP \rightarrow P4 \rightarrow P2 \rightarrow P1$ 倍周期分岔路径. P_0 为 1520 – 1550 s^{-1} 时, 系统过渡到 CP 状态, 并在 1550 – 1600 s^{-1} 时, 重新进入 P2 状态, 最终在 1600 – 1800 s^{-1} 时, 恢复 P1 状态. 可以看出, 在固定调制频率和调制幅度的数值时, 随着未调制泵浦速率的变化系统表现出复杂的动力学演化路径. 当 P_0 为 1200 s^{-1} , 脉冲频率达到其最大值 1211 kHz , 脉冲峰值达到其最小值 $3.41 \times 10^{20}/\text{m}^3$. 同样地, 如图 5(d1) 和图 5(d2) 可得脉冲峰值与脉冲频率在进入混沌过程中呈现出大致相同的路径但强度变化几乎相反.

为探究三个参数互相之间对激光器非线性动力学行为的影响规律, 图 6(a)–(c) 研究了在调制频率 f_m 、调制幅度 A_m 、未调制泵浦速率 P_0 构成参数空间内的脉冲峰值非线性动力学分布. 图中不同

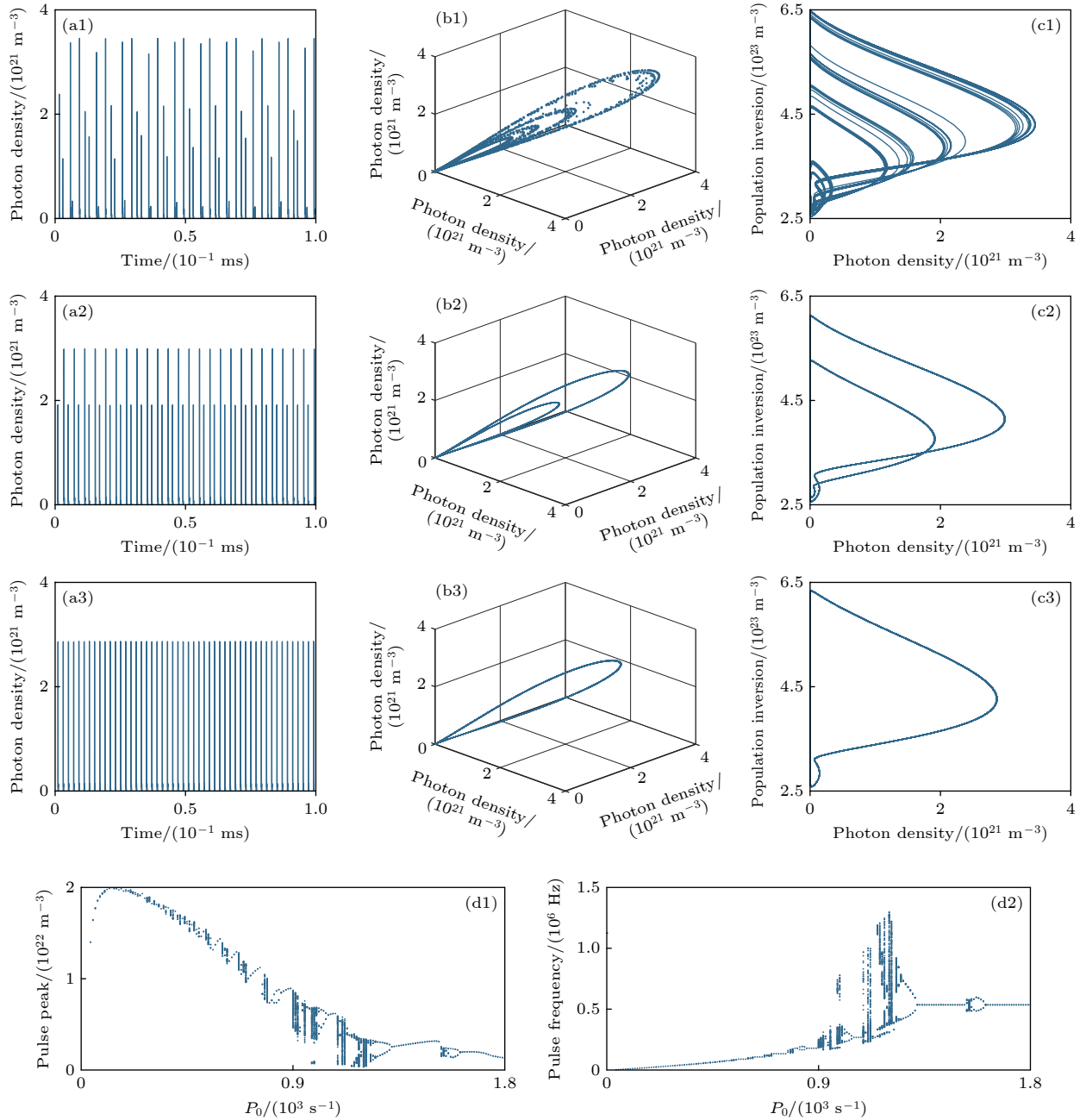


图 5 当调制幅度和调制频率分别为 50% 和 500 kHz 时, 不同未调制泵浦速率下调 Q 激光脉冲序列、三维相图、轨迹图和分岔图 (a1)–(c1), (a2)–(c2), (a3)–(c3) 分别为未调制泵浦速率为 1200, 1300, 1400 s^{-1} 下调 Q 激光脉冲序列、三维相图和轨迹图; (d1) 和 (d2) 分别为调 Q 激光脉冲峰值和脉冲频率随未调制泵浦速率变化的分岔图

Fig. 5. When the modulation amplitude and modulation frequency are 50% and 500 kHz, respectively, Q -switched laser pulse trains, 3D phase portraits, trajectory diagrams and bifurcation diagrams under different unmodulated pump rates. Panel (a1)–(c1), (a2)–(c2) and (a3)–(c3) show Q -switched laser pulse trains, 3D phase portraits and trajectory diagrams at unmodulated pump rates of 1200, 1300 and 1400 s^{-1} , respectively. Panel (d1) and (d2) present bifurcation diagrams of Q -switched laser pulse peak and pulse frequency versus unmodulated pump rate.

颜色代表不同的动力学状态: 深蓝色表示 P1 状态, 浅蓝色为 P2 状态, 黄色表示 MP 状态, 深红色代表 CP 状态. 图 6(a) 展示了在 $f_m = 500 \text{ kHz}$ 条件下, 参数空间中 P_0 与 A_m 对脉冲峰值动力学分布的影响. 可以观察到, 当 P_0 较小 ($P_0 < 36 \text{ s}^{-1}$), A_m

在 0—100% 之间变化时, 分布图上表现为空白, 这表明当未调制泵浦速率过小时, 激光器未输出调 Q 激光. 当 $36 \text{ s}^{-1} < P_0 < 200 \text{ s}^{-1}$, A_m 在 0%—100% 之间变化时, 分布图上主要表现为深蓝色, 表明在较低的未调制泵浦速率下系统以 P1 状态稳定运

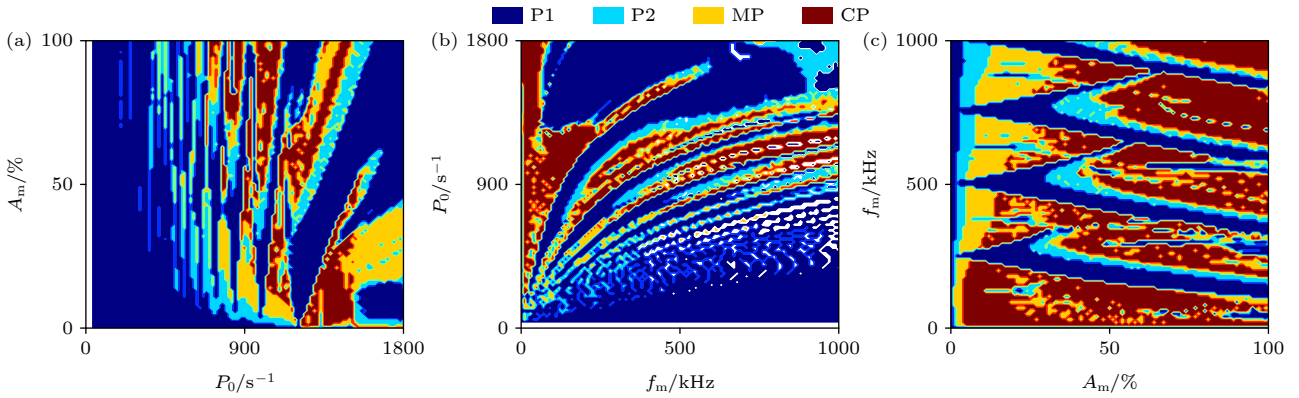


图6 在调制频率 f_m 、调制幅度 A_m 、未调制泵浦速率 P_0 构成的参数空间内脉冲峰值的非线性动力学分布 (a) $f_m = 500$ kHz 时, P_0 与 A_m 构成参数空间内的非线性动力学分布; (b) $A_m = 50\%$ 时, f_m 与 P_0 构成参数空间内的非线性动力学分布; (c) $P_0 = 1000$ s $^{-1}$ 时, A_m 与 f_m 构成参数空间内的非线性动力学分布

Fig. 6. Dynamic distributions of pulse peak in the parameter space of the modulation frequency f_m , modulation amplitude A_m , and unmodulated pump rate P_0 : (a) P_0 and A_m under $f_m = 500$ kHz; (b) f_m and P_0 under $A_m = 50\%$; (c) A_m and f_m under $P_0 = 1000$ s $^{-1}$.

行, 系统的非线性较弱. P_0 在 200—650 s $^{-1}$ 时, 分布图上出现浅蓝色和黄色条带, 分别对应 P2 和 MP 状态, 表明系统开始出现周期分岔, 从线性稳定区域过渡到低阶非线性区域. 随着 P_0 进一步增加, 分布图中出现了深红色区域, 即表明系统在该区域的特定参数下进入了 CP 状态, 非线性效应进一步增强. 在 $f_m = 500$ kHz 条件下, P_0 和 A_m 共同作用可驱动系统从单周期态演化至多周期态与混沌态, 在 P_0 和 A_m 较高的区域, 泵浦调制对系统非线性效应的影响更为显著.

图 6(b) 展示了在 $A_m = 50\%$ 条件下, 参数空间中 f_m 与 P_0 对脉冲峰值分布的影响. 结果表明, 当 P_0 较小 ($P_0 < 36$ s $^{-1}$) 时, f_m 在 0—1000 kHz 之间, 分布图上表现为空白, 表明激光器未实现调 Q 激光. 随着 f_m 和 P_0 增加, 分布图的右下角区域出现了深蓝色条带区域, 表明系统在该区域内进入稳定的 P1 状态. 进一步减小 f_m 和增加 P_0 发现, 分布图中出现浅蓝色、黄色和深红色区域, 表明系统在特定条件下出现了 P2, MP 和 CP 状态, 系统的非线性效应受到调制参数的影响. 在低 f_m 和高 P_0 区域, 系统出现较大范围的深红色区域, 表明系统在该参数区域内非线性效应较强. 此外, 整体上从右下到左上观察分布图可以看出, 系统的不同动力学态在参数空间中形成带状或条纹状分布, 表现出明显的相变边界与周期窗口结构.

图 6(c) 展示了在 $P_0 = 1000$ s $^{-1}$ 条件下, 参数空间中 A_m 与 f_m 对脉冲峰值分布的影响. 从左到右观察分布图可以看出, 系统的演化路径主要由稳定的 P1 状态逐步经历 P2 状态、MP 状态, 最终过

渡到 CP 状态, 表明 A_m 的增加能够显著地增强系统的非线性效应. 图 6(c) 中在混沌区域中夹杂的细条状周期窗口表明在改变 A_m 与 f_m 过程中, 系统存在短暂的稳定输出区域, 反映出非线性系统分岔过程中的周期—混沌交替结构. 与图 6(a) 和图 6(b) 对比可得, A_m 与 f_m 共同调制对系统的非线性动力学演化的影响更加显著.

4 结 论

本文基于全固态被动调 Q Nd:YAG/Cr:YAG 激光器四能级速率方程, 采用数值模拟方法系统研究了泵浦调制下激光器的非线性动力学行为和输出特性. 研究表明, 通过调节泵浦调制参数 (调制频率、调制幅度、未调制泵浦速率), 系统呈现出单周期 (P1)、倍周期 (P2)、四倍周期 (P4)、多周期 (MP)、混沌 (CP) 等丰富的动力学状态. 泵浦调制参数的改变会引起激光脉冲输出特性发生显著变化, 分岔图揭示了系统主要经倍周期和准周期演化路径进入混沌. 而且, 调 Q 激光脉冲峰值与脉冲频率在进入混沌的过程中呈现出路径同步但强度变化相反的趋势, 体现出调 Q 激光系统在强度与频率的动态耦合关系. 三个参数在调制过程中对激光器的非线性动力学演化均产生显著影响. 三者协同调节时, 系统在参数空间中呈现出丰富的非线性动力学演化路径, 包括单周期、倍周期、多周期、混沌及周期窗口等多种复杂结构, 体现出典型的非线性分岔特征. 其中, 调制幅度与调制频率的耦合作用对系统非线性影响较为显著, 容易触发混沌状态

的形成. 在较低的未调制泵浦速率时, 即使调制幅度与调制频率较高, 系统也无法激发出非线性状态; 而在较高的未调制泵浦速率条件下, 适当调节调制幅度与调制频率可使系统实现从周期状态到混沌状态的过渡. 本研究揭示了全固态被动调 Q Nd:YAG/Cr:YAG 激光器在泵浦调制下的非线性动力学演化规律, 为实验深入探究其演化机制提供了重要的指导, 进一步为激光器输出特性的优化与混沌激光器的设计提供了理论基础和参考依据.

参考文献

- [1] Shen J P, Chen Y, Chen L, Xing F Y, Zhang F B, Xia R Z, Zuo H Y, Xiong F, Jiang R R 2025 *Chin. Phys. Lett.* **42** 044202
- [2] Liu Y, Liu Z J, Cong Z H, Xu X D, Xu J, Men S J, Xia J B, Zhang S S 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 174203 (in Chinese) [刘杨, 刘兆军, 丛振华, 徐晓东, 徐军, 门少杰, 夏金宝, 张飒飒 2015 物理学报 **64** 174203]
- [3] Pavel N, Dascalu T, Salamu G, Dinca M, Boicea N, Birtas A 2015 *Opt. Express* **23** 33028
- [4] Huang C X, Zhou L J, Zhong L X, Liang J D, Ma L, Chen G D, Li Z J, Lu T, Jin C J 2025 *Opt. Laser Technol.* **184** 112485
- [5] Dascalu T, Croitoru G, Grigore O, Pavel N 2016 *Photonics Res.* **4** 267
- [6] Han S, Du Q H, Geng L, Liu X L, Zhao H Y, Liu Y Q, Zhang S B, Yang X Q 2025 *Opt. Laser Technol.* **181** 111642
- [7] Dun Y Y, Li P, Chen X H, Ma B M 2016 *Chin. Phys. Lett.* **33** 024201
- [8] He Y, Ma Y F, Li J, Li X D, Yan R P, Gao J, Yu X, Sun R, Pan Y B 2016 *Opt. Laser Technol.* **81** 46
- [9] Uchida A, Amano K, Inoue M, Hirano K, Naito S, Someya H, Oowada I, Kurashige T, Shiki M, Yoshimori S, Yoshimura K, Davis P 2008 *Nat. Photonics* **2** 728
- [10] Sciamanna M, Shore K A 2015 *Nat. Photonics* **9** 151
- [11] Argyris A, Syvridis D, Larger L, Annovazzi-Lodi V, Colet P, Fischer L, Garcia-Ojalvo J, Mirasso C R, Pesquera L, Shore K A 2005 *Nature* **438** 343
- [12] Lin F Y, Liu J M 2004 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **10** 991
- [13] Tang D Y, Ng S P, Qin L J, Meng X L 2003 *Opt. Lett.* **28** 325
- [14] Ng S P, Tang D Y, Qin L J, Meng X L, Xiong Z L 2006 *Int. J. Bifurcation Chaos* **16** 2689
- [15] Kovalsky M, Hnilo A 2010 *Opt. Lett.* **35** 3498
- [16] Tsai S Y, Chiu C P, Chang K C, Wei M D 2016 *Opt. Lett.* **41** 1054
- [17] Gao Z Y, Xia G Q, Deng T, Lin X D, Tang X, Fan L, Wu Z M 2021 *Acta Photonica Sin.* **50** 0314001 (in Chinese) [高子叶, 夏光琼, 邓涛, 林晓东, 唐曦, 樊利, 吴正茂 2021 光子学报 **50** 0314001]
- [18] Gao Z Y, Xia G Q, Deng T, Lin X D, Tang X, Fan L, Wu Z M 2023 *J. Southwest Univ. (Nat. Sci. Ed.)* **45** 195 (in Chinese) [高子叶, 夏光琼, 邓涛, 林晓东, 唐曦, 樊利, 吴正茂 2023 西南大学学报(自然科学版) **45** 195]
- [19] Hurtado A, Quirce A, Valle A, Pesquera L, Adams M J 2010 *Opt. Express* **18** 9423
- [20] Li X F, Pan W, Luo B, Ma D 2006 *Chaos, Solitons Fractals* **30** 1004
- [21] Wei M D, Hsu C C, Huang H H, Wu H H 2010 *Opt. Express* **18** 19977
- [22] Hong K G, Wei M D 2013 *J. Opt.* **15** 085201
- [23] Villafana-Rauda E, Chiu R, Mora-Gonzalez M, Casillas-Rodriguez F, Medel-Ruiz C L, Sevilla-Escoboza R 2019 *Results Phys.* **12** 908

Nonlinear dynamics in a pump-modulation all-solid-state passively Q -switched Nd:YAG/Cr:YAG laser^{*}

BIAN Jiayi^{1) #} SUN Zhaoqi^{1) #} WANG Qiupin¹⁾ WANG Fei^{1) 2)}
DENG Tao^{1) 2)} LIN Xiaodong^{1) 2)} GAO Ziyi^{1) 2) †}

¹⁾ (School of Physical Science and Technology, Southwest University, Chongqing 400715, China)

²⁾ (Chongqing Key Laboratory of Micro & Nano Structure Optoelectronics, Southwest University, Chongqing 400715, China)

(Received 20 May 2025; revised manuscript received 24 June 2025)

Abstract

All-solid-state passively Q -switched lasers can exhibit nonlinear behaviors such as period-doubling, injection locking, and chaos under specific conditions, offering new applications in fields like secure communication and random number generation. As a result, the nonlinear dynamics of laser systems are becoming increasingly important. Pump modulation is a typical method of controlling the nonlinear dynamical states of solid-state lasers. In this work, the nonlinear dynamical characteristics of an all-solid-state passively Q -switched Nd:YAG/Cr:YAG laser under pump modulation are investigated by solving a four-level rate equation system using the Runge-Kutta method. The results demonstrate that by adjusting key parameters including modulation frequency, modulation amplitude, and unmodulated pump rate, the laser system can exhibit rich dynamical states, including period-one, period-two, multi-period, and chaotic pulsation. By analyzing the bifurcation diagram, the evolution pattern of output laser pulse characteristics with parameter changes is revealed. The system mainly enters chaos through period-doubling and quasi-periodic routes, while exhibiting a unique phenomenon where the pulse peak and pulse frequency follow synchronized evolutionary paths but with opposite trends in intensity variation, indicating dynamic coupling effects between frequency and intensity domains. By constructing the nonlinear dynamical distributions within a three-dimensional pump modulation parameter space, the combined effects of modulation frequency, modulation amplitude, and unmodulated pump rate on the evolution of the laser's nonlinear dynamics are systematically investigated in this work. The results show that at lower unmodulated pump rates, the system cannot be driven into nonlinear states even when the modulation amplitude and frequency are relatively large. In contrast, under higher unmodulated pump rates, the appropriate tuning of modulation amplitude and frequency enables the system to transition from periodic states to chaotic behavior. This work not only elucidates the modulation mechanisms of pump parameters on the nonlinear dynamics of lasers, but also provides theoretical guidance for optimizing laser output performance and designing high-performance chaotic lasers, which is of great significance in promoting the applications of Q -switched lasers in precision measurement and secure communication fields.

Keywords: pump modulation, all-solid-state passively Q -switched laser, Nd:YAG/Cr:YAG, nonlinear dynamics

PACS: 42.55.-f, 42.60.Gd, 05.45.-a, 42.60.Fc

DOI: 10.7498/aps.74.20250660

CSTR: 32037.14.aps.74.20250660

^{*} Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2023YFB2905403), the Natural Science Foundation of Chongqing City, China (Grant No. CSTB2023NSCQ-MSX0120), and the Postgraduates' Research and Innovation Project of Chongqing City, China (Grant No. CYS25133).

[#] These authors contributed equally.

[†] Corresponding author. E-mail: zygao@swu.edu.cn

泵浦调制下全固态被动调Q Nd:YAG/Cr:YAG激光器非线性动力学研究

边嘉仪 孙兆祺 王秋蘋 王飞 邓涛 林晓东 高子叶

Nonlinear dynamics in a pump-modulation all-solid-state passively Q-switched Nd:YAG/Cr:YAG laser

BIAN Jiayi SUN Zhaoqi WANG Qiupin WANG Fei DENG Tao LIN Xiaodong GAO Ziye

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 184201 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250660

CSTR: 32037.14.aps.74.20250660

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250660>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

2.94 μm LiNbO₃声光调Q Er:YAG激光输出脉冲特性

LiNbO₃ acousto-optically Q-switched pulse characteristics of Er:YAG laser at 2.94 μm

物理学报. 2024, 73(4): 044205 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231616>

种子注入螺旋手性控制的调Q涡旋固体激光器特性

Characteristics of Q-switched vortex solid-state laser with spiral chirality controlled by injection seeding

物理学报. 2025, 74(17): 174204 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250667>

基于泵浦强度调制的超快光纤激光器中孤子分子光谱脉动动力学研究

Spectral pulsation dynamics of soliton molecules in ultrafast fiber lasers based on pump intensity modulation

物理学报. 2024, 73(1): 014202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231030>

分布式反馈半导体激光器自延迟反馈下的非线性动力学态研究

Research on nonlinear dynamics of distributed feedback semiconductor laser under self-delayed feedback

物理学报. 2025, 74(9): 090502 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241433>

基于纯水可饱和吸收体的1.9 μm 波段被动调Q和锁模掺铥光纤激光器

Passively Q-switched and mode-locked 1.9 μm Tm-doped fiber laser based on pure water as saturable absorber

物理学报. 2022, 71(17): 174202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212125>

基于台阶声光调Q外腔泵浦MgO:PPLN光参量振荡器的3.4 μm 中红外脉冲串激光器

3.4 μm mid-infrared pulse train laser based on stepped acousto-optic Q-switched external cavity pumped MgO:PPLN optical parametric oscillator

物理学报. 2024, 73(4): 044206 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231348>