

## 被动锁模光纤激光器中倍周期孤子分子调控的研究\*

魏洁楠 胡倩玉 韩冬冬<sup>†</sup> 任凯利 李田甜 惠战强

(西安邮电大学电子工程学院, 西安 710121)

(2025年11月26日收到; 2026年1月12日收到修改稿)

本文基于色散傅里叶变换技术以及耦合的非线性薛定谔方程, 在被动锁模光纤激光器中实现了不同状态倍周期孤子分子的调控并研究了其特性. 实验中, 通过调节偏振控制器以及泵浦功率, 获得了不同间距的倍周期双脉冲孤子分子以及倍周期三脉冲孤子分子. 以上倍周期孤子分子在倍周期状态下, 孤子分子脉冲间距固定, 整体能量高低振荡, 奇偶圈能量稳定分离. 数值仿真还原了实验现象, 孤子分子各项特性与实验数据一致. 本研究对于理解被动锁模光纤激光器中倍周期孤子分子内部复杂动力学行为具有重要意义.

**关键词:** 光纤激光器, 孤子分子, 倍周期, 色散傅里叶变换**DOI:** 10.7498/aps.75.20251609**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251609

## 1 引言

被动锁模光纤激光器凭借其稳定性高、散热性能优、输出光束质量好以及成本低等优点, 在材料加工、光通信、光谱分析和生物医疗等领域展现出广泛的应用前景<sup>[1-4]</sup>. 在基础研究领域, 借助其输出的非线性波包光孤子, 被动锁模光纤激光器成为了研究非线性系统的理想平台<sup>[5,6]</sup>. 通过调节激光器参数, 在其中已发现众多非线性动力学现象, 例如矢量孤子<sup>[7]</sup>、呼吸孤子<sup>[8-10]</sup>、孤子分子<sup>[11]</sup>和倍周期孤子<sup>[12]</sup>等. 孤子分子是由多个非线性波包孤子相互作用在一起形成的稳定结构, 其具备多维参数可调节特性, 在孤子基础理论研究和光通信方面都展现出巨大的潜力<sup>[13,14]</sup>. 而倍周期是周期性系统中的一种重要分岔现象. 当系统参数发生微小变化时, 系统内原先各种效应平衡被打破, 从而造成系统周期变为原先周期的整数倍即倍周期. 该状态下孤子仍以腔基本往返时间运行, 但脉冲能量(或峰值强

度等其他参数)在相邻两个往返之间交替变化, 使得脉冲状态需经过两个腔往返才能完全重复一次. 倍周期孤子作为系统由稳态向混沌态过渡的标志之一已经引起人们的广泛关注<sup>[15-17]</sup>. 其最早在主动锁模半导体激光器中观察到<sup>[18]</sup>. 然而, 受限于当时测量设备以及技术的限制, 研究人员无法对倍周期孤子的实时演化特性进行观测.

色散傅里叶变换 (dispersive Fourier transform, DFT) 技术的出现为实时观测孤子内部动力学过程提供了一项有力的工具<sup>[19]</sup>. 该技术利用不同波长的光波在高色散介质中传播速度不同来对脉冲序列进行拉伸, 将频域光谱信息映射到时域脉冲上, 实现对超短脉冲的单次光谱实时测量<sup>[20]</sup>. 借助 DFT 技术, 人们对光纤激光器中倍周期现象进行了更深入的研究, 发现了具备中心波长切换特性的倍周期孤子<sup>[21]</sup>. 随后, 其矢量特性也在实验和仿真中得到了验证, 研究人员认为倍周期孤子是孤子偏振态旋转过程中的一种特殊情况, 源于腔内强烈的非线性效应<sup>[22-25]</sup>. 之后, 有研究人员证实了 PC 的线性耦合效应会导致矢量倍周期孤子的形

\* 国家自然科学基金 (批准号: 62305268)、陕西省重点研发计划 (批准号: 2024QY2-GJHX-39) 和西安邮电大学电子工程学院交叉学科项目 (批准号: XKJC2508) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: handongdong@xupt.edu.cn

成<sup>[26]</sup>. 最近的报道说明了倍周期现象与腔内净色散无关, 且常产生于泵浦功率高于稳定锁模的泵浦功率时<sup>[27,28]</sup>. 近期 Li 等<sup>[29]</sup> 在实验和数值仿真中证实了倍周期孤子分子内部存在同异相倍频特性. 上述研究已经对倍周期单孤子的演化特征进行了深入的探索. 然而, 针对倍周期孤子分子特别是对其调控以及内部演化特性的研究还几乎没有.

本文在被动锁模光纤激光器中实现了不同间距的倍周期双脉冲孤子分子、倍周期三脉冲孤子分子的调控, 并研究了其动力学特性. 实验中, 通过调节泵浦功率和偏振控制器, 可以获得不同间距的倍周期双脉冲孤子分子和倍周期三脉冲孤子分子. 随后, 利用 DFT 技术研究了上述倍周期孤子分子的奇偶圈光谱和能量的演化特性. 最后, 基于耦合的非线性薛定谔方程进行数值模拟, 仿真复现了实验结果, 验证了泵浦和 PC 对倍周期状态调控的重要作用. 本工作对于研究耗散光学系统中孤子分子的复杂非线性行为具有重要意义.

## 2 实验装置

实验装置结构如图 1 所示, 由全光纤锁模光纤激光器和 DFT 实时测量系统两部分组成. 全光纤锁模光纤激光器由 980 nm 半导体激光器 (laser diode, LD), 980 nm/1550 nm 波分复用器 (wavelength division multiplexer, WDM), 一段 5 m 长掺铒光纤 (erbium-doped-fiber, EDF), 偏振无关隔离器 (polarization-insensitive isolator, PI-ISO), 偏振控制器 (polarization controller, PC), 一个基于碳纳米管的锁模器 (carbon nanotube, CNT) 以及各个器件尾纤组成. 实验使用一台 980 nm 单模半导体激光器通过 980 nm/1550 nm 波分复用器对 EDF 进行泵浦. 偏振无关隔离器保证腔内光的单向运转. 偏振控制器用于调整光纤的偏振状态, 配合碳纳米管, 使得激光器处于最佳的锁模状态. 激光器由耦合器 50% 端口输出, 进行实时观测. 激光器其他连接部分为各个器件的尾纤, 其为标准单模光纤 (single-mode-fiber, SMF), 在 1550 nm 处色散系数为 17 ps/nm/km, 长度约为 13.2 m. 而 EDF 色散系数 -12.2 ps/nm/km, 所以激光器腔内净色散为 -0.208 ps<sup>2</sup>. DFT 实时测量系统由一段总色散约 660 ps/nm 的色散补偿光纤, 一个带宽 24 GHz 的光电探测器以及一台带宽为 59 GHz、

采样率 200 GSa/s 的高速实时示波器 (OSC, Tektronix, DPO 75902 SX) 组成, 因此 DFT 系统能够实现分辨率为 0.15 nm 的实时光谱测量. 此外, 锁模脉冲的状态同时通过光谱分析仪 (OSA, Yokogawa, AQ6370D) 和频谱分析仪 (Keysight, N9020B MXA) 以及自相关仪 (APE PulseCheck USB150) 进行监测.

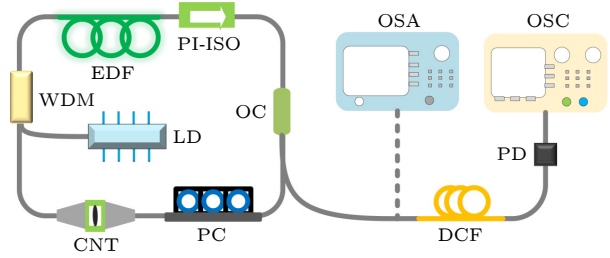


图 1 实验中锁模光纤激光器以及 DFT 实时测量系统结构示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the mode-locked fiber laser and DFT real-time measurement system in the experiment.

## 3 实验结果与讨论

### 3.1 倍周期双脉冲孤子分子

实验中, 当泵浦功率为 18 mW 时可获得孤子分子. 升高泵浦功率, 至 22 mW 之前, 输出脉冲功率将持续增加, 但仍保持稳定孤子分子状态. 升高泵浦至 22 mW, 调节 PC 可获得倍周期孤子分子, 如图 2 所示. 其中, 图 2(a) 为光谱仪测得的光谱曲线, 中心波长位于 1531.7 nm, 具有 1.05 nm 的光谱调制间隔, 符合孤子分子的光谱特性. 图 2(b) 为对应的示波器脉冲序列, 脉冲间隔为 88.34 ns, 与 18.2 m 腔长对应周期保持一致. 同时, 脉冲强度高, 同一强度的脉冲间隔为 2 倍的 88.34 ns, 输出处于倍周期状态. 图 2(c) 为对应状态下的频谱曲线, 显示出两个峰值. 其中, 基频峰值位于 11.32 MHz 处, 对应 18.2 m 腔长, 另一峰值位于二分之一基频 5.66 MHz 处, 对应示波器中 2 倍周期的序列. 图 2(c) 内插图自相关曲线, 其表现出 1:2:1 的峰值强度比, 中心主峰和对称旁瓣次峰时间间隔为 7.5 ps, 表明脉冲时间间隔为 7.5 ps. 根据  $\Delta\lambda = \lambda^2 / (c\Delta T) = 1.05 \text{ nm}$  ( $\Delta T$  取 7.5 ps,  $\lambda$  为 1531.7 nm,  $c$  为光速), 与图 2(a) 中光谱调制间隔相对应. 由以上实验结果可以看出, 此时激光器输出为倍周期孤子分子状态.

利用 DFT 技术对倍周期孤子分子实时演化过程进行测量, 如图 3 所示. 其中, 图 3(a) 展示了连续 100 圈往返的实时光谱演化. 由图 3(a) 可以看出其除了孤子分子典型的光谱调制, 随着圈数变化

其光谱各峰值呈现出规律性的明暗变化. 对图 3(a) 中 100 圈实时光谱抽取奇数圈与偶数圈, 分别如图 3(b) 与图 3(c) 所示, 此时二者皆表现出稳定孤子分子的光谱演化特性, 没有光谱呼吸特性. 分别

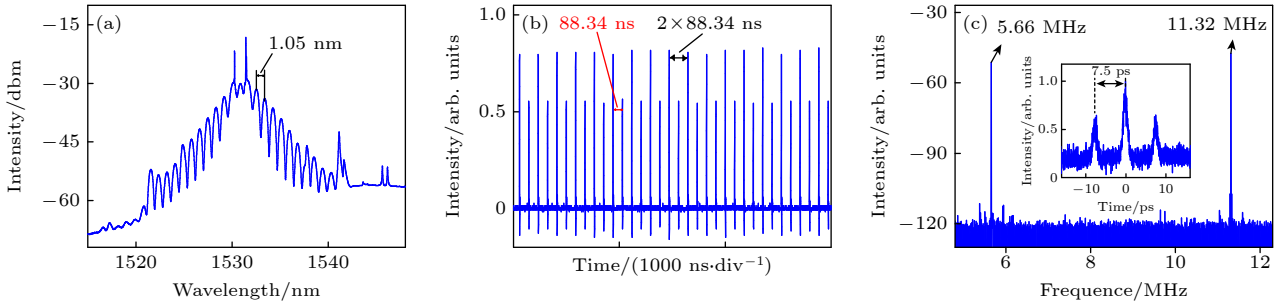


图 2 实验中间距为 7.5 ps 的倍周期孤子分子输出特性 (a) 光谱曲线; (b) 脉冲序列; (c) 频谱曲线, 内插图为自相关曲线  
Fig. 2. Experimental results of period-doubled soliton molecules (PDSMs) with 7.5 ps time separation: (a) Output optical spectrum; (b) oscilloscope trace; (c) RF spectrum, the inset shows autocorrelation trace.

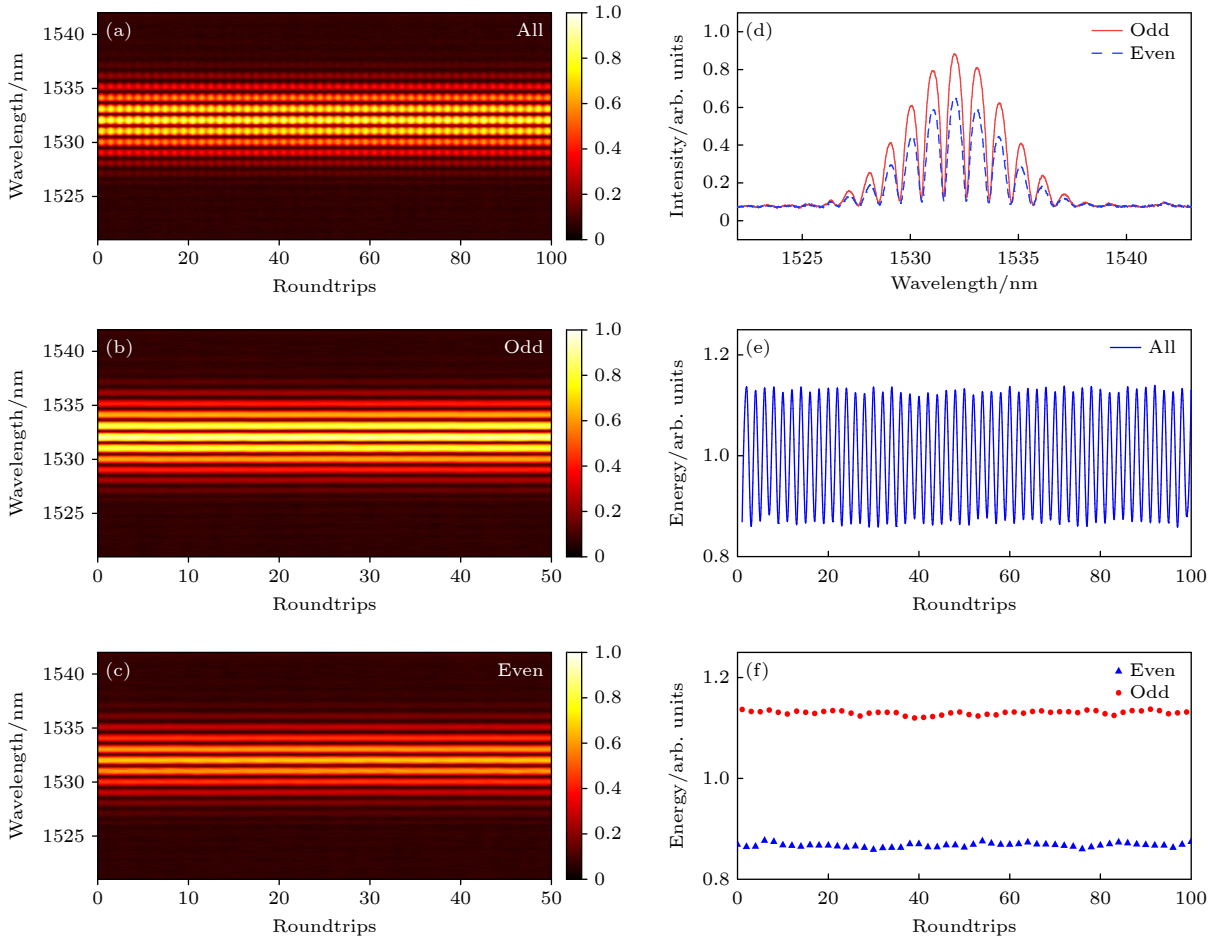


图 3 实验中间距为 7.5 ps 的倍周期孤子分子演化特性 (a) 实时光谱演化图; (b) 从图 (a) 提取的奇数圈实时光谱演化图; (c) 从图 (a) 中提取的偶数圈实时光谱演化图; (d) 奇数 (红色实线)、偶数 (蓝色虚线) 圈各自平均光谱; (e) 对图 (a) 中单圈光谱积分得到的脉冲能量曲线; (f) 分别对奇数圈图 (b) 和偶数圈图 (c) 光谱积分得到的脉冲能量曲线

Fig. 3. Real-time evolution characteristics of PDSMs with 7.5 ps time separation: (a) Real-time spectrum evolution; (b) spectrum evolution of the odd roundtrips; (c) spectrum evolution of the even roundtrips; (d) comparison of averaged odd (red solid line) and even (blue dashed line) round trips spectra; (e) energy-integrated curve from panel (a); (f) energy-integrated curves from panels (b) and (c).

对图 3(b) 和图 3(c) 中的 50 圈光谱进行平均后绘制出奇、偶圈各自的平均光谱, 如图 3(d) 所示. 其中, 红色实线为奇数圈平均光谱, 蓝色虚线为偶数圈平均光谱. 由图 3(d) 可以看出, 奇数圈和偶数圈的光谱的中心波长和调制周期保持一致, 而奇数圈光谱强度高于偶数圈光谱. 对图 3(a) 中的每一圈光谱曲线进行积分可以得到脉冲能量, 以 100 圈脉冲的平均能量作为标准单位 1, 绘制脉冲能量实时演化图, 如图 3(e) 所示. 可以看出脉冲能量呈现稳定的高低振荡, 没有附加调制且振荡周期为 2. 对脉冲能量进一步抽取奇数圈和偶数圈, 分别绘制奇、偶圈的脉冲能量演化图, 如图 3(f) 所示. 同样以 100 圈脉冲的平均能量作为标准单位 1, 可以看出奇数圈脉冲能量明显高于平均能量, 而偶数圈脉冲能量低于平均能量. 两者都呈现出相对稳定的趋势, 符合倍周期孤子能量演化的典型特性. 孤子分子倍周期状态的形成可归因于激光器泵浦功率过量时腔内较强的自相位调制效应 (self-phase modulation, SPM)<sup>[27]</sup>. 需要指出的是, SPM 并不直接改变脉冲能量, SPM 引起的脉冲压缩程度及啁啾的变化会影响脉冲在 EDF 中的有效增益, 进而导致相邻往返中脉冲净能量的交替变化. 具体而言, 升高的泵浦引起的较强的 SPM 会使得脉冲在 SMF 中过度压缩, 积累了大量非线性相移和啁啾. 之后次圈在 EDF 中正常色散的作用下, 啁啾反转, 脉冲压缩程度减弱. 而不同脉冲压缩程度以及啁啾的变化会影响脉冲在 EDF 中的有效增益, 从而最终形成倍周期振荡状态.

### 3.2 不同间距的倍周期双脉冲孤子分子

保持泵浦不变并调整 PC, 可以获得时间间距分别为 15 ps 和 19.5 ps 的倍周期孤子分子, 如图 4 所示. 图 4(a)–(c) 为间距为 15 ps 状态下倍周期孤子分子的演化特性. 图 4(a) 为其连续 100 个往返的实时光谱演化. 其展现出稳定的调制间隔, 孤子分子波长的多个峰值呈现出同步交替的明暗变化, 这与图 3(a) 中倍周期孤子分子实时演化特性一致. 对图 4(a) 每一圈光谱积分可以得到图 4(b) 脉冲能量演化曲线, 其中连续脉冲能量演化曲线以 2 个往返为周期振荡, 奇、偶圈脉冲能量保持稳定且奇数圈脉冲能量高于偶数圈脉冲能量.

图 4(c) 为光谱仪测得的光谱曲线, 具备明显的光谱调制特征. 内插图为对应自相关曲线, 从中可

以看出孤子分子脉冲间距约为 15 ps. 图 4(d)–(f) 为间距 19.5 ps 状态下的倍周期孤子分子的演化特性. 图 4(d) 为对应 100 圈的实时光谱, 相比图 4(a), 同样具备光谱的明暗交替演化, 而光谱调制间隔更小. 图 4(e) 为其能量演化曲线, 与图 4(b) 的能量振荡特性一致. 图 4(f) 为对应光谱曲线, 与图 4(c) 一样具备光谱调制, 且调制间隔更小, 内插图中自相关曲线表明约 19.5 ps 孤子分子间距印证这一点. 以上实验结果表明, 通过调节 PC 我们可以获得两种不同时间间距的倍周期孤子分子. 这是由于调整 PC 改变了激光器腔内的增益分布, 增益的变化会影响孤子分子内的作用力. 而倍周期状态下系统处于敏感的动力学区域, 微小的作用力扰动将驱使系统在不同稳态间切换. 从而孤子分子内作用力的变化将驱使其调整时间间距来改变孤子间的相互作用强度, 导致了倍周期孤子分子间隔的变化.

### 3.3 等间距的倍周期三脉冲孤子分子

将泵浦功率升高至 26 mW, 调整 PC 可以获得等间距倍周期三脉冲孤子分子, 如图 5 所示. 其中, 图 5(a) 为对应的光谱曲线, 此时光谱曲线仍具有调制现象. 图 5(a) 内插图为光谱中心放大图, 可以看出光谱曲线具有两个调制. 光谱调制间隔分别为 0.6 nm 与 0.3 nm. 图 5(b) 为示波器脉冲序列, 脉冲间隔 88.34 ns, 脉冲序列高低起伏且以 2 倍的 88.34 ns 为周期再现, 此时孤子分子依旧为稳定倍周期状态. 图 5(c) 的自相关曲线展示出中心对称 5 个峰值, 峰值强度比为 1:2:3:2:1, 且中心峰与相邻峰间距约为 13 ps, 与最远峰值间距约为 26 ps, 分别对应 0.6 nm 与 0.3 nm 的光谱调制. 根据自相关理论, 此时时域上为三脉冲组成的孤子分子, 相邻脉冲间距皆为 13 ps. 从以上实验结果可以看出, 此时激光器输出为等间距倍周期三脉冲孤子分子. 通过 DFT 技术得到其实时光谱演化特性如图 5(d) 所示, 其中光谱应具有图 5(a) 插图中的两种调制结构. 然而由于 0.3 nm 调制峰的强度较低, 在采用线性强度显示的实时光谱演化图中, 其对比度被主谱峰显著压缩, 因此在实时光谱中不够显著, 仅表现出了类似图 4(a) 中的光谱调制. 然而此时实时光谱演化过程依旧具有明暗交替的显著特征.

从图 5(d) 分别抽取奇、偶圈光谱得到图 5(e) 和图 5(f), 此时奇、偶圈光谱皆仅保留光谱调制

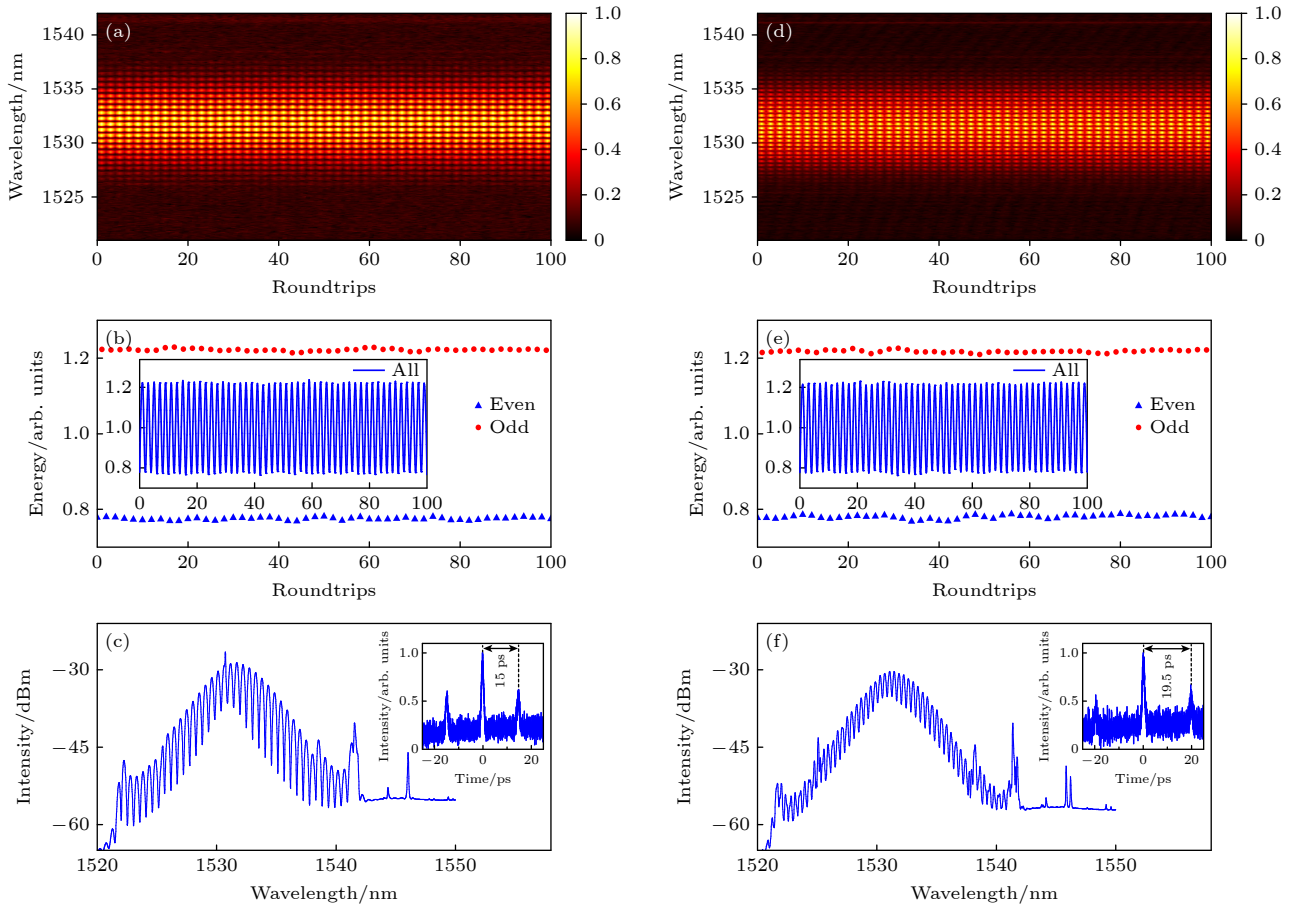


图 4 实验中间距分别为 15 ps 和 19.5 ps 的倍周期孤子分子演化特性 (a), (d) 15 ps 和 19.5 ps 间距下实时光谱演化图; (b), (e) 分别对图 (a) 和图 (d) 中奇、偶圈光谱积分得到的脉冲能量演化曲线, 其中插图为分别对图 (a) 和图 (d) 中光谱连续积分得到的脉冲能量演化曲线; (c), (f) 15 ps 和 19.5 ps 间距下光谱仪测得的光谱曲线, 内插图为对应自相关曲线

Fig. 4. Experimental results of PDSMs at 15 ps and 19.5 ps time separation: (a), (d) Real-time spectrum evolution of PDSMs at 15 ps and 19.5 ps time separation; (b), (e) pulse energy evolution integrated from the odd and even round trips in panels (a) and (d), respectively. Insets: corresponding evolution from the continuous integration of all round trips; (c), (f) output optical spectra of PDSMs at 15 ps and 19.5 ps time separation. Insets: corresponding autocorrelation traces.

特征. 对图 5(d) 进行光谱能量积分可以得到连续脉冲能量演化曲线, 展示于图 5(g) 内插图中. 对图 5(e) 和图 5(f) 中单圈光谱分别积分可以得到图 5(g) 中奇数圈和偶数圈的脉冲能量演化曲线. 由图 5(g) 可以看出, 其各项倍周期特性与图 3(e) 和图 3(f) 及图 4(b) 和图 4(e) 中倍周期双脉冲孤子分子一致, 连续圈能量稳定振荡, 奇数圈脉冲能量高于偶数圈脉冲能量, 且二者皆处于稳定状态. 倍周期三脉冲孤子分子的形成, 升高的泵浦功率是其中的关键因素. 升高的泵浦使得脉冲积累了大量的非线性相移, 从而引发了脉冲的分裂形成三孤子分子, 同时其较强的 SPM 效应使得其处于倍周期状态. 实验结果也表明, 倍周期三脉冲与双脉冲孤子分子的倍周期特性一致, 这说明其倍周期状态的形成均与腔内较强的 SPM 效应密切相关. 进一步地,

对于倍周期孤子分子的相位差演化, 从图 3(a)—(c), 图 4(a) 和图 4(d) 及图 5(d)—(f) 中可以看出, 在其实时光谱演化过程中, 各个往返周期内的光谱包络形状、调制位置及调制间距始终保持一致, 这表明倍周期孤子分子具有固定的相位差演化.

## 4 数值模拟结果

数值模拟通过脉冲追迹模型来进行. 使用任意小信号为初始输入信号, 当光信号在经历腔中所有器件完整传播一圈后, 将结束光信号作为次圈的初始输入以模拟实验中的腔循环. 当光信号在环形腔中通过偏振控制器等非光纤器件时, 将光信号的光场乘以对应器件的琼斯矩阵以实现相应器件效果. 当光在 SMF 和 EDF 中传播时, 使用耦合的非

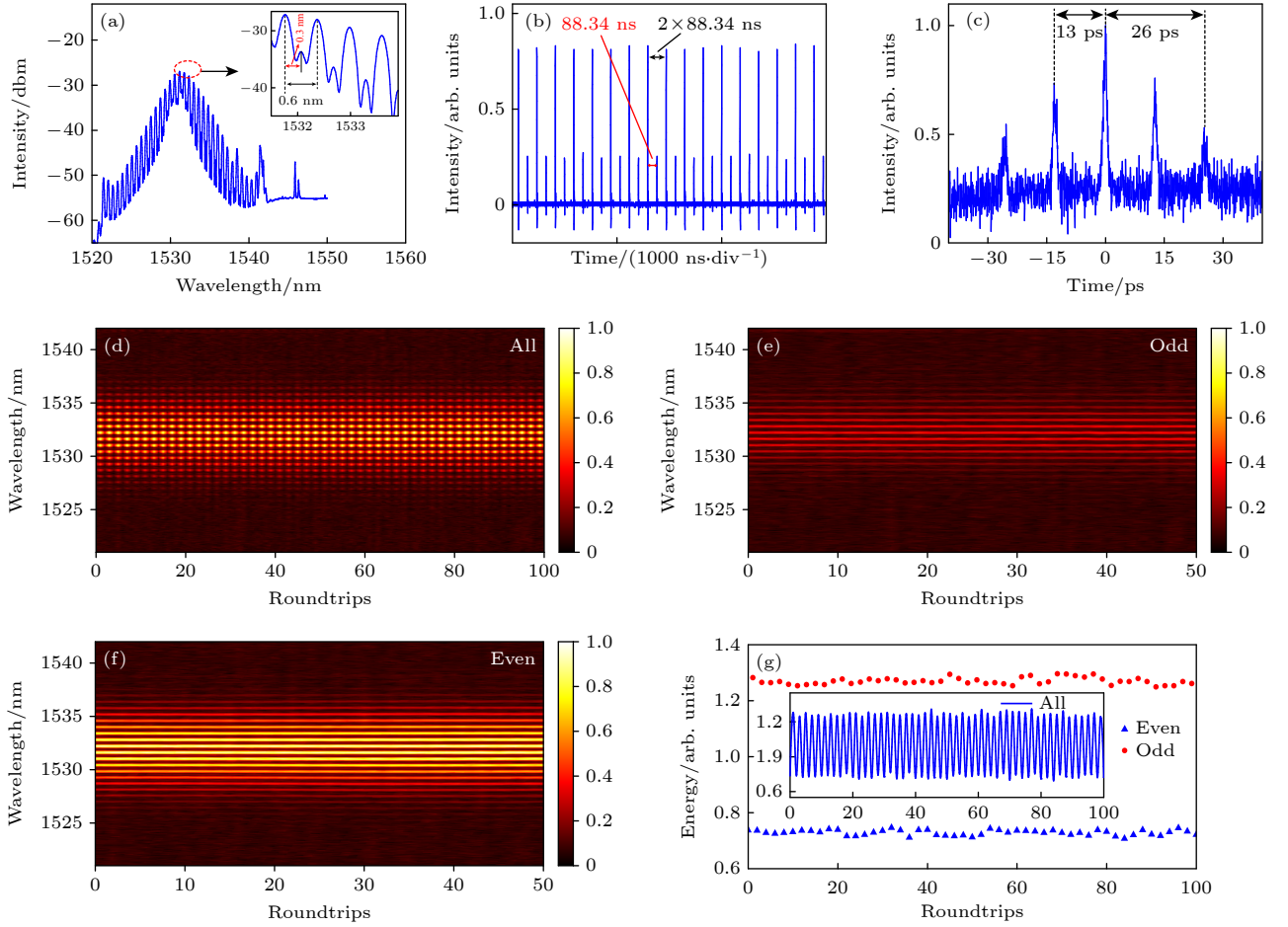


图 5 实验中 13 ps 等间距倍周期三脉冲孤子分子各项特性 (a) 光谱曲线, 内插图为中心波长处放大图; (b) 脉冲序列; (c) 自相关曲线; (d) 实时光谱演化; (e), (f) 从图 (d) 中提取的奇、偶圈实时光谱演化; (g) 分别对图 (e) 和图 (f) 积分得到的奇、偶圈脉冲能量演化曲线, 内插图为脉冲能量演化曲线

Fig. 5. Experimental results of period-doubled triple-pulse soliton molecules with 13 ps constant time separation: (a) Output optical spectrum. Inset: a zoom-in view around the center wavelength; (b) oscilloscope trace; (c) autocorrelation trace; (d) real-time spectrum evolution; (e) spectrum evolution of the odd roundtrips; (f) spectrum evolution of the even roundtrips; (g) pulse energy evolution integrated from the odd and even round trips in panel (d). Insets: corresponding evolution from the continuous integration of all round trips.

线性薛定谔方程 (nonlinear Schrödinger equations, NLSE) 通过对称分步傅里叶法进行求解:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial z} = & i\Delta\beta u - \delta \frac{\partial u}{\partial t} - i\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \beta_3 \frac{\partial^3 u}{\partial t^3} + \frac{g}{2} u \\ & + i\gamma|u|^2 u + i\gamma \frac{2|v|^2}{3} u + \frac{i\gamma u^* v^2}{3} + \frac{g}{2\Omega_g^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \quad (1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial z} = & -i\Delta\beta v + \delta \frac{\partial v}{\partial t} - i\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + \beta_3 \frac{\partial^3 v}{\partial t^3} + \frac{g}{2} v \\ & + i\gamma|v|^2 v + i\gamma \frac{2|u|^2}{3} v + \frac{i\gamma v^* u^2}{3} + \frac{g}{2\Omega_g^2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}, \quad (2) \end{aligned}$$

其中  $u, v$  表示光脉冲在两个正交偏振方向上分量的复缓变包络;  $t$  和  $z$  代表光脉冲传播时间和传播距离.  $2\Delta\beta = 2\pi\Delta n/\lambda$ ,  $2\delta = 2\Delta\beta\lambda/2\pi c$  分别为两

偏振分量的波数差和群速度差的倒数, 其中  $\Delta n$  为光纤双折射系数,  $\lambda$  为工作波长,  $c$  为真空中光速.  $\beta_2$  为二阶色散系数,  $\beta_3$  为三阶色散系数,  $\gamma$  为非线性系数.  $\Omega_g$  为 EDF 增益带宽,  $g$  为光纤可饱和增益系数, 在 SMF 中取值为 0, 在 EDF 中取值如下:

$$g = g_0 \exp \left[ -\frac{1}{E_{\text{sat}}} \int (|u|^2 + |v|^2) dt \right], \quad (3)$$

其中,  $g_0$  为小信号增益系数;  $E_{\text{sat}}$  为增益饱和能量, 与实验中泵浦功率的大小相关, 调节  $E_{\text{sat}}$  等效于实验中对泵浦功率的调节. CNT 的可饱和吸收作用使用二能级可饱和吸收体模型实现:

$$\alpha(I) = \alpha_{\text{ns}} + \alpha_0/[1 + I/I_{\text{sat}}], \quad (4)$$

其中,  $\alpha(I)$  为与光场强度相关的吸收系数;  $\alpha_{\text{ns}}$  为

非可饱和吸收损耗系数;  $\alpha_0$  为非线性饱和吸收系数, 也称作调制深度,  $I$  为光场强度,  $I_{\text{sat}}$  为光场饱和强度.

各项参数设置如下, 与实验条件保持一致:  $\Delta n/\lambda = 2.37/\text{m}$ , 增益系数  $g_0 = 7 \text{ dB/m}$ , EDF 长度为  $4.75 \text{ m}$ , 非线性系数  $\gamma = 2.45 \text{ W/km}$ , 增益带宽  $\Omega_g = 20 \text{ nm}$ , 二阶色散系数  $\beta_2 = 15.5 \text{ ps}^2/\text{km}$ , SMF 长度为  $13.38 \text{ m}$ , 非线性系数  $\gamma = 1.3 \text{ W/km}$ , 二阶色散系数  $\beta_2 = -21.7 \text{ ps}^2/\text{km}$ ,  $\alpha_{\text{ns}} = 30.6\%$ ,  $\alpha_0 = 18\%$ ,  $I_{\text{sat}} = 30 \text{ MW/cm}^2$ . PC 的功能通过其琼斯矩阵来实现:

$$\begin{bmatrix} u_o \\ v_o \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(-\theta) & \sin(-\theta) \\ -\sin(-\theta) & \cos(-\theta) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} e^{i\varphi} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} u_i \\ v_i \end{bmatrix}, \quad (5)$$

其中  $u_i, v_i$  代表输入 PC 脉冲的不同偏振分量;  $u_o, v_o$  表示通过 PC 之后脉冲的不同偏振分量.  $\varphi$  表示施加给快轴和慢轴模式间的相位差,  $\theta$  表示脉冲偏振态旋转角度, 通过  $\varphi$  和  $\theta$  可以实现对光脉冲偏振态的转变及旋转.

当  $E_{\text{sat}} = 72.3 \text{ pJ}$ ,  $\theta = 40.4^\circ$ ,  $\varphi = 156^\circ$  时, 可以获得稳定的倍周期孤子分子, 如图 6 所示. 图 6(a) 为仿真记录的连续 100 圈往返光谱的演化过程, 等效于实验中 DFT 技术获得的光谱实时演化. 从中可以看出其特性与实验中图 3(a) 一致, 演化过程具有规律性明暗变化, 光谱具有稳定调制. 从图 6(a) 抽取奇、偶圈分别绘制奇、偶圈光谱演化图, 如图 6(b), (c) 所示. 二者皆呈现出一致的调制间隔, 演化过程中规律性明暗交替消失且无光谱呼吸行为. 差异在于图 6(b) 强度高于图 6(c), 符合倍

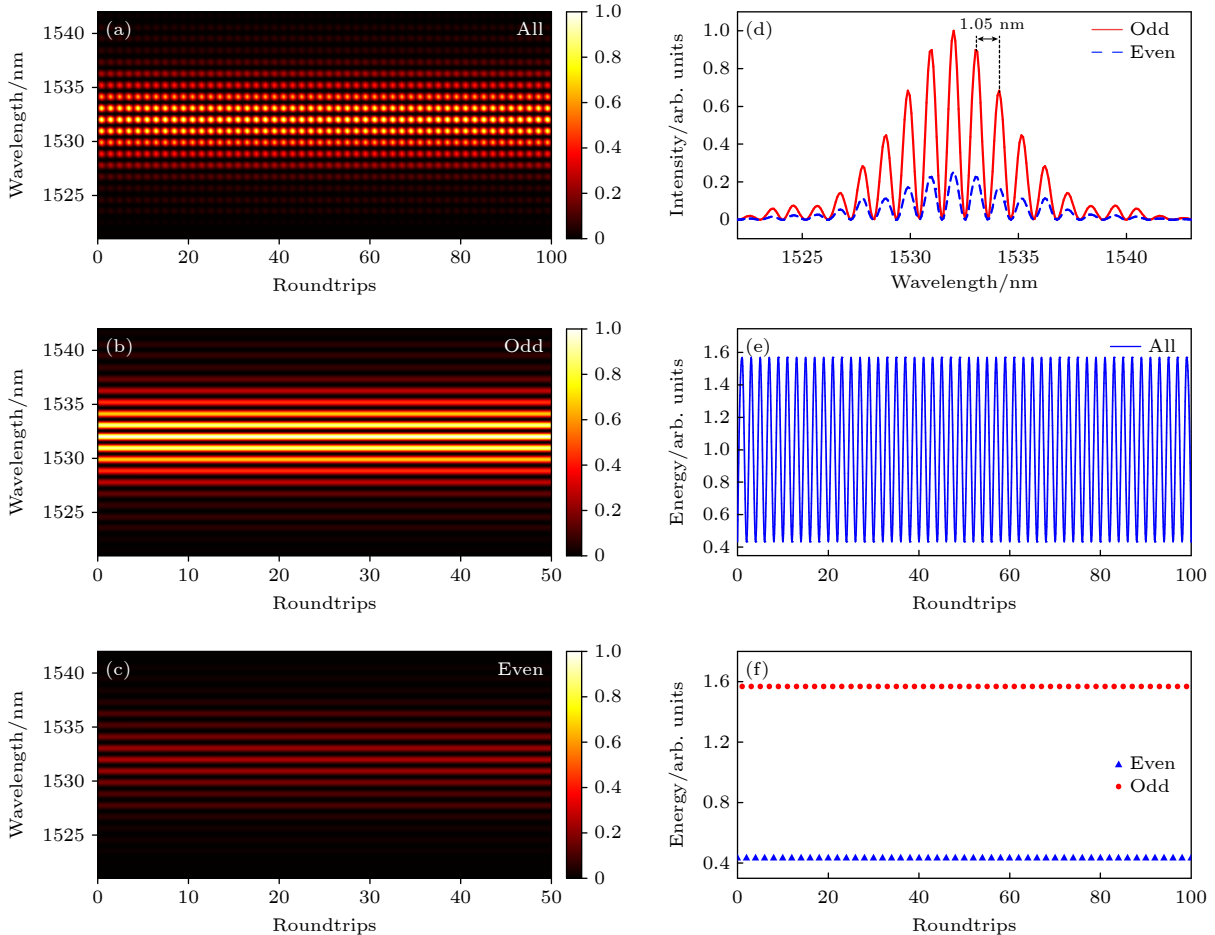


图 6 仿真获得的间距为  $7.5 \text{ ps}$  的倍周期孤子分子演化特性 (a) 实时光谱演化图; (b) 从图 (a) 提取的奇数圈实时光谱演化图; (c) 从图 (a) 提取的偶数圈实时光谱演化图; (d) 奇数 (红色实线)、偶数 (蓝色虚线) 圈各自平均光谱; (e) 对图 (a) 积分得到的脉冲能量曲线; (f) 分别对奇数圈 (b) 和偶数圈 (c) 积分得到的脉冲能量曲线

Fig. 6. Numerical results of PDSMs with  $7.5 \text{ ps}$  time separation: (a) Real-time Spectrum evolution; (b) spectrum evolution of the odd roundtrips; (c) spectrum evolution of the even roundtrips; (d) comparison of averaged odd (red solid line) and even (blue dashed line) round trips spectra; (e) energy-integrated curve from panel (a); (f) energy-integrated curves from panels (b) and (c).

周期孤子分子演化特性. 分别对图 6(b) 和图 6(c) 中的光谱进行加和平均, 绘制奇、偶圈各自的平均光谱, 如图 6(d) 所示. 其中, 红色实线为奇数圈平均光谱, 蓝色虚线为偶数圈平均光谱.

此时, 奇数圈和偶数圈的光谱的形状、中心波长及调制周期仍保持一致, 而奇数圈光谱强度显著高于偶数圈光谱强度. 1.05 nm 的调制间隔与实验中图 3(d) 一致, 表明孤子分子间距为 7.5 ps. 对图 6(a) 中单圈光谱曲线积分可以得到脉冲能量, 绘制连续脉冲能量演化图, 如图 6(e) 所示. 脉冲能量表现出与实验中相同的振荡周期为 2 的稳定高低振荡. 对图 6(b) 和图 6(c) 单圈光谱分别积分, 绘制奇、偶圈的脉冲能量演化图, 如图 6(f) 所示. 此时可以看出, 奇、偶圈能量稳定分离. 并且相比实验, 由于缺少了噪声以及其他外界因素的干扰,

奇、偶圈各自的能量十分平稳. 由以上结果可以看出, 我们在仿真中获得了间距为 7.5 ps 的倍周期孤子分子, 与图 3 保持一致.

保持  $E_{\text{sat}} = 72.3$  pJ 不变, 当  $\theta = 39.4^\circ$ ,  $\varphi = 155.6^\circ$  和  $\theta = 127.7^\circ$ ,  $\varphi = 208.5^\circ$  时可以分别获得孤子间距为 15 和 19.5 ps 的倍周期孤子分子, 如图 7 所示. 其对应的连续 100 圈往返光谱演化图分别如图 7(a) 和图 7(d) 所示. 二者展现出相似的演化特性, 即演化过程具备以 2 个往返为周期的规律性明暗交替, 光谱具有调制, 而调制疏密有所不同. 与图 4 中操作一致, 对图 7(a) 和图 7(d) 特定圈数光谱积分绘制脉冲连续及奇、偶圈能量演化图, 如图 7(b) 和图 7(e) 所示. 不难看出, 二者的能量振荡及奇、偶圈能量分离表现出很好的倍周期特性. 图 7(c) 和图 7(f) 为对图 7(a) 和图 7(d) 中 100 圈

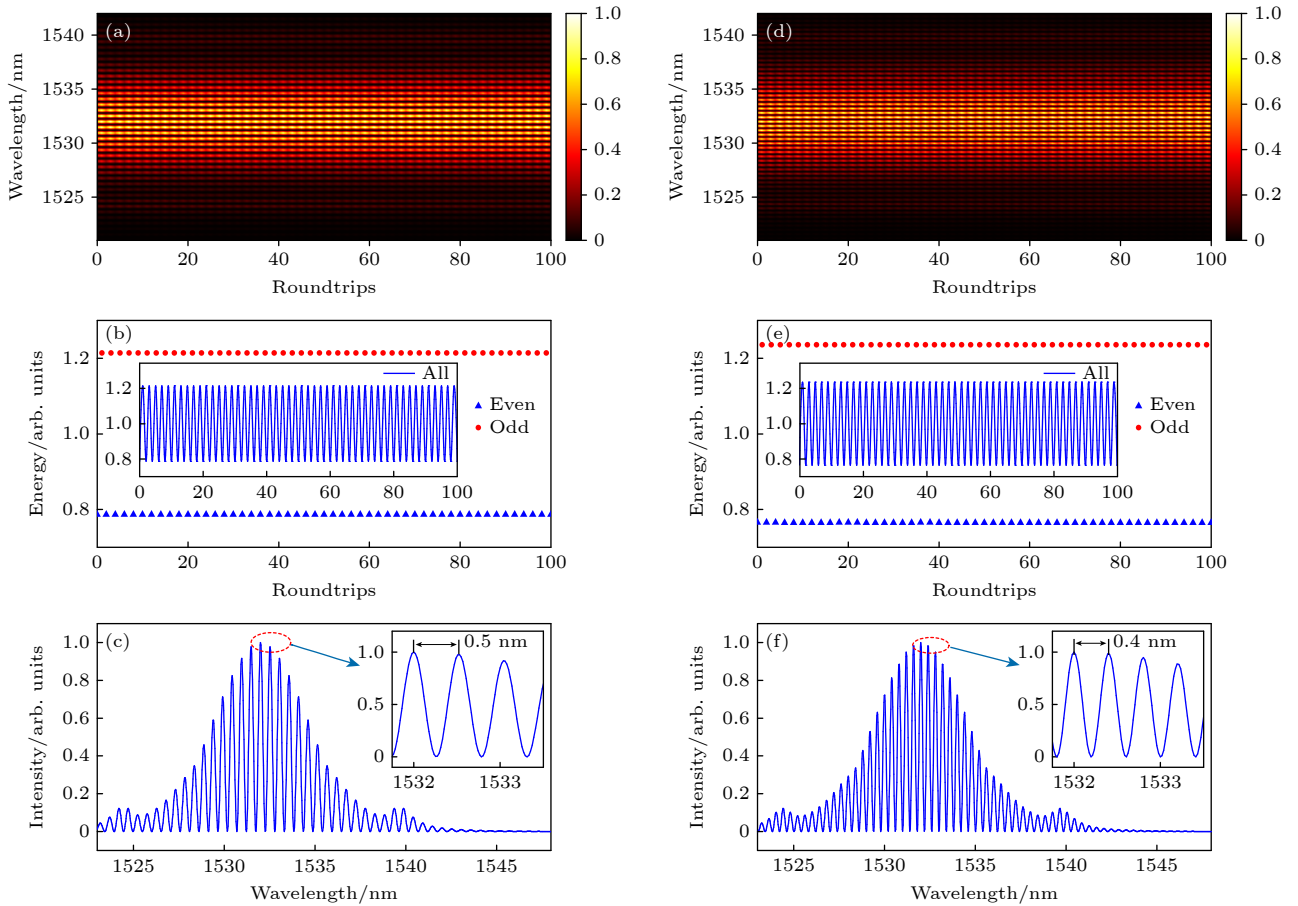


图 7 仿真获得的间距为 15 ps 和 19.5 ps 的倍周期孤子分子演化特性 (a), (d) 15 ps 和 19.5 ps 间距下实时光谱演化图; (b), (e) 分别对图 (a) 和图 (d) 中奇、偶圈光谱积分得到的脉冲能量演化曲线, 插图为对图 (a) 和图 (d) 连续积分得到的脉冲能量演化曲线; (c), (f) 分别对图 (a) 和图 (d) 中光谱平均得到的光谱曲线; 内插图为中心波长附近放大图

Fig. 7. Numerical results of PDSMs at 15 ps and 19.5 ps time separation: (a), (d) Spectrum evolution of PDSMs at 15 ps and 19.5 ps time separation; (b), (e) pulse energy evolution integrated from the odd and even round trips in panels (a) and (d), respectively. Insets: corresponding evolution from the continuous integration of all round trips; (c), (f) spectra of PDSMs at 15 ps and 19.5 ps time separation. Insets: corresponding zoom-in view around center wavelength.

光谱进行加和平均归一后绘制于线性坐标系的结果, 内插图为中心波长附近的放大图. 从图 7(c) 和图 7(f) 中可以看出, 整体光谱皆具有固定间隔调制, 分别为 0.5 nm 和 0.4 nm, 对应于孤子分子间距 15 ps 与 19.5 ps. 这与图 4 中倍周期孤子分子的间隔一致. 从以上结果可以看出, 获得了与图 4 中特性一致的两种间距状态的倍周期孤子分子.

当  $E_{\text{sat}} = 120.3 \text{ pJ}$ ,  $\theta = 41^\circ$ ,  $\varphi = 158.5^\circ$  时, 得到倍周期三脉冲孤子分子状态, 如图 8 所示. 图 8(a) 为记录的连续 100 个往返的光谱演化过程. 其展示出光谱调制特性以及演化过程中以 2 为周期的明暗交替演化特性. 对图 8(a) 100 圈光谱加和平均归一得到的平均光谱曲线, 如图 8(b) 所示. 其中光谱具备明显调制且每一调制周期内有一调制高峰与一调制低峰, 与三脉冲孤子分子的光谱调制特性一致. 对图 8(b) 光谱中心波长附近放大得到图 8(b) 内插图. 由图 8(b) 可以看出, 两种调制间隔分别为 0.3 nm 及 0.6 nm, 很好的对应了 13 ps 以及 26 ps 的孤子分子间距, 说明此时处于三脉冲孤子分子状态. 与图 5 中获取能量演化曲线操作一致, 对图 8(a) 中特定圈数光谱积分, 分别绘制奇、偶圈脉冲能量演化曲线图 8(c) 及连续脉冲能量曲

线图 8(c) 内插图. 图 8(c) 中连续脉冲能量演化曲线以 2 为周期振荡, 奇、偶圈脉冲能量稳定分离且具备明显强弱差异. 从以上结果可以看出, 输出脉冲冲状态与图 5 输出一致, 处于倍周期三脉冲孤子分子状态. 此外, 从图 8(d) 连续四个往返的时域脉冲特性演化图中也可以直观地看出, 此时输出处于以 13 ps 为等间距的倍周期三脉冲孤子分子状态.

实验中获取倍周期孤子分子所需泵浦功率高于稳定孤子分子时泵浦功率, 数值模拟也验证了这一点. 仿真中保持其他参数不变, 将能够获得倍周期孤子分子时的泵浦参数降低, 调整 PC 将不能再现倍周期现象, 这进一步证实了 SPM 对于倍周期孤子分子形成的主导作用. 同时, PC 在整个倍周期动力学过程中起着关键的作用, 它通过调节腔内偏振态和线性耦合强度, 有效地改变了脉冲在腔内往返过程中获得的实际增益和非线性效应强度, 从而使得系统稳定于不同的倍周期孤子分子态<sup>[30]</sup>. 倍周期孤子分子的形成, 是由 SPM 效应主导, 在增益、损耗、克尔效应及可饱和吸收效应的协同作用下, 脉冲在腔内达成的一种自洽演化态. 该演化态的出现, 标志着系统处于一个动力学敏感的临界点<sup>[21]</sup>. 在数值模拟发现, 当在稳定倍周期状态下微调初始

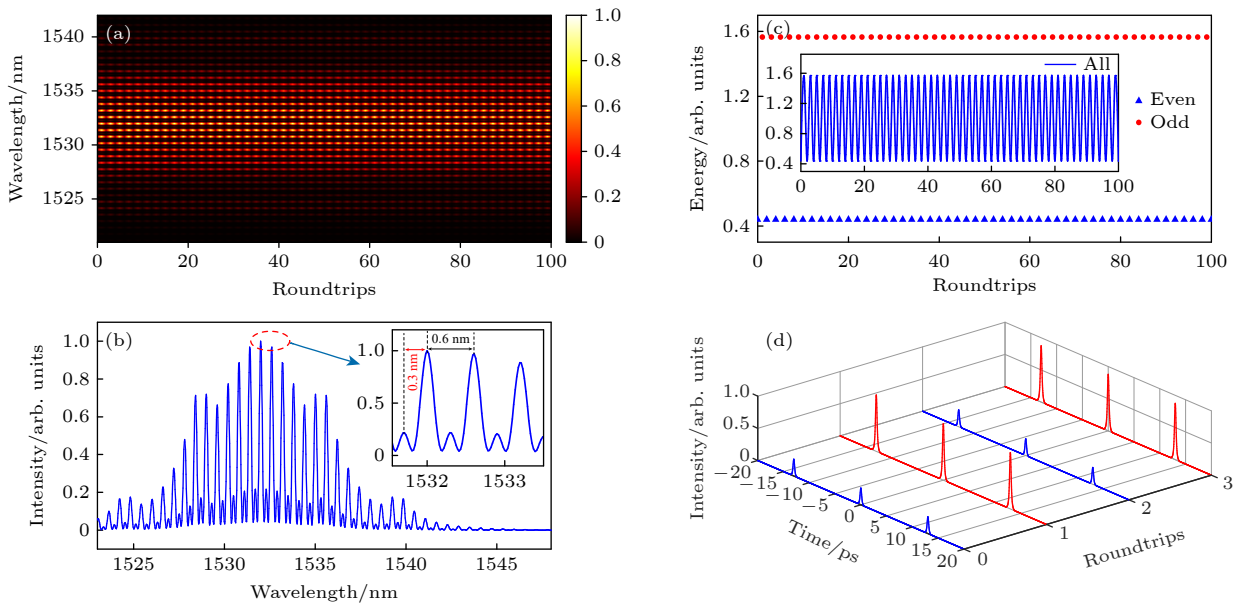


图 8 仿真得到的等间距倍周期三脉冲孤子分子演化特性 (a) 实时光谱演化; (b) 对图 (a) 平均归一后得到的光谱曲线, 内插图为中心波长附近放大图; (c) 分别对图 (a) 中奇、偶圈光谱积分得到的脉冲能量曲线, 内插图为对图 (a) 中光谱积分得到的脉冲能量曲线; (d) 图 (a) 中前两个周期内光谱对应的时域脉冲演化图

Fig. 8. Numerical results of period-doubled triple-pulse soliton molecules with 13 ps constant time separation: (a) Spectrum evolution; (b) averaged spectrum from panel (a). Inset: a zoom-in view around the center wavelength; (c) pulse energy evolution integrated from the odd and even round trips in panel (a). Insets: corresponding evolution from the continuous integration of all round trips. (d) Temporal pulse evolution for the first two periods in panel (a).

PC 状态时,除了能够改变倍周期孤子分子间距外,还会将系统转向脉动孤子状态甚至混沌态,这些状态也能通过微调泵浦功率等其他系统参数实现.

## 5 结 论

本文分别在实验和数值仿真中利用碳纳米管被动锁模光纤激光器实现了倍周期孤子分子的调控,同时研究了其内部动力学特性. 实验中,将泵浦功率升至获得稳定孤子分子所需的泵浦功率之上,通过调节偏振控制器可获得不同间距的倍周期孤子分子. 该状态下,上述倍周期孤子分子内部时间间距恒定,奇偶圈能量表现出稳定强度差异. 继续升高泵浦,可获得等时间间距的倍周期三脉冲孤子分子,其能量振荡特性和时间间距特征与倍周期双脉冲孤子分子一致. 数值仿真中调节泵浦和偏振控制器参数,还原了实验中不同状态的倍周期孤子分子. 此项工作有利于揭示锁模光纤激光器中孤子分子内部动力学及非线性系统中倍周期分岔物理机制,对未来光孤子在编码和通信方面应用具有指导意义.

## 参考文献

- [1] Qin P, Chen W, Song Y J, Hu M L, Chai L, Wang Q Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 240601 (in Chinese) [秦鹏, 陈伟, 宋有建, 胡明列, 柴路, 王清月 2012 物理学报 **61** 240601]
- [2] Fermann M E, Hartl I 2013 *Nat. Photonics* **7** 868
- [3] Keller U 2003 *Nature* **424** 831
- [4] Zhuang L J, Feng H Y, Wang X P, Dai C Q 2025 *Chin. Phys. Lett.* **42** 120408
- [5] Mao D, Wang H Q, Zhang H Z, Zeng C, Du Y Q, He Z W, Sun Z P, Zhao J L 2021 *Nat. Commun.* **12** 6712
- [6] Liu L, Han Y, Huo J Y, Wen H L, Wu G, Gao B 2023 *Chin. Phys. B* **32** 114209
- [7] Zhao L M, Tang D Y, Wu X, Zhang H, Tam H Y 2009 *Opt. Lett.* **34** 3059
- [8] Peng J S, Boscolo S, Zhao Z H, Zeng H P 2019 *Sci. Adv.* **5** eaax1110
- [9] Hou L M, Hou Y L, Liu Y K, Li Y H, Lin J, Chen X F 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 044206 (in Chinese) [侯刘敏, 侯云龙, 刘圆凯, 李澜华, 林佳, 陈险峰 2025 物理学报 **74** 044206]
- [10] Cui Y D, Zhang Y S, Huang L, Zhang A G, Liu Z M, Kuang C F, Tao C N, Chen D, Liu X 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 153801
- [11] Han D D, Ren K L, Zheng Y P, Hui Z Q, Zhao F, Zhu L P, Gong J M 2021 *Optik* **242** 167312
- [12] Zhao L M, Tang D Y, Cheng T H, Tam H Y, Lu C, Wen S C 2007 *Opt. Commun.* **278** 428
- [13] Zeng C, Si R X, Zhu Y X, Yao X K, Du Y Q, Zhao J L, Mao D 2025 *Laser Photonics Rev.* **19** 2500155
- [14] Zhang H Z, Zeng C, Du Y Q, Cheng G H, Jiang B Q, Sun Z P, Lin X C, Pang M, Zhao J L, Mao D 2025 *Nat. Commun.* **16** 4710
- [15] Zhao L M, Tang D Y, Liu A Q 2006 *Chaos* **16** 013128
- [16] Zhao L M, Tang D Y, Zhao B 2005 *Opt. Commun.* **252** 167
- [17] Zhao L M, Tang D Y, Lin F, Zhao B 2004 *Opt. Express* **12** 4573
- [18] Chesnoy J, Klein M C, Chusseau L, Lourtioz J M 1990 *J. Appl. Phys.* **67** 7615
- [19] Herink G, Jalali B, Ropers C, Solli D R 2016 *Nat. Photonics* **10** 321
- [20] Goda K, Jalali B 2013 *Nat. Photonics* **7** 102
- [21] Chen J, Zhao X, Li T, Yang J J, Liu J S, Zheng Z 2020 *Opt. Express* **28** 14127
- [22] Du W X, Li H P, Li J W, Wang Z, Zhang Z Y, Zhang S J, Liu Y 2021 *Opt. Express* **29** 14101
- [23] Lan H W, Chen F L, Komarov A, Komarov K, Tang X H, Tang M, Zhu H Y, Zhao L M 2024 *Phys. Rev. A* **110** 053505
- [24] Liu M, Luo A P, Luo Z C, Xu W C 2017 *Opt. Lett.* **42** 330
- [25] Cui Y D, Zhang Y S, Song Y J, Huang L, Tong L M, Qiu J R, Liu X M 2021 *Laser Photonics Rev.* **15** 2000216
- [26] Zhang Z Z, Du Y Q, Zhang H Z, Zeng C, Mao D, Zhao J L 2024 *Opt. Lett.* **49** 5387
- [27] Wang Z Q, Coillet A, Hamdi S, Zhang Z X, Grellu P 2023 *Laser Photonics Rev.* **17** 2200298
- [28] Liu M, Wei Z W, Li H, Li T J, Luo A P, Xu W C, Luo Z C 2020 *Laser Photonics Rev.* **14** 1900317
- [29] Li J X, Lu B L, Lv C Y, Bai J T 2025 *Phys. Rev. A* **111** 053520
- [30] Sergeev S V, Mou C B, Turitsyna E G, Rozhin A, Turitsyn S K, Blow K 2014 *Light Sci. Appl.* **3** e131

# Manipulation of period-doubled soliton molecules in a passive mode-locked fiber laser\*

WEI Jienan   HU Qianyu   HAN Dongdong<sup>†</sup>   REN Kaili  
LI Tiantian   HUI Zhanqiang

(School of Electronic Engineering, Xi'an University of Posts and Telecommunications, Xi'an 710121, China)

( Received 26 November 2025; revised manuscript received 12 January 2026 )

## Abstract

Passively mode-locked fiber lasers have provided an ideal experimental platform for exploring nonlinear dynamical phenomena, owing to their ability to generate stable optical solitons. The period-doubled solitons, as one of the characteristic indicators of a nonlinear system transitioning from stability to chaos, have attracted considerable research interest. In the period-doubled regime, solitons still circulate at the fundamental cavity round-trip time, while pulse parameters such as pulse energy or peak intensity alternate between two adjacent round trips. So that the pulse state repeats itself only after two cavity round trips. In this work, we experimentally and numerically investigated the manipulation and properties of period-doubled soliton molecules (PDSMs). In the experiment, stable soliton molecules could be obtained when the pump power was set to 18 mW. When the pump power was set to 22 mW, PDSMs with separations of 7.5, 15, and 19.5 ps could be obtained by adjusting the polarization controller. By further increasing the pump power to 26 mW and adjusting the polarization controller, period-doubled triple-pulse soliton molecules with equal separations of 13 ps were achieved. These results indicate that pump power and the adjustment of the polarization controller play an important role in the formation of period-doubled soliton molecules. Meanwhile, the dispersive Fourier transform technique was used to observe the real-time evolution of the PDSMs mentioned above in the experiment. It was found that the odd and even pulse energies exhibit a stable intensity difference, while their separations remain consistent. Meanwhile, the phase difference within the soliton molecules was also found to remain unchanged during the period-doubling process, indicating a stable internal phase relationship. The numerical simulation was carried out using a pulse tracing model based on the coupled nonlinear Schrödinger equations, which successfully reproduced the PDSMs phenomena observed in the experiment. The key characteristics, including the oscillation of odd and even pulse energies, the constant separation, and the stable phase-difference evolution, were in good agreement with the experimental results. Both experimental and numerical results indicate that the formation of period-doubled soliton molecules is dominated by the self-phase modulation effect, under the combined action of gain, loss, Kerr nonlinearity, and saturable absorption, leading to a self-consistent dynamical evolution inside the laser cavity. This work helps to reveal the internal dynamics of soliton molecules in mode-locked fiber lasers and the physical mechanisms of period-doubling bifurcations in nonlinear systems.

**Keywords:** fiber laser, soliton molecules, period-doubled, dispersive Fourier transform

**DOI:** [10.7498/aps.75.20251609](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251609)

**CSTR:** [32037.14.aps.75.20251609](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251609)

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62305268), the Key Research and Development Projects in Shaanxi Province of China (Grant No. 2024QY2-GJHX-39), and the Interdisciplinary Research Program of the School of Electronic Engineering, Xi'an University of Posts and Telecommunications, China (Grant No. XKJC2508).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [handongdong@xupt.edu.cn](mailto:handongdong@xupt.edu.cn)

## 被动锁模光纤激光器中倍周期孤子分子调控的研究

魏洁楠 胡倩玉 韩冬冬 任凯利 李田甜 惠战强

### Manipulation of period-doubled soliton molecules in a passive mode-locked fiber laser

WEI Jienan HU Qianyu HAN Dongdong REN Kaili LI Tiantian HUI Zhanqiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 070404 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251609

CSTR: 32037.14.aps.75.20251609

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251609>

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

#### 多孤子和类噪声脉冲共存的锁模光纤激光器

Mode-locked fiber laser with coexistence of multiple solitons and noise-like pulses

物理学报. 2022, 71(13): 134205 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220250>

#### 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>

#### 纯四次孤子光纤激光器研究进展

Research progress of pure quartic soliton fiber laser

物理学报. 2023, 72(20): 204203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230868>

#### 超快光纤激光器中可控脉冲产生与湮灭动力学

Controlled pulse generation and annihilation dynamics in ultrafast fiber lasers

物理学报. 2024, 73(17): 174201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240673>

#### 基于级联跃迁的2.8 $\mu\text{m}$ 低掺铒氟化物光纤激光器数值分析与优化

Numerical analysis and optimization of 2.8  $\mu\text{m}$  lightly-erbium-doped fluoride fiber laser based on cascaded transition

物理学报. 2023, 72(22): 224205 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230903>

#### 基于双波长泵浦的高效率2.8 $\mu\text{m}$ 掺铒氟化物光纤激光器数值分析与优化

Numerical analysis and optimization of high-efficiency 2.8  $\mu\text{m}$  erbium-doped fluoride fiber laser based on dual-wavelength pump

物理学报. 2026, 75(1): 224205 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251211>