强耦合和自稳定微谐振器频率梳中的偏振多样性孤子转换与确定性切换动力学

Wenting Wang[1, 2 *], Heng Zhou[3], Xinghe Jiang[1], Tristan Melton[1], Abhinav Kumar Vinod[1],Mingbin Yu[4,5], Guo-Qiang Lo[5], Dim-Lee Kwong[5], 和 Chee Wei Wong[1, *1] Fang Lu介观光学与量子电子学实验室，加利福尼亚大学洛杉矶分校，美国加利福尼亚州洛杉矶，邮编 90095[2] 通信与集成光子学实验室，中国科学院雄安创新研究院，中国雄安新区，邮编 071700[3] 光纤传感与通信网络重点实验室，电子科技大学，中国成都，邮编 611731[4] 上海微系统与信息技术研究所，中国上海[5] 微电子研究所，A*STAR，新加坡，邮编 117865* 电子邮箱：wenting.wang@xii.ac.cn；cheewei.wong@ucla.edu

微谐振器中的耗散克尔孤子微梳推动了芯片级精密计量、通信、光谱学和并行信号处理领域的根本性进展。在此，我们展示了由单个泵浦激光器驱动的强耦合色散管理微谐振器中，自稳定微梳的偏振多样性孤子转换和确定性切换动力学。在正向-反向泵浦失谐过程中，耦合的横磁和横电超模之间的差分热折射效应诱发了切换动力学。所实现的大孤子存在范围和确定性跃迁得益于这种切换动力学，从而在单个谐振器的横磁超模驱动下形成交叉偏振孤子微梳。因此，泵浦激光器始终处于横磁共振的有效蓝失谐状态，从根本上缓解了热失稳障碍，并提高了孤子形成区域的可达性。随后，我们进一步展示了两种不同的偏振多样性孤子形成路径–，这些路径通过泵浦功率选择，分别由混沌或周期调制波形产生。生成的自稳定超模微梳具有异常大的孤子存在范围、多种伴随定义明确的泵浦激光器调谐的孤子态转换、高泵浦-微梳转换

效率以及低重复频率相位噪声。第三，为了观测交叉偏振超模转变动力学，我们开发了一种具有皮秒分辨率、MHz帧率和亚纳秒时间窗口的参数化时间放大器。我们在强耦合孤子的100纳秒记录长度内构建了皮秒时间转变图谱，将从多个孤子分子态到单重孤子的转换过程映射出来。本研究为偏振多样性孤子微梳的芯片级超短脉冲生成奠定了基础，并支持其在频率与精密计量、通信、光谱学和信息处理中的应用。

耗散孤子是在非线性腔谐振器中产生的光脉冲，通过克尔非线性和波色散，以及功率耗散与参数增益，维持其时间和光谱形状。在单片微谐振器中产生耗散孤子 [1-5] 开辟了一个新的研究领域，可用于实现芯片级光学频率梳，并探索集成时空光局域化和超快动力学。人们已展示了各种紧凑程度前所未有且兼容互补金属氧化物半导体工艺的高Q微谐振器，例如基于半导体的谐振器 [6,7], 晶体谐振器[2], 和硅楔形谐振器 [8] ，从而能够形成耗散孤子。通过使用连续波（CW）[2] 或同步脉冲激光器 [9], 从外部驱动毫米级或微米级谐振器，耗散孤子可从非线性随机或周期性波形背景中自发涌现，并由连续波或脉冲背景激励维持。凭借跨倍频程光谱覆盖、高相位相干性，以及覆盖微波至太赫兹频段且可扩展的重复频率，耗散孤子微梳近来作为相干宽带光源受到广泛关注。它们已应用于多种原理验证级系统应用，例如光学频率计量 [10,11], 大规模并行多通道通信 [12-14], 激光光谱学 [15-17], 精密距离计量 [18-20], 低噪声太赫兹波和微波生成 [21-23], 天文光谱学 [24,25], 并行相干激光测距[26], 以及卷积处理网络 [27,28]。

除了应用范围广泛之外，集成微谐振器中的丰富复杂孤子动力学也已得到探索，并确立了多种孤子模式。例如，通过控制泵浦激光功率和泵浦-谐振失谐，可借助二维稳定性图阐明其动力学；该图取决于一维 Lugiato-Lefever 方程或其修正形式的解，并考虑模式避免交叉等扰动

以及材料的超快响应。通常，微谐振器中形成的孤子数量本质上具有随机性，孤子动力学无法确定性地操控 [2]。通过反向调谐泵浦激光波长，可以揭示从多孤子态到单孤子态的连续孤子切换动力学，这与热光效应引起的功率依赖性谐振频移有关 [29]。此外，对腔内连续波背景进行调制，可在物理上安排腔内非线性场，形成具有时间有序结构的孤子晶体和孤子分子集合 [30,31]。通过模式避免交叉，相应的光学频谱中刻蚀出显著增强、间隔为多个自由光谱范围的梳状谱线。除形状不变的稳态孤子外，通过控制泵浦激光功率、失谐或引入额外的模式避免交叉，还可激发呈现空间周期性振荡行为的非稳态孤子态 [32,33] [34]。通过优化不同横向模式族之间在空间和时间域中的腔内场相互作用，可在微谐振器中观察到孤子俘获 [35] 。近期，在耦合微谐振器中观察到耗散孤子 [36,37] ，为研究新兴的非线性孤子动力学带来了新的机遇。然而，耦合微谐振器中耗散孤子的形成物理过程及超快动力学仍基本未得到探索。

在孤子形成过程中，由于腔内泵浦连续波激光器产生的加热，微谐振器中会在微秒至毫秒时间尺度上出现显著的腔内热折射瞬态——这是限制耗散孤子微梳可获得性的关键障碍，尤其是对单孤子微梳而言。由于存在强烈的热致谐振频移，单孤子微梳的生成仍是一项重大的技术挑战。根据热时间常数快速扫掠泵浦激光器频率，可使系统快速穿过调制不稳定性区域，从而避免热瞬态 [2]。两步功率踢激也已被用于抑制有害的激光加热，以保持微谐振器的热稳定性 [8]。泵浦激光反向失谐 [29], 慢泵浦调制[38], 以及辅助激光热补偿 [39-41] 也已得到研究，以减轻由腔内功率减小引起的热失稳。通过集成微加热器对谐振频率进行热调谐，同样可以实现对单孤子微梳状态的访问 [42]。然而，已报道的技术往往需要复杂的泵浦控制，例如快速执行器、额外的控制电子设备和激光器，或反馈回路。此外，上述生成的孤子微梳的泵浦到微梳转换效率通常低于

2%，这主要是由于孤子-泵浦时间重叠有限，因而成为一项突出挑战。为了实现实际应用，还需要改善孤子微梳的相位噪声和脉冲宽度。

本文报道了在强耦合色散管理微谐振器中，使用单个泵浦激光器产生自稳定孤子微梳，实现了双偏振单谐振器中丰富且各异的孤子动力学、亚100 fs脉冲产生、高转换效率以及良好的$1/f^2$相位噪声性能。首先，我们报道了确定性的耗散单孤子形成，以及具有较大孤子存在范围（≈ 10 吉赫兹）的孤子爆发。横磁（TM）到横电（TE）的强交叉偏振耦合带来了高达9.2%的显著泵浦-孤子转换效率。微谐振器色散管理则实现了77.3 fs的超快脉冲产生。其次，我们首次在泵浦波长正向和反向失谐过程中观测到谐振功率切换动力学。独特的功率瞬态促成了谐振功率积累与骤降，进而在相对于谐振横磁模式的蓝失谐处形成耗散孤子。泵浦激光器稳定在热锁定区间，从根本上减轻了孤子形成过程中的典型热失稳，并带来良好的相位噪声性能。第三，我们观测到确定性的孤子跃迁，且无需严格控制泵浦激光器扫描速率。我们重点展示了两种独特的孤子形成路径及其特有的孤子交叉相位相互作用区间，这些路径源自混沌调制或周期波形。研究还揭示了区分这两种形成路径的临界泵浦功率。第四，我们使用具有 MHz 级光谱分辨率的光学矢量网络分析仪，研究了耦合超模和复杂的孤子动力学。实验揭示了分裂的超模演化和谐振强耦合过程。此外，我们还观测到腔共振、孤子共振和呼吸信号。进一步地，我们利用参量时间放大器记录孤子时间演化图像，以皮秒级时间分辨率、MHz帧率和亚纳秒时间窗口探索孤子跃迁动力学。

结果

偏振强耦合色散管理氮化物微谐振器中的自稳定孤子微梳形成

双偏振中的自热稳定微梳形成示意图

强耦合氮化硅微谐振器中自热稳定微梳形成的示意图如图1a所示，插图i展示了该微谐振器的扫描电子显微图。为实现绝热色散控制，双偏振波导的宽度沿微谐振器周期性地从1变至2.5 μm。对于横电和横磁偏振态，其自由光谱范围分别为19.82和19.96吉赫兹，加载品质因数分别为139万和96万（详见补充材料I）。在该微谐振器中，横电偏振反常色散孤子微梳具有平方双曲正割包络，由横磁偏振连续波激光泵浦产生；泵浦激光失谐分别处于正向（波长增加）和反向（波长减小）状态。泵浦激光始终处于负反馈热锁定状态——即横磁偏振下有效泵浦-谐振蓝失谐区域——从而使横电偏振孤子微梳态能够在不同泵浦-谐振失谐下绝热地实现。

分裂超模中自稳定微梳的形成过程如插图 ii 所示，其中包含三个腔内物理过程：(1) 通过 TM-TE 模式耦合，将泵浦激光功率从 TM 偏振转换为 TE 偏振；(2) 在退出 TM_1 谐振腔的过程中，通过瞬态腔冷却进入 TE_1 和 TE_2 之间的分裂超模间隙；(3) 在反向泵浦失谐过程中，沿着 TM 偏振下的自热锁定轨迹，始终保持泵浦处于谐振蓝失谐状态，并通过负被动反馈热锁定进入热稳定孤子态。相应测量得到的冷分裂TM超模光谱见图 $1b_1$，同时图 $1b_2$ 展示了通过 TE-TM 模式耦合转换得到的 TE 偏振超模结构。对分裂超模进行光泵浦后，如图 1c 所示，沿正向和反向连续扫描泵浦波长，记录 TE 偏振模的腔内功率。观察到显著的孤子存在范围，超过 $\approx$ 10 吉赫兹，并伴有阶梯状的离散孤子湮灭。插图放大显示了腔内功率——即 TE 和 TM 偏振场之间扩展的腔内场相互作用——并展示了详细的孤子跃迁动力学：相对于泵浦谐振失谐，孤子阶梯呈负斜率，这与以往基于快速激光器扫描的研究[2,6]截然不同。

我们观察到，在周期性孤子反冲的情况下，单孤子微梳在泵浦-谐振失谐达到最大值时形成，随后退出横电泵浦谐振[23]，如图1d所示；左侧插图展示了光谱梳齿的放大视图。该孤子微梳具有高达9.2%的转换效率和超快的变换极限

脉冲宽度（77.3飞秒）。为考察孤子微梳的时间特性，将滤波光谱注入基于二次谐波的强度自相关仪进行强度自相关测量。同时，在TM偏振下对图灵图样进行软激发，其频率间隔由TE-TM模式交叉的自由光谱范围决定。随后，利用高速光电探测器测量重复频率拍频，以考察线宽和信噪比（SNR），如图1e所示，插图中还给出了拍音的放大视图。拟合得到的线宽为≈ 170 赫兹，远窄于泵浦激光器线宽（≈ 100 千赫），表明耦合超模的本征热稳定带来了出色的相干性。在100千赫射频频谱范围内，信噪比超过70分贝，且没有额外的射频杂散。我们还注意到，自稳定微梳可长时间运行，在每次测量研究中都能保持相同状态数小时以上。如图1f所示，测量了重复频率的单边带相位噪声。在不锁定泵浦的情况下，自由运行的单边带相位噪声在19.689吉赫兹载波的10千赫（10赫兹）偏移频率处分别为-108（-25）dBc/赫兹。从1千赫到100千赫，测得的相位噪声以20分贝/十倍频程的斜率下降（$1/f^2$）。通过采用较慢的泵浦激光器扫描速率，可以生成自热稳定孤子微梳，从而便于探索孤子物理。

强耦合色散管理氮化物微谐振器中的自稳定孤子动力学

在强耦合微谐振腔中，孤子锁模脉冲由扩展的非相关波形（混沌微梳态）和周期波形（图灵图样、初级梳齿）自发形成。随着泵浦波长正向调谐至 TM 偏振超模，TM 功率逐渐转换为 TE偏振，如图2a中正斜率所示。正向调谐过程中观察到功率突然跃变的切换行为；当接近参量振荡阈值时，会激发初级梳齿，如图2a插图 i 所示。进一步调谐泵浦波长后，又观察到一次功率突然跃变，并产生高噪声混沌微梳，如插图 ii 所示。随后开始反向泵浦调谐，以减小腔内功率，从而通过差分热折射效应调谐相对泵浦-TE失谐。反向泵浦调谐期间，观察到腔内功率骤降，同时扩展的腔内波形塌缩为周期腔内波形。反向泵浦调谐期间，

腔内功率逐渐衰减，这与先前的研究明显不同 [29]。图2a的插图 iii 显示了锁模 TE 孤子微梳的一个代表性光谱。进一步减小泵浦-谐振失谐会产生具有特征性孤子台阶的孤子微梳，如插图 iv 所示。与此同时，TM 偏振中形成初级梳齿。

图2b显示了未进行偏振解复用时的超模功率透射率。沿着泵浦波长正向和反向调谐时，可以观察到共振的 TE 超模中突然注入功率，以及功率从超模中跃出的现象，并以虚线方框标出。通过对 TM 偏振进行偏振解复用，记录到的功率透射率如图2c所示；正向和反向泵浦波长调谐均表现出光学迟滞，且 TM 功率耗散可忽略不计。特征性的功率切换动力学表明，泵浦激光器离开 TM 谐振，并且功率从 TM 谐振跃迁至 TE 偏振谐振。图2d显示了随泵浦-谐振失谐变化的光学频谱演化，所有数据均以初始反向调谐波长为参照。沿正向泵浦调谐时，我们观察到微梳动力学的特征过程：从初级梳齿演变至高噪声微梳态。沿反向泵浦调谐时，我们进一步观察到孤子湮灭，其演变过程是从扩展的混沌调制背景，经过交叉相位调制微梳，最终到达孤子微梳。混沌腔内波形为孤子微梳收敛提供了统计随机的初始环境，这与从多孤子切换至单孤子的孤子切换动力学不同 [29]。相应地，微梳的强度噪声功率谱演化记录如图2e所示。以脉冲重复频率为中心，可以观察到特征性的宽带射频（RF）频谱；当微谐振器工作在高噪声态时，该频谱源于子梳族之间的拍频。随后，宽带 RF 频谱收敛为低噪声重复音，并伴随源自 TE 和 TM 超模之间简并模式相互作用的对称拍频。进一步调谐泵浦波长后，可以观察到具有高频谱纯度的 RF 信号。

通过降低泵浦功率，可观察到不同的孤子动力学，如图2f所示：锁模微梳直接从有序波形背景（初级梳齿）激发，无需进入延展的混沌调制背景。微梳没有出现子梳频谱重叠，并直接进入低噪声微梳

态。相应的强度噪声功率谱动态如图2g所示，清楚展示了未经历高噪声态的频谱动态。这种不经过高噪声态的动力学演化得益于额外的热诱导模式交叉相移 [43]。图2h展示了横电和横磁腔内功率演化，其切换动力学具有特征性的功率跃变阶跃。横磁偏振透射清楚展示了正向和反向调谐轨迹，并表明孤子微梳始终处于泵浦相对于横磁谐振的蓝失谐状态。横电偏振透射展示了可观察到的功率切换，包括强耦合诱导的泵浦至微梳转换、从高噪声微梳态中踢出的功率，以及孤子湮灭。图2i展示了横磁和横电透射率，以及横电偏振腔内功率，证明系统从初级梳齿直接转变为锁模孤子态。泵浦激光器退出横磁$_1$ 谐振时，会导致腔内功率减小，并通过热折射效应直接进入孤子态（不经过中间的高噪声横电微梳态）。反向调谐时，横电和横磁超模中的功率逐渐减小，最终进入孤子态。

使用光学矢量网络分析仪（OVNA）探测谐振腔热动态与超快动态

通过基于相位调制的光学矢量网络分析仪（OVNA）[44]记录腔超模响应。图3a展示了实验装置，用于记录由差分热折射效应介导的腔体超模演化、腔体功率透射、TE偏振腔内功率、强度噪声谱和光学频谱演化。OVNA能够以1.67 MHz的射频频谱分辨率，揭示泵浦正向和反向失谐过程中的腔体超模演化。对于两个相位调制边带，腔内波形不对称的线性和非线性相位响应，或腔超模不对称的幅度响应，都会将相位调制转换为强度调制。图3a中的插图i和ii显示了TE偏振和TM偏振的分裂超模谱，以及耦合模理论计算得到的超模谱（实线）。插图iii和iv展示了具有不同耦合率的模式耦合区间。进入强耦合区间后，TM功率被高效转换为TE偏振。图3b通过OVNA展示了微谐振腔超模演化及泵浦正向与反向失谐过程中的五个连续阶段：1蓝失谐的分裂

腔超模（TE_1 和TE_2）；2TE和TM模式调谐至接近简并时的强TM-TE模式耦合区间[45]；3通过瞬态热冷却进入TE_1 的红相位失谐和TE_2的蓝相位失谐；4TE腔内场与TM腔内场之间的相互作用区域；以及5TE偏振中的孤子微梳和TM偏振中的图灵图样。

在区间 2 中，由 TM偏振 转换而来的横电腔内功率不断积累，并接近参量振荡阈值。随后，在区间 3 中，由于腔热冷却导致超模蓝移，微梳自发跳变至高噪声态。代表性的腔内响应如图3c所示。在 2 中获得增大的腔内功率后，分裂超模转变为单孤子模。腔内功率足以支持高噪声微梳形成。获得高噪声态后，图3c中 3 的测量幅度响应因宽带非线性腔内场而展宽。随后，幅度响应坍缩为窄带宽模谱，并伴随一个拍频信号（呼吸频率）和一些额外的较小拍频信号，如图3c 4 所示。图3c 4 的放大插图显示了腔共振、孤子共振和呼吸信号，其中腔共振与孤子共振相互重叠。通过进一步对泵浦波长进行反向调谐，观察到 S 共振相对于 C 共振的幅度减小，表明发生了孤子湮灭。图 3d 显示了使用光学矢量网络分析仪研究得到的相应 TM偏振超模光谱演化。通过逐渐减小泵浦-谐振失谐，获得该超模，其演化过程从弱耦合区间 1 进入强耦合区间 2。在强耦合区间内，TM 偏振泵浦激光逐渐转换为 TE 偏振模，这表现为功率响应幅度减小。图 3e 显示了不同失谐下具有代表性的功率谱响应。在区间 4 中，腔内功率响应向高频侧移动，并与增大的泵浦-谐振失谐相关。同时还观察到幅度增大的拍音。在区间 5 中，泵浦-谐振失谐持续增大，泵浦最终离开谐振。

时空耦合 Lugiato-Lefever 方程建模

为支持所观察到的双偏振超模孤子动力学，我们研究了一个经过修正的耦合卢吉亚托-列费弗方程（LLE），其中 TE 和 TM 超模之间具有不对称的交叉相位调制系数（详见材料与方法）。两个 LLE 分别对应 TE 偏振和 TM偏振的腔内场。由于只有一个泵浦驱动项，因此在两个 LLE 之间引入了额外的相对泵浦-谐振失谐。图4a显示了 TM泵浦条件下，TE偏振中随泵浦-谐振失谐变化的腔内时域波形演化。通过正向和反向扫描泵浦，可获得两个不同的腔（TE_1 和 TE_2）。在正向调谐过程中，经过 TE_1 谐振并激发周期性腔内图样后，在 TE_2 谐振处获得高噪声微梳态。随后对泵浦波长进行反向调谐，以获得与图2d中孤子动力学演化相对应的孤子态。为进一步探究孤子动力学对泵浦功率的依赖关系，在固定所有其他参数的情况下，使用较低泵浦功率对 TE偏振腔内时域波形演化进行了模拟。由于泵浦功率减小，TE_1谐振处未激发微梳态。随后，在 TE_2 谐振处生成高噪声微梳态。反向失谐从 30,000 次往返开始，随后获得多孤子和单孤子微梳，如图4b所示。图4c显示了 TE偏振超模中的腔内功率演化，其取决于不同泵浦激光功率下的泵浦-谐振失谐。随着泵浦激光功率增加，TE_1 谐振处激发出非线性腔内场，并扩展了高噪声混沌微梳的存在范围。随着 TE-TM谐振耦合比 $\alpha_{TM\ TE}$ 增大，更多 TM偏振泵浦功率被转换为 TE偏振功率，后者充当 TE 泵浦。我们还注意到，在测量过程中，耦合比会在改变泵浦-谐振失谐时通过热折射贡献持续变化。

利用参数化时间放大器实时观测孤子跃迁

我们开发了一种参数化时间放大器（PTM）[46]，它基于高非线性光纤中的四波混频，用于记录强耦合微谐振器中缓慢演化的孤子跃迁。与双梳计量相比，[47]，该方法具有更大的时间记录窗口。我们记录了长达 100 ns 的孤子转换图，包括从三孤子分子到双孤子，以及从双孤子分子到单孤子态的孤子跃迁动力学。图 5a 展示了测量示意图，其中线性频率啁啾

通过四波混频过程施加到截断孤子波形上，随后由色散斜率相反的色散元件进行补偿。时间成像条件满足关系式 $-1/\varphi_2'' + 1/\varphi_3'' = 1/\varphi_f''$，其中 φ_2''、 φ_3'' 和 $\varphi_f'' = \varphi_1''/2$ 分别表示信号、闲频光和泵浦的群时延色散。PTM 的时间放大率可用 $M = \varphi_2''/\varphi_3''$ 表示。PTM 输出信号由高速光电探测器探测，随后经数字化处理，并由高采样率实时示波器记录。我们利用孤子台阶引起的明显电压边沿触发示波器，从而精确捕获孤子跃迁动力学。图 5b 和图 5c 展示了沿泵浦反向-正向失谐方向出现的明显孤子台阶，其中单孤子台阶用虚线框标出，并观察到了从单孤子态到高噪声态的孤子破裂行为。为展示 PTM 的能力，我们采用欠采样法进行全景时间成像，记录沿泵浦反向失谐方向的整个腔内波形演化，其过程从混沌微梳态开始，最终到达单孤子态。同时记录腔内功率演化，并将其与用透明灰色曲线表示的时间放大波形叠加显示。

为了清晰地观察孤子跃迁，我们以高时间分辨率和较小的时间窗口记录了波形时间轨迹。随后，将测量得到的一维（1D）时间轨迹数据转换为由微谐振器往返时间（50.8 ps）确定的二维度量数据。根据 PTM 的帧周期（40 ns）拼接分段的时间演化帧，重建出两幅全景时间演化图，如图 5e 和 5f 所示。在扫描泵浦-谐振失谐的过程中，记录到一个由三孤子态演化为双孤子分子的跃迁过程；期间我们观察到孤子峰值功率波动，且未出现孤子时间漂移。每个往返的积分腔内功率以半透明灰色曲线显示，呈现了孤子衰减演化。此外，还记录到另一次从双孤子分子态到单孤子态的孤子跃迁，期间没有发生孤子融合。两个孤子以 ≈ 5 ps 的时间间隔同时存在于微谐振器中，随后逐渐演化为单孤子；交叉偏振孤子动力学曲线的负斜率表明了这一渐进演化过程。

讨论与结论。 在本研究中，我们展示了在强耦合色散管理微谐振器中生成并实时观测自热稳定孤子微梳。交叉偏振超模中的孤子形成利用不同偏振态之间的功率

转换过程，避免了热不稳定性，并绕过了单一反常色散谐振腔中孤子形成的最大障碍。超模孤子微梳具有更宽的孤子存在范围；我们还表明，通过绝热过程反向调谐，它既可从随机背景中产生，也可从周期性背景中产生，这与先前的研究不同 [2,4,5,6,7,8,9,40]。此外，我们的孤子微梳实现了最高转换效率之一，达到 9.2%[2,4,5,7,8,9,48] ，且其经过渐变设计的腔群速度色散接近于零，从而能够形成亚 100 fs 超快脉冲。得益于自稳定特性，与先前的研究相比，所展示的孤子微梳具有良好的自由运行相位噪声 [6,8], ，无需额外激光器 [39-41] ，也无需额外的非线性过程来实现热稳定 [49]。所展示的交叉偏振确定性孤子形成也可用于生成微梳；在这类微梳中，腔内固有热噪声是重复频率相位噪声的基本限制 [50] ，并可进一步促进低相位噪声毫米波 [51,52] 和亚毫米波生成 [21]。除了热动力学得到缓解以及孤子动力学得到实时观测外，较大的孤子存在范围还可以进一步解耦噪声转换过程，例如泵浦至腔重复频率噪声转换 [53] ，以及热过程和非线性过程 [54]。所展示的偏振多样性孤子微梳确定性跃迁与动力学，有助于推动芯片级超短脉冲生成、频率与精密计量、通信、光谱学和信息处理等领域的发展。

方法

集成非线性色散管理微谐振器制造：微谐振器的制造工艺始于一层厚度为 5-μm 的 SiO_2 层，该层首先通过等离子体增强化学气相沉积（PECVD）沉积在 p 型 8 英寸硅晶圆上，用作下包层氧化物并抑制衬底损耗。随后，通过低压化学气相沉积（LPCVD）沉积一层 800 纳米厚的氮化硅层，并采用优化的 248 纳米深紫外光刻对所得氮化硅进行图案化，再通过优化的反应离子干法刻蚀（RIE）将其刻蚀至埋氧层包层。经透射电子显微镜表征，刻蚀后的侧壁垂直度为 88°。随后在 1150 °C 下退火 3 小时，以降低波导传输损耗。之后实施绝热模式转换器，以提高耦合效率。从自由空间到总线波导的耦合损耗低于每个端面 3 分贝。最后，氮化硅微环上方再覆盖一层 .....

厚度为 4.5 μm 的氧化物层；该层先通过 LPCVD 沉积 0.5-μm，再通过 PECVD 沉积 4.0-μm。

耦合微谐振器中的孤子微梳数值建模：在考虑横电（TE）和横磁（TM）模式的反常与正常群速度色散，以及泵浦激光功率转换后，使用时空耦合 Lugiato-Lefever 方程（C-LLE）对腔孤子动力学进行数值建模。通过这些方程对色散管理孤子微梳动力学进行数值研究

$$T_{R_TM}\frac{\partial}{\partial t}A_{TM}(t,\tau)=-\left[\frac{\alpha_{c_TM}+\alpha_{p_TM}}{2}+j\left(\delta_{TM}-\delta_{TH_TM}\right)-j\frac{\beta_{2\mathrm{TM}}}{2}L_{cav_TM}\frac{\partial^2}{\partial\tau^2}\right]A_{TM}(t,\tau)$$
$$+j\frac{n_2\omega L_{cav_TM}}{c}\left(P_{TM}(t,\tau)+2g_{TE_TM}P_{TE}(t,\tau)\right)A_{TM}(t,\tau)+\sqrt{\alpha_c}A_{TM_P} \quad (1)$$

$$T_{R_TE}\frac{\partial}{\partial t}A_{TE}(t,\tau)=-\left[\frac{\alpha_{c_TE}+\alpha_{p_TE}}{2}+j\left(\delta_0+\delta_{TE}-\delta_{TH_TE}\right)-j\frac{\beta_{2\mathrm{TE}}}{2}L_{cav_TE}\frac{\partial^2}{\partial\tau^2}\right]A_{TE}(t,\tau)$$
$$+j\frac{n_2\omega L_{cav_TE}}{c}\left(P_{TE}(t,\tau)+2g_{TM_TE}P_{TM}(t,\tau)\right)A_{TE}(t,\tau)+\alpha_{TM_TE}\sqrt{\alpha_c}A_{TM_P} \quad (2)$$

$$\frac{\partial\delta_{TH_TM}}{\partial t}=\frac{1}{C_{p_TM}}\left[\alpha_{T_TM}\frac{Q_{TM}}{Q_{in_TM}}\left(P_{TM}(t,\tau)+P_{TE}(t,\tau)\right)-K_{TM}\delta_{TH_TM}\right] \quad (3)$$

$$\frac{\partial\delta_{TH_TE}}{\partial t}=\frac{1}{C_{p_TE}}\left[\alpha_{T_TE}\frac{Q_{TE}}{Q_{in_TE}}\left(P_{TE}(t,\tau)+P_{TM}(t,\tau)\right)-K_{TE}\delta_{TH_TE}\right] \quad (4)$$

其中，$T_{R_TM(TE)}$ 是TE或TM腔的往返时间，$A(t,\tau)$是腔内波形电场振幅，t 是描述微梳在往返过程中动力学演化的慢时间，τ 是在以光群速度移动的参考系中定义的腔内波形快时间，α_p 是传播损耗，α_c 是耦合损耗，$\delta_{TM/TE}$ 是TM或TE偏振下的泵浦失谐。δ_{TH_TM/TH_TE} 是TM或TE偏振下的泵浦谐振热失谐，$\beta_{2TM/2TE}$ 表示二阶色散系数，$L_{cav_TE/TM}$ 是腔长，g_{TE_TM/TM_TE} 是两个偏振方向上电场的交叉相位调制，$\alpha_{TM\ TE}$ 是从TM到TE_偏振的功率转换系数，该系数与温度有关，$A_{TM\ P}$ 是外部泵浦激光器在_TM偏振下的振幅，δ_0 是两个偏振态之间的初始相位偏移，$\alpha_{T_TM/TE}$ 是两个偏振态的温度系数，$C_{p_TM/TE}$ 是热容，$K_{TM/TE}$ 是热导率，$Q(Q_{in})$分别表示两个偏振态下的加载品质因数和本征品质因数。为了探究强耦合微谐振器中的微梳形成动力学，我们采用分步傅里叶法求解耦合LLE，时间步长为

T_R，并采用以泵浦模式为中心的512个模式。模拟从真空噪声开始，运行1×10^5 次往返，直至模拟解达到稳态。根据我们的实验腔模表征，TE和TM偏振的β_2 分别为-2.27 fs^2/mm和41.07 fs^2/mm，与数值计算的腔模色散接近（详见补充材料I）。

用于实时动态测量的参量时间放大器：本文开发了一种参量时间放大器（PTM），用于记录耦合耗散孤子微梳中的二维超快动态孤子跃迁。PTM通过在一段长50米的高非线性光纤（OFS）中进行参量四波混频（FWM）来实现。该光纤的零色散波长为1556 纳米，色散斜率为0.019 ps/(nm^2·km)，非线性系数为11.5 $W^{-1}km^{-1}$。采用一台250 MHz稳频飞秒光纤激光器（Menlo FC1500-250-WG）作为FWM泵浦源，并对其进行电光脉冲选取和光谱滤波。由脉冲光纤激光器同步的任意波形发生器（Tektronix AWG520）用于生成方波脉冲序列，以实现脉冲选取并将重复频率降至25 MHz。采用波分复用器（WDM）滤出1554至1563 纳米范围内的光谱，随后由C波段放大器将其放大至约100 mW。再使用另一台具有相同光谱特性的WDM抑制多余的放大自发辐射。此外，以25 MHz的相同脉冲选取频率对孤子微梳进行强度调制，并将其光谱滤波至1543至1547 纳米，作为FWM信号。在合并FWM泵浦光和信号光之前，分别用两卷色散补偿光纤对其进行啁啾处理，色散分别为-52.5 ns/nm/km和-26 ns/nm/km。生成的闲频光经带通滤波器滤波，随后由L波段光放大器放大。使用一卷色散为-2040 ns/nm/km的色散补偿光纤，抵消滤波并放大后的闲频信号的啁啾。采用一台18 GHz光电二极管（ET-3500F）检测时间放大后的信号，并使用一台100 GS s^{-1} 示波器（Tektronix MSO 72004 C）进行数字化。该PTM的时间分辨率为1.5皮秒，时间视场为500 ps FWHM。测得的PTM时间放大倍数为M = 73.2。

参考资料

1. T. J. Kippenberg、A. L. Gaeta、M. Lipson 和 M. L. Gorodetsky，光学微谐振器中的耗散克尔孤子。《Science》361，8083（2018年）。

2. T. Herr、V. Brasch、J. D. Jost、C. Y. Wang、N. M. Kondratiev、M. L. Gorodetsky 和 T. J. Kippenberg，光学微谐振器中的时间孤子。Nature Photon. 8，145–152（2014年）。3. S. W. Huang、H. Zhou、J. H. Yang、J. F. McMillan、A. Matsko、M. Yu、D. L. Kwong、L. Maleki 和 C. W. Wong，片上正常色散微谐振器的锁模超短脉冲产生。Phys. Rev. Lett. 114，053901（2015年）。4. B. C. Yao、S. W. Huang、Y. Liu、A. K. Vinod、C. Choi、M. Hoff、Y. N. Li、M. B. Yu、Z. Y. Feng、D. L. Kwong、Y. Huang、Y. J. Rao、X. F. Duan 和 C. W. Wong，石墨烯氮化物微谐振器中的栅极可调频率梳。《自然》558，410-415（2018年）。5. B. Q. Shen、L. Chang、J. Q. Liu、H. M. Wang、Q.-F. Yang、C. Xiang、R. N. Wang、J. J. He、T. Y. Liu、W. Q. Xie、J. Guo、D. Kinghorn、L. Wu、Q.-X. Ji、T. J. Kippenberg、K. Vahala 和 J. E. Bowers，集成式即插即用孤子微梳。《自然》582，365–369（2020年）。6. J. Q. Liu、E. Lucas、A. S. Raja、J. J. He、J. Riemensberger、R. N. Wang、M. Karpov、H. R. Guo、R. Bouchand 和 T. J. Kippenberg，利用集成孤子微梳在X波段和K波段进行光子微波产生。Nature Photon. 14，486–491（2020年）。7. L. Chang、W. Q. Xie、H. W. Shu、Q.-F. Yang、B. Q. Shen、A. Boes、J. D. Peters、W. Jin、C. Xiang、S. T. Liu、G. Moille、S.-P. Yu、X. J. Wang、K. Srinivasan、S. B. Papp、K. Vahala 和 J. E. Bowers，绝缘体上砷化铝镓微谐振器中的超高效频率梳产生。Nature Commun. 9，1869（2018年）。8. X. Yi、Q.-F. Yang、K. Y. Yang、M.-G. Suh 和 K. Vahala，高Q值二氧化硅微谐振器中微波频率下的孤子频率梳。Optica 2，1078-1085（2015年）。9. E. Obrzud、S. Lecomte 和 T. Herr，光脉冲驱动的微谐振器中的时间孤子。Nature Photon. 11，600–607（2017年）。10. D. T. Spencer、T. Drake、T. C. Briles、J. Stone、L. C. Sinclair、C. Fredrick、Q. Li、D. Westly、B. R. Ilic、A. Bluestone、N. Volet、T. Komljenovic、L. Chang、S. H. Lee、D. Y. Oh、M. G. Suh、K. Y. Yang、M. P. Pfeiffer、T. J. Kippenberg、E. Norberg、L. Theogarajan、K. Vahala、N. R. Newbury、K. Srinivasan、J. E. Bowers、S. A. Diddams 和 S. B. Papp，使用集成光子学的光频合成器。《自然》557，81-85（2018年）。11. S.-W. Huang、J. H. Yang、M. Yu、B. H. McGuyer、D.-L. Kwong、T. Zelevinsky 和 C. W. Wong，具有2.7×10^{-16}相对不准确度的宽带芯片级光频合成器。Sci. Adv. 2，e1501489（2016年）。

12. P. Marin-Palomo、J. N. Kemal、M. Karpov、A. Kordts、J. Pfeifle、M. H. P. Pfeiffer、P. Trocha、S. Wolf、V. Brasch、M. H. Anderson、R. Rosenberger、K. Vijayan、W. Freude、T. J. Kippenberg 和 C. Koos，基于微谐振器的孤子用于大规模并行相干光通信。《自然》546，274–279（2017年）。13. A. Fülöp、M. Mazur、A. Lorences-Riesgo、Ó. B. Helgason、P.-H. Wang、Y. Xuan、D. E. Leaird、M. H. Qi、P. A. Andrekson、A. M. Weiner 和 V. Torres-Company，利用微谐振器产生的锁模暗脉冲克尔频率梳实现高阶相干通信。Nature Commun. 9，1598（2018年）。14. B. Corcoran、M. X. Tan、X. Y. Xu、A. Boes、J. Y. Wu、T. G. Nguyen、S. T. Chu、B. E. Little、R. Morandotti、A. Mitchell 和 D. J. Moss，利用单芯片光源在标准光纤上传输超密集光数据。Nature Commun. 11，2568（2020年）。15. M. G. Suh、Q.-F. Yang、K. Y. Yang、X. Yi 和 K. J. Vahala，微谐振器孤子双梳光谱学。Science 354，600–603（2016年）。16. A. Dutt、C. Joshi、X. C. Ji、J. Cardenas、Y. Okawachi、K. Luke、A. L. Gaeta 和 M. Lipson，用于光谱学的片上双梳光源。Sci. Adv. 2，e1701858（2018年）。17. M. J. Yu、Y. Okawachi、A. G. Griffith、N. Picqué、M. Lipson 和 A. L. Gaeta，基于孤子芯片的中红外双梳光谱学。Nature Commun. 9，1869（2018年）。18. Y-S. Jang、H. Liu、J. H, Yang、M. B. Yu、D. L. Kwong 和 C. W. Wong，单孤子频率微梳中通过光谱分辨与零差干涉测量相结合实现纳米级精度距离计量。Phys. Rev. Lett. 126，023903（2021年）。19. M. G. Suh 和 K. J. Vahala，孤子微梳测距。Science 359，884–887（2018年）。20. P. Trocha、M. Karpov、D. Ganin、M. H. P. Pfeiffer、A. Kordts、S. Wolf、J. Krockenberger、P. M. Palomo、C. Weimann、S. Randel、W. Freude、T. J. Kippenberg 和 C. Koos，利用微谐振器孤子频率梳实现超快光学测距。Science 359，887–891（2018年）。21. S.-W. Huang、J. Yang、S.-H. Yang、M. Yu、D.-L. Kwong、T. Zelevinsky、M. Jarrahi 和 C. W. Wong，用于片上相干高功率太赫兹辐射的全局稳定微谐振器图灵图样形成。Physical Review X 7，041002（2017年）。22. W. Liang、D. Eliyahu、V. S. Ilchenko、A. A. Savchenkov、A. B. Matsko、D. Seidel 和 L. Maleki，高光谱纯度克尔频率梳射频光子振荡器。Nature Commun. 6，7957（2015年）。

23. E. Lucas、P. Brochard、R. Bouchand、S. Schilt、T. Südmeyer 和 T. J. Kippenberg，利用基于孤子微梳的传递振荡器合成超低噪声光子微波。Nature Commun 11，374（2020年）。24. E. Obrzud、M. Rainer、A. Harutyunyan、M. H. Anderson、M. Geiselmann、B. Chazelas、S. Kundermann、S. Lecomte、M. Cecconi、A. Ghedina、E. Molinari、F. Pepe、F. Wildi、F. Bouchy、T. J. Kippenberg 和 T. Herr，微光子天文光梳。Nature Photon. 13，31–35（2019年）。25. M. G. Suh、X. Yi、Y.-H. Lai、S. Leifer、I. S. Grudinin、G. Vasisht、E. C. Martin、M. P. Fitzgerald、G. Doppmann、J. Wang、D. Mawet、S. B. Papp、S. A. Diddams、C. Beichman 和 K. J. Vahala，利用微谐振器天文光梳搜寻系外行星。Nature Photon. 13，25–30（2019年）。26. J. Riemensberger、A. Lukashchuk、M. Karpov、W. L. Weng、E. Lucas、J. Q. Liu 和 T. J. Kippenberg，利用孤子微梳实现大规模并行相干激光测距。《自然》581，164–170（2020年）。27. J. Feldmann、N. Youngblood、M. Karpov、H. Gehring、X. Li、M. Stappers、M. Le Gallo、X. Fu、A. Lukashchuk、A. S. Raja、J. Liu、C. D. Wright、A. Sebastian、T. J. Kippenberg、W. H. P. Pernice 和 H. Bhaskaran，利用集成光子张量核心进行并行卷积处理。《自然》589，52–58（2021年）。28. X. Y. Xu、M. X. Tan、B. Corcoran、J. Y. Wu、A. Boes、T. G. Nguyen、S. T. Chu、B. E. Little、D. G. Hicks、R. Morandotti、A. Mitchell 和 D. J. Moss，用于光学神经网络的 11 TOPS 光子卷积加速器。《自然》589，44–51（2021年）。29. H. Guo、M. Karpov、E. Lucas、A. Kordts、M. H. P. Pfeiffer、V. Brasch、G. Lihachev、V. E. Lobanov、M. L. Gorodetsky 和 T. J. Kippenberg，光学微谐振器中耗散克尔孤子的普适动力学与确定性切换。Nature Phys. 13，94–102（2017年）。30. D. C. Cole、E. S. Lamb、P. D. Haye、S. A. Diddams 和 S. B. Papp，克尔谐振器中的孤子晶体。Nature Photon. 11，671–676（2017年）。31. M. Karpov、M. H. P. Pfeiffer、H. Guo、W. Weng、J. Liu 和 T. J. Kippenberg，光学微谐振器中孤子晶体的动力学。Nature Phys. 15，1071–1077（2019年）。32. M. Yu、J. K. Jang、Y. Okawachi、A. G. Griffith、K. Luke、S. A. Miller、X. Ji、M. Lipson 和 A. L. Gaeta，微谐振器中的呼吸孤子动力学。Nature Commun. 8，14569（2017年）。33. E. Lucas、M. Karpov、H. Guo、M. L. Gorodetsky 和 T. J. Kippenberg，光学微谐振器中的呼吸耗散孤子。Nature Commun. 8，736（2017年）。

34. H. R. Guo, E. Lucas, M. H. P. Pfeiffer, M. Karpov, M. Anderson, J. Q. Liu, M. Geiselmann, J. D. Jost, 和 T. J. Kippenberg, 《光学微谐振器中的模间呼吸子孤子》。Phys. Rev. X 7, 041055（2017年）。35. Q. F. Yang, X. Yi, K. Y. Yang, 和 K. Vahala, 《光学微腔中的斯托克斯孤子》。Nature Physics 13, 53–58（2016年）。36. A. Tikan, J. Riemensberger, K. Komagata, S. Hönl, M. Churaev, C. Skehan, H. Guo, R. N. Wang, J. Liu, P. Seidler, 和 T. J Kippenberg, 《驱动耗散光子二聚体中的新兴非线性现象》。Nature Physics 17, 604（2021年）。37. Ó. B. Helgason, F. R. Arteaga-Sierra, Z. C. Ye, K. Twayana, P. A. Andrekson, M. Karlsson, J. Schröder, 和 V. Torres-Company, 《光子分子中的耗散孤子》。Nature Photonics 15, 305–310（2021年）。38. T. Wildi, V. Brasch, J. Liu, T. J. Kippenberg, 和 T. Herr, 《通过慢泵浦调制热稳定地接入微谐振器孤子》。Optics Letters 18, 4447-4450（2019年）。39. H. Zhou, Y. Geng, W. W. Cui, S. W. Huang, Q. Zhou, K, Qiu, 和 C. W. Wong, 《辅助微腔中的孤子爆发与确定性耗散克尔孤子产生》。Light: Science & Applications 8, 1-10（2019年）。40. S. Y. Zhang, J. M. Silver, L. D. Bino, F. Copie, M. T. M. Woodley, G. N. Ghalanos, A. Ø. Svela, N. Moroney, 和 P. Del'Haye, 《使用辅助激光器实现亚毫瓦级微谐振器孤子及扩展接入范围》。Optica 6, 206-212（2019年）。41. Z. Z. Lu, W. Q. Wang, W. F. Zhang, S. T. Chu, B. E. Little, M. L. Liu, L. R. Wang, C. L. Zou, C. H. Dong, B. L. Zhao, 和 W. Zhao, 《热控微谐振器中耗散克尔孤子的确定性产生与切换》。AIP Advances 9, 205314（2019年）。42. C. Joshi, J. K. Jang, K. Luke, X. C. Ji, S. A. Miller, A. Klenner, Y. Okawachi, M. Lipson, 和 A. L. Gaeta, 《微谐振器中的热控梳状谱产生与孤子锁模》。Optics Letters 41, 2565-2568（2016年）。43. S.-P. Yu, D. C. Cole, H. Jung, G. T. Moille, K. Srinivasan, 和 S. B. Papp, 《无边缘光子晶体谐振器中的自发脉冲形成》。Nature Photonics 15, 305–310（2021年）。44. W. Li, W. H. Sun, W. T. Wang, L. X. Wang, J. G. Liu, 和 N. H. Zhu, 《基于双平行马赫-曾德尔调制器的光学矢量网络分析仪测量误差降低》。IEEE Photonics Technology Letters 26, 866–869（2014年）。

45. W. Weng 和 A. N. Luiten, 《晶体微谐振器中的模式相互作用与偏振转换》。Optics Letters 40, 5431–5434（2015年）。46. Y. Li, S. W. Huang, B. Li, H. Liu, J. Yang, A. K. Vinod, K. Wang, M. Yu, D. L. Kwong, H. T. Wang, K. K. Y. Wong, 和 C. W. Wong, 《芯片级色散管理频率微梳的实时跃迁动力学与稳定性》。Light: Science & Applications 9, （ 2020 年）。47. X. Yi, Q.-F. Yang, K. Y. Yang, 和 K. Vahala, 《光学微腔中的孤子动力学成像》。《自然·通讯》9, 3565（2018年）。48. X. Xue, X. Zheng, 和 B. Zhou, 《相互耦合光学腔中的超高效时间孤子》。Nature Photonics 13, 616-622（2019年）。49. Y. Bai, M. H. Zhang, Q. Shi, S. Ding, Y. Qin, Z. Xie, X, Jiang, 和 M. Xiao, 《光学微谐振器中的布里渊-克尔孤子频率梳》。Phys. Rev. Lett. 126, 063901（2021年）。50. T. E. Drake, J. R. Stone, T. C. Briles, 和 S. B. Papp, 《克尔微谐振器孤子的热退相干与激光冷却》。Nature Photonics 14, 480–485（2020年）。51. T. Tetsumoto, T. Nagatsuma, M. E. Fermann, G. Navickaite, M. Geiselmann, 和 A. Rolland, 《光学参考的 300 吉赫兹毫米波振荡器》。Nature Photonics. 15, 516–522（2021年）。52. B. Wang, J. S Morgan, K. Sun, M. Jahanbozorgi, Z. Yang, M. Woodson, S. Estrella, A. Beling, X. Yi, 《迈向基于微腔孤子的高功率、高相干性集成光子毫米波平台》。Light: Science & Applications 10,（2021年）。53. X. Yi, Q. F. Yang, X. Zhang, K. Y. Yang, X. Li, 和 K. Vahala, 《单模色散波与孤子微梳动力学》。《自然·通讯》8, 14869（2017年）。54. J. R. Stone, T. C. Briles, T. E. Drake, D. T. Spencer, D. R. Carlson, S. A. Diddams, 和 S. B. Papp, 《克尔微谐振器频率梳中的热与非线性耗散孤子动力学》。Phys. Rev. Lett. 121, 063902（2018年）。

致谢：我们感谢美国海军研究办公室（N00014-16-1-2094）、劳伦斯利弗莫尔国家实验室（B622827）和美国国家科学基金会（1824568、1810506、1741707、1829071）提供的经费支持。

作者贡献：W.W. 和 X. J. 进行了实验。W.W 和 H. Z 分析了数据并进行了模拟。A.K.V. 参与了实验。M.Y.、G.-Q.L. 和 D.-

L.K. 进行了器件纳米制造。W.W. 和 C.W.W. 发起了该项目。W.W.、T. M. 和 C.W.W. 撰写了稿件。所有作者讨论了结果。

利益冲突：作者声明不存在任何利益冲突。

数据和材料可用性：评估论文结论所需的所有数据均包含在论文和/或补充材料中。与本文相关的其他数据可向作者索取。

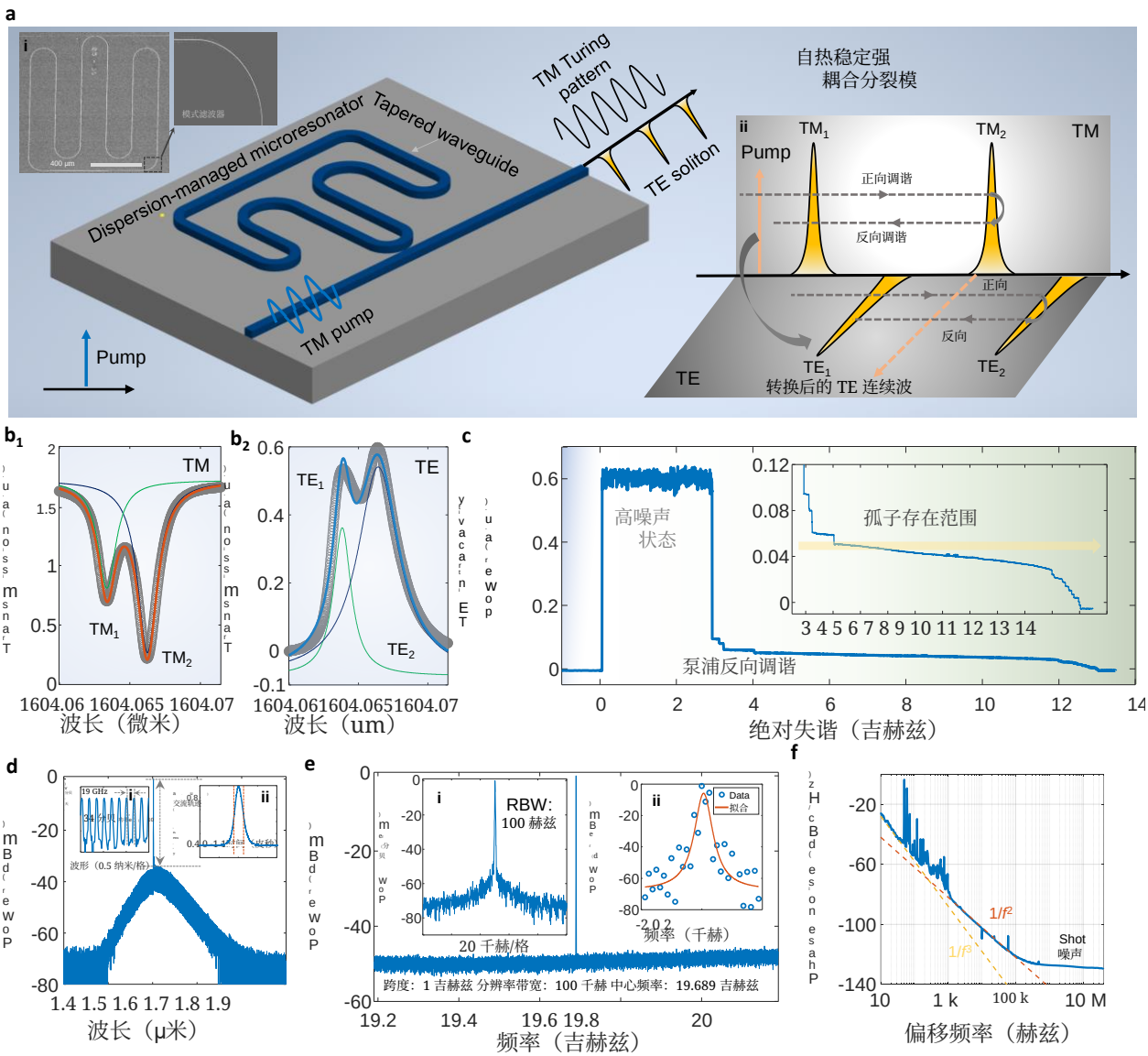

图 **1** | 强耦合色散管理氮化物微谐振腔中的偏振多样化自稳定孤子形成。a，自热稳定微梳产生示意图：横磁（TM）偏振连续波激光器驱动色散管理微谐振腔，产生横电（TE）偏振孤子微梳和TM偏振图灵图样。插图 i：色散管理微谐振腔的扫描电子显微图，包含所设计模式滤波器的放大视图。插图 ii：用于形成自热稳定微梳的强耦合分裂模式概念图。b_1 和 b_2, TM偏振冷腔共振超模，以及转换后的TE偏振冷腔共振超模。c，TE偏振下的腔内功率随反向泵浦波长失谐的变化。插图：显示跃迁动力学的孤子存在范围。d，产生的自热稳定孤子微梳具有较低的重复频率、9.2%的增强泵浦至微梳转换效率，以及变换极限半高全宽脉冲宽度77.3 fs。插图 i：孤子微梳放大后的光谱，其自由光谱范围为 ≈ 19 吉赫兹。插图 ii：测量得到的强度自相关曲线。e，测量得到的重复频率音调。插图 i：放大后的重复频率拍频。插图 ii：拟合线宽，显示在1 ms观测时间内3分贝线宽为169赫兹。f，光电转换后自由运行微梳测量得到的单边带相位噪声。

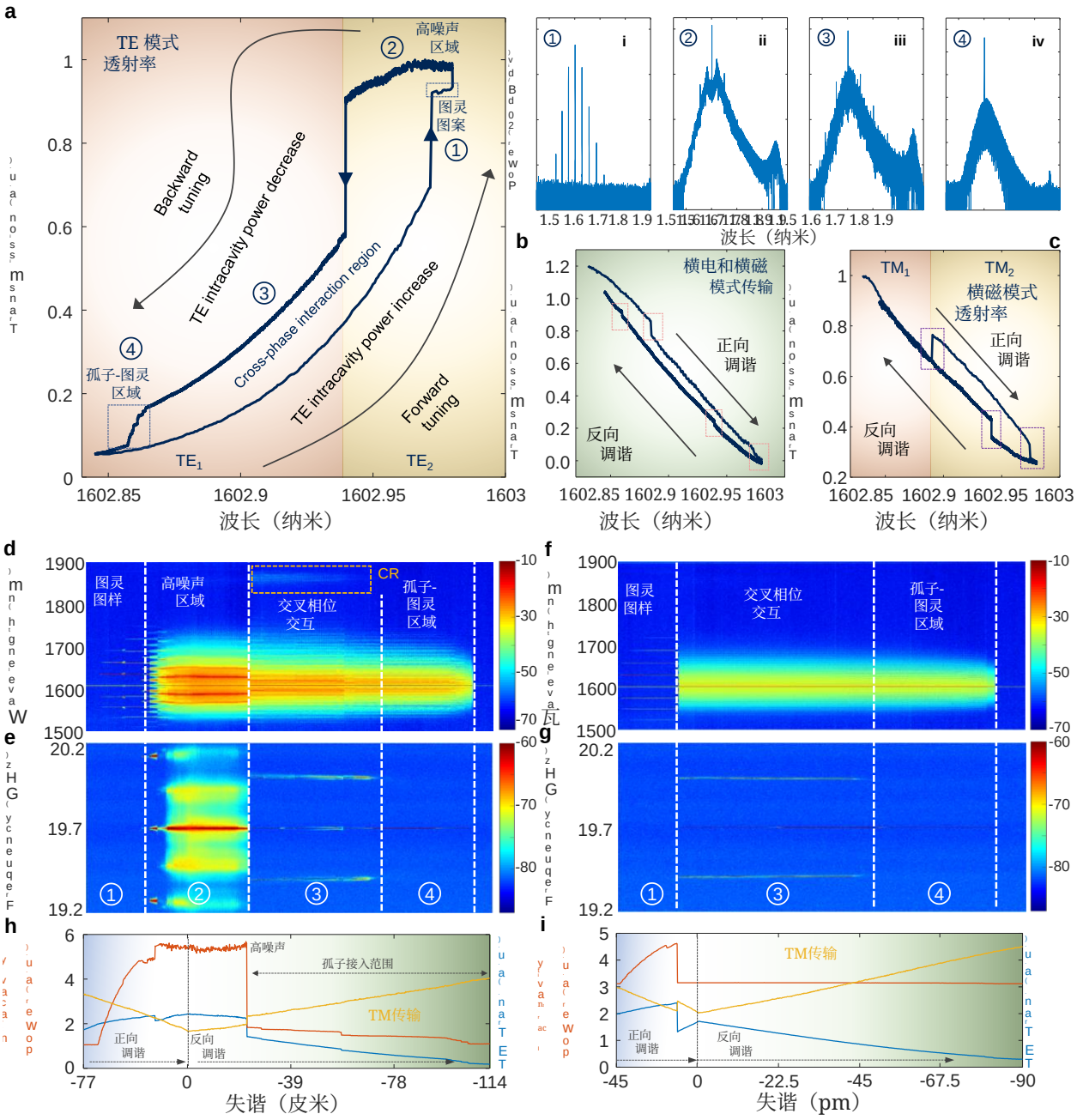

图 **2** | 强耦合色散管理微谐振器中的自稳定交叉偏振孤子微梳动力学。a，沿双向横磁偏振泵浦波长失谐方向的横电偏振腔功率透射率。腔内功率通过偏振转换过程积累，在泵浦波长正向失谐期间产生强耦合瞬态和两步腔内功率增强。腔内功率“踢出”后，TE-TM模式族之间的交叉相位相互作用以及孤子

在泵浦波长反向失谐过程中，观察到了具有典型阶梯状模式的湮灭区间。a 中不同微梳态下测得的光学频谱如插图 i–iv 所示：初级图灵图样微梳、高噪声混沌微梳、TE-TM耦合低噪声微梳（孤子锁模状态、TE-TM双微梳）以及热稳定TE孤子微梳。b，在泵浦波长往返失谐过程中，未进行偏振解复用的功率透射显示了 TE 和 TM 超模之间的切换动力学。橙色虚线框标出了典型的瞬态功率跃变。c，仅 TM偏振下的功率透射，其中 TE 和 TM 超模之间的切换动力学以紫色虚线框标出。d，相对于泵浦-谐振失谐的光学频谱演化，以初始反向调谐波长为参考，展示了孤子微梳动力学。在反向泵浦激光失谐过程中，交叉偏振微梳从扩展的混沌调制背景中涌现。e，与 d 对应的强度噪声功率谱演化，显示由子梳谱线拍频产生的宽带噪声频谱、重复频率线宽展宽和额外拍频信号 3，以及高光谱纯度重复频率信号 4。f，光学频谱演化，其中孤子微梳从周期性背景中涌现，且未激发混沌微梳态。g，与 f 对应的强度噪声功率谱演化，表明低噪声腔动力学演化。h，与 d 和 e 对应的彩色编码的TE和TM功率透射及 TE偏振腔内功率随泵浦-谐振失谐的变化，表明孤子存在范围超过 10 吉赫兹，以及功率转换过程。i，与 f 和 g 对应的相应彩色编码的TE和TM功率透射及 TE偏振腔内功率，其中不存在高噪声态。

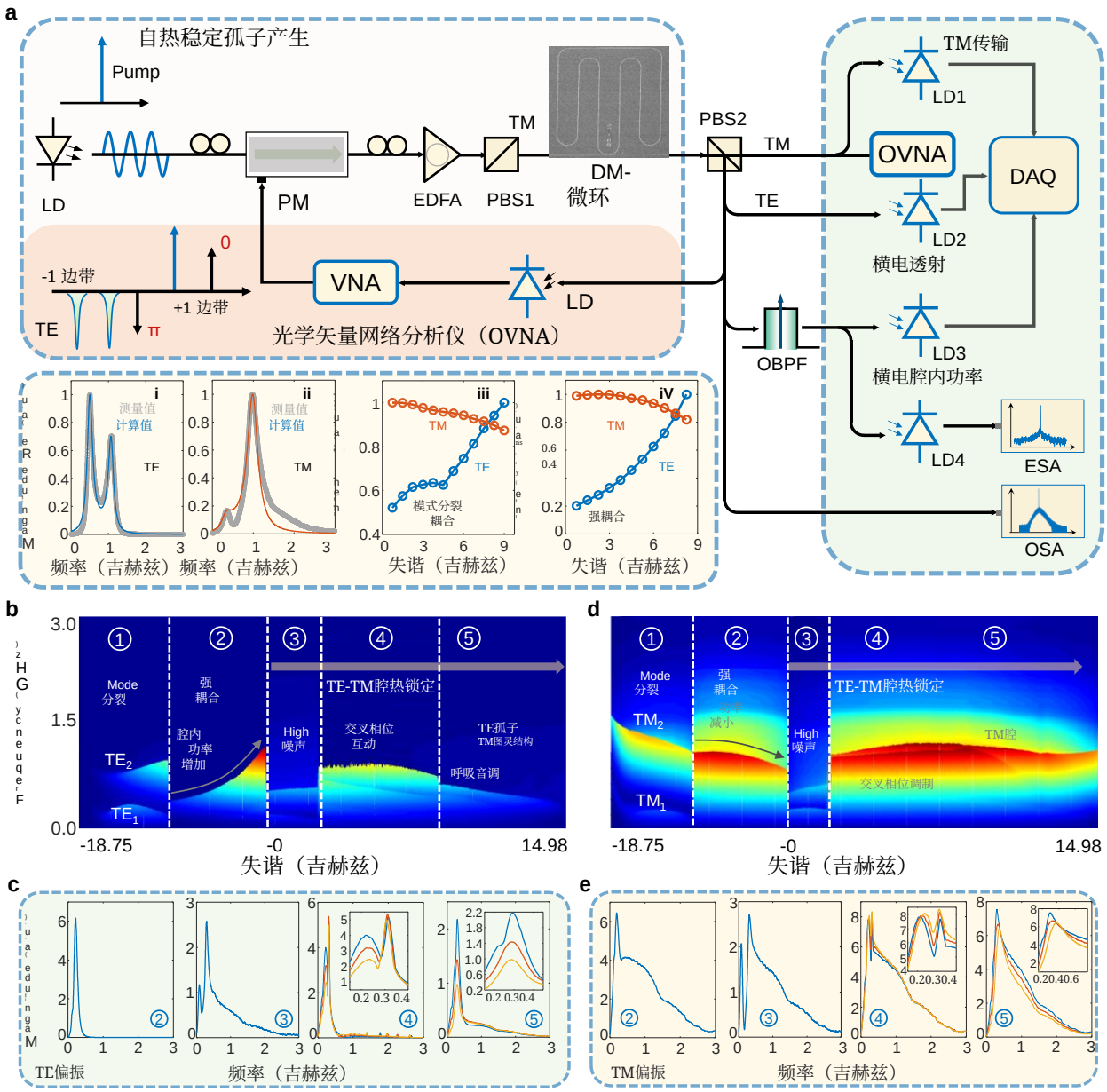

图 **3** | 利用光学矢量网络分析仪（OVNA）探测超模谐振腔的热动力学和超快动力学。a，自稳定微梳表征的实验装置。插图 i-ii：横电和横磁偏振下微谐振器超模的分裂模光谱清晰可见。插图 iii-iv：b 和 d 中分别对应 1 和 2 的弱耦合与强耦合区域的归一化功率转换过程。b，通过光学矢量网络分析仪测得的横电偏振下腔超模相对于泵浦-谐振失谐的动态演化，包括 1：演化后的分裂模光谱区域；2：偏振强耦合-

耦合区域，3：高噪声区域；4：双模相互作用区域；5：孤立波区域。c，b 中具有代表性的腔模光谱，包括强转换的 TE 模式 2、高噪声模式光谱（包括腔模光谱，以及由随机相位响应3引起的非线性展宽模式光谱）、孤子诱导的非线性模式光谱（S 共振）以及呼吸信号 4、5。S 共振的幅度取决于与腔模光谱（C 共振）重叠的孤子数。插图为放大视图。d，TM偏振下的动态腔超模演化，显示功率衰减区域 2、高噪声区域3、双模相互作用区域 4 和 5。e，不同区域具有代表性的腔模光谱，以及由腔内场的相位响应引起的非线性模式光谱。

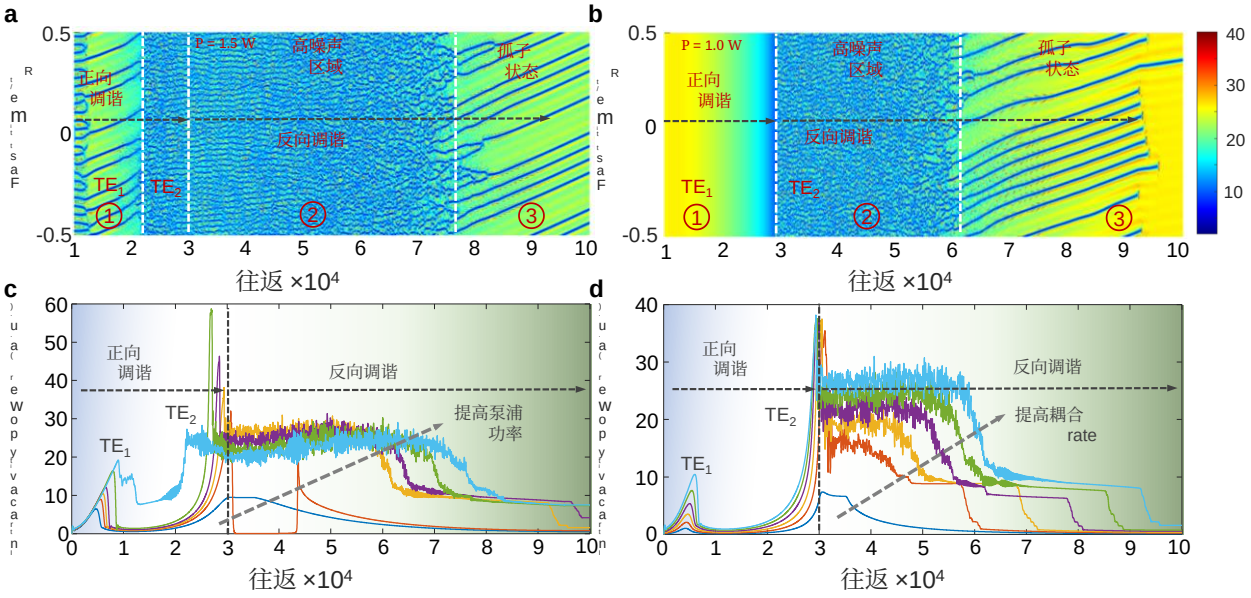

图 **4** | 正向和反向失谐下自稳定交叉偏振超模的时空LLE建模。a，当泵浦功率设为1.5 W时，腔超模（TE_1 和TE_2）处沿泵浦波长双向失谐的腔内波形演化。b，当泵浦功率设为1.0 W时的腔内波形演化。c，将泵浦功率从0.7 W扫描至1.5 W时，TE偏振波形演化的腔内功率。d，将TE偏振超模与TM偏振超模之间的耦合率从0.0032扫描至0.0097时，TE偏振波形演化的腔内功率。

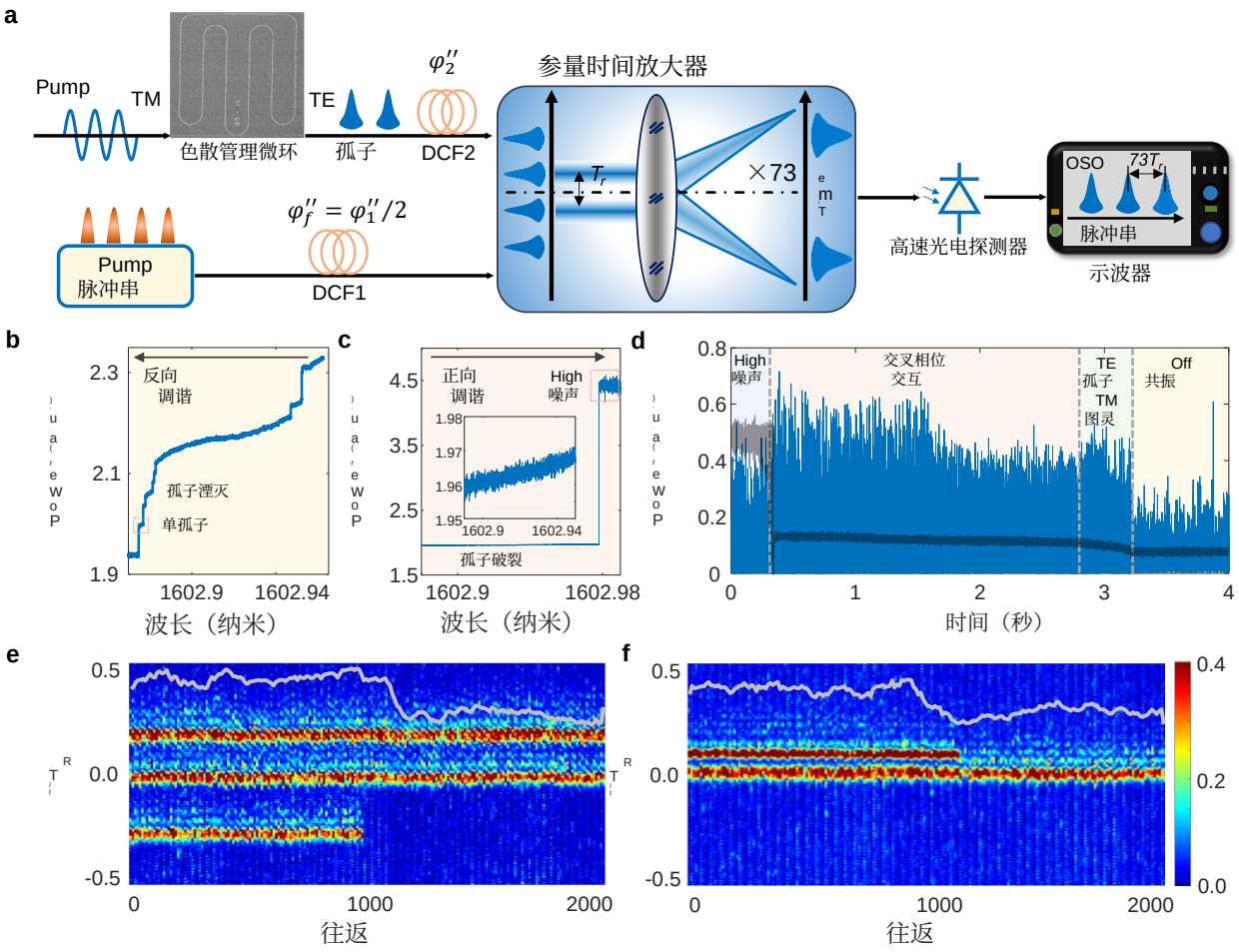

图 **5** | 利用皮秒参量时间放大器实时观测自稳定交叉偏振孤子分子跃迁。快速时间轴表示每次往返的积分腔内功率；慢速时间轴表示谐振腔的往返演化。a，记录孤子跃迁的实验装置，包括稳频飞秒光纤激光器、色散补偿光纤（DCF）、克尔孤子列、基于四波混频的参量时间放大器、高速光电探测器和高速示波器。b，沿反向泵浦激光失谐变化的腔内功率跃迁，显示孤子湮灭从高噪声混沌态经交叉相位调制相互作用态演变至耗散克尔孤子态，并呈现特征性的孤子台阶。c，进入单孤子态后，沿正向泵浦激光失谐变化的腔内功率跃迁，其中孤子从单孤子态破裂并进入高噪声混沌态。d，反向泵浦激光失谐变化期间欠采样的腔内动力学从高噪声态经交叉相位调制相互作用态演变至单孤子微梳

态。e和f，利用帧率为25 MHz的参量时间放大器记录的三重态到双重态孤子分子态以及双重态到单重态孤子态的瞬态观测。通过拼接多个亚纳秒时间窗口，观测到100 纳秒转变图。纵轴为快速时间轴——每次往返测得的腔内微梳积分功率；横轴为随往返次数演化的慢速时间轴。