arXiv:2302.00567v1 [physics.optics] 1 Feb 2023

# 用于硅光子学储备池计算的光流体存储器与自诱导非线性光学相变

Chengkuan Gao,[1] PrabhavGaur,[1] DhaifallahAlmutairi,[1,2] Shimon Rubin,[1,*] Yeshaiahu Fainman[1]1电气与计算机工程系，加利福尼亚大学圣迭戈分校，吉尔曼大道*9500*号，拉霍亚，加利福尼亚州*92093*，美国[2]阿卜杜勒-阿齐兹国王科技城（*KACST*），邮政信箱*6086*号，利雅得*11442*，沙特阿拉伯

## 摘要

在纳米尺度上实现光学存储器并将其用于计算，仍是一项颇具吸引力但颇具挑战性的任务。尽管纳米光子学领域已取得显著进展，使人们得以探索非线性光学效应，并利用光-物质相互作用实现非传统的存储与计算能力，但迄今为止，光-液体相互作用尚未被视为实现纳米尺度计算的潜在物理机制。在此，我们通过实验展示了自诱导相变效应，该效应依赖于薄液膜几何形状变化与光子模式光学性质之间的耦合，并进一步将其用于神经形态计算。具体而言，我们采用光流体硅光子学系统，展示了薄液膜的热毛细驱动形变。该形变既可充当非线性执行器，也可作为存储元件，二者位于同一紧凑空间区域，从而实现超越冯·诺依曼架构的计算。实验结果表明，与较为传统的热驱动热光效应相比，这种非线性效应的幅度高出一个数量级以上；它能够支持频率达数千千赫兹的光驱动周期性形变，并且能够在空间区域内实现储备池计算，其尺寸约比最先进的实验液体系统小五个数量级。

* rubin.shim@gmail.com

## 引言

探索新型光-物质相互作用机制，是加深我们对光与物质性质的理解、并实现新型技术能力的基础。尽管由于纳米制造方法的进步，人们能够在硅光子学（SiPh）和集成光子学平台中观测到多种非线性光学效应（见 [1–4]及其中的参考文献），纳米尺度的光-固体相互作用因此备受关注，但鉴于液体具有极为丰富的现象学特性和输运机制，探索光-液体相互作用仍是一个颇具吸引力的研究方向。具体而言，由于液体能够以相对较低的能量代价（相对于热能）实现分子输运，因此可以支持多种固体系统中本质上无法实现的物理效应，例如液晶分子重新取向所产生的光孤子 [6], 、薄液膜中的光分支 [7], 、等离激元共振的光诱导调谐 [8], , 以及应用于高分辨率光刻的现代极紫外激光系统 [9]。在当今时代，一项日益重要的应用是提高信息处理效率，以实现计算机视觉和目标检测等新能力；这些任务通过传统的冯·诺依曼架构方法难以完成，推动了大量研究投入，用于开发新型非传统神经形态计算（NC）方案，例如循环神经网络（RNN） [10] 及其子类储备池计算（RC）[11–14]。更具体地说，储备池计算最初作为一种高效计算方法，应用于数字计算机；而实现物理储备池计算平台仍是一种颇具吸引力的可能性 [15, 16] ，因为在储备池计算范式中，底层物理系统可充当储备池，并对输入信号进行非线性变换，从而使线性回归方法更有效地实现可分性。在多种物理机制中，光学系统具有“光速”传播 [17],、高连接性和波长复用 [18–21], 等优势，这些优势已促成自由空间和片上实现 [22–25]。

在此，我们基于近期从理论上提出的光-热-液体非线性非局域相互作用机制 [26–28], , 通过实验展示自诱导光学相变效应。该效应依赖于热毛细（TC）效应 [29–31], 引起的液膜表面几何形貌变化与

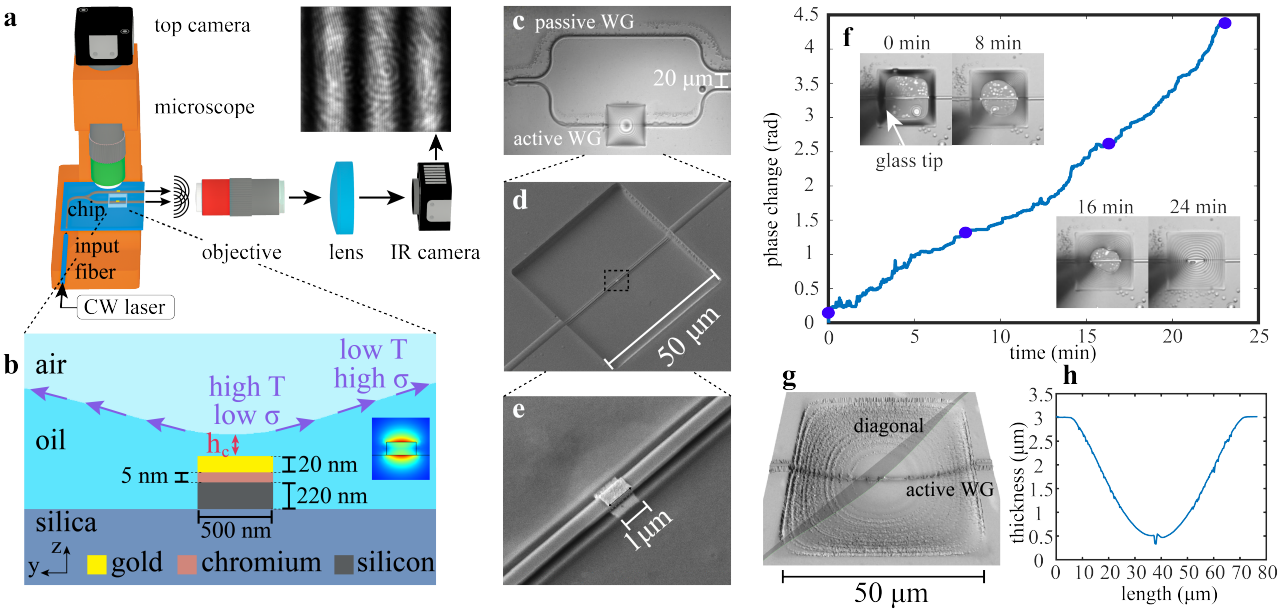



图 1。**光流体系统的关键组成部分，以及用于观测自诱导相变效应并将其应用于储备池计算的准备步骤。a**，实验系统示意图：将波长为 1550 纳米的连续波（CW）激光光源耦合至硅光子芯片，并检测由液体形变引起的干涉条纹位移。**b**，法向截面示意图，展示 220 × 500 纳米有源波导、集成的 20 纳米厚金贴片（带有 5 纳米厚的铬粘附层），以及触发热毛细驱动的薄液膜变形的光生表面张力梯度。横磁模与空气的重叠发生相应变化，从而导致光学相位变化，并通过红外相机检测干涉条纹的位移。**c**，光子杨氏干涉仪（YI）电路的俯视相机图像，展示：Y形分支、尺寸为 50 $\mu$米×50 $\mu$米×3 $\mu$米的液体池（其中有源波导浸于液体中），以及间隔 20 $\mu$米、向自由空间发光的输出波导端口。**d**，扫描电子显微镜图像，展示用作液体腔室的热氧化物包层刻蚀池。**e**，扫描电子显微镜图像的高放大倍率视图，显示波导顶部的金属贴片。**f**，实验结果：展示光子YI两臂之间的相位差随飞升级液滴沉积过程的变化；该过程用于向刻蚀池中注入硅油薄膜（见方法部分C）。上方相机图像展示特定时刻的液体池，紫色圆盘标示相应的相变值。实验中典型的逐滴沉积过程见补充材料和视频V1。**g**，通过白光干涉测量得到的液体表面三维轮廓（见方法部分D）。**h**，根据三维轮廓提取的液体厚度，表明中心区域的薄膜厚度约为 0.5 $\mu$米

硅（Si）波导（WG）中的传播光子模式。具体而言，光子模式的部分能量在集成金贴片上耗散，从而产生局部热源，并驱动光学薄液膜发生热毛细变形；这反过来会改变光子倏逝尾场与空气的重叠，形成一种反作用，深刻影响光学模式的相位。我们表征了诱导相位变化与输入光功率的光功率及驱动频率之间的关系，随后证明，光脉冲幅度的信息可存储于液体形变中数十毫秒，从而能够执行异或任务；异或任务常被用于展示非线性计算的概念验证 [18]。

图1a示意了实验装置：波长为1550 纳米的连续波激光光源将光子横磁模耦合进入硅通道波导。通过采用光子杨氏干涉仪（YI）检测光学相位变化；其概念类似于经典的杨氏双缝实验，光功率被均分至有源波导和无源波导。如此一来，有源波导中的模式与液膜相互作用，而无源波导中的模式则作为参考。两种模式射入自由空间后形成干涉条纹，并由电荷耦合器件（CCD）相机监测；有源波导中液体厚度的变化会引发自诱导光学相位差，并使干涉条纹发生偏移。图1b展示了法向截面的示意图：金贴片沉积在有源波导的顶面上，使光得以耗散并产生触发热毛细效应所需的表面张力梯度。在波导中，我们采用传播的横磁模，其特点是电场沿垂直于 $z$ 方向的振荡更强；与电场沿面内方向振荡的TE模式相比，这种模式既能提高金属贴片（沉积于有源波导顶部）中的光耗散效率，也能提高对液膜厚度变化的灵敏度。图1(c-e)展示了光子杨氏干涉仪的显微图像，以及带有金贴片的盒状刻蚀腔的扫描电子显微镜（SEM）图像。要实现可重复、可控的实验，关键在于向刻蚀腔内沉积体积仅为数飞升的硅油液滴。由于飞升级液滴沉积方法仍是一个活跃的研究领域[34, 35], ，我们采用摩擦起电效应，触发硅油从玻璃尖端以静电方式逐滴喷出并落到二氧化硅基底上；喷出速率

通过改变尖端与二氧化硅基底之间的距离来控制（见补充材料S.2）。图1f展示了沉积液滴至液体池的准备步骤，在此过程中光学相位单调增加；插图为对应时刻液体表面的四张显微图像。图1g展示了硅油表面的典型三维轮廓，图1h则给出了沿液池对角线的高度，表明液膜倾向于润湿垂直侧壁，从而在中央区域形成光学薄液膜，其厚度约为 $0.5\ \mu$米，高于二氧化硅基底。

## 结果

### A. 自诱导相变随光功率的变化

图 2(a,b) 和图 2(c,d) 分别展示了厚度约为 $0.5\ \mu$m 和 $1\ \mu$m 的硅油膜的自诱导相变效应实验结果，结果随激光功率变化而变化，激光功率以 $\pm 0.25$ mW 为步长调整；我们在 SM 中给出了相应波导内光功率的估算值。具体而言，图 2a 展示了相移随入射光功率严格递增的情况，如红色曲线所示①- ②- ③- ④；而在随后光功率降低的状态下，环境表面张力和所引发变形的弛豫占主导，相变值沿蓝色曲线变化 ④- ⑤- ⑥- ①。值得注意的是，这两条曲线围成一个闭合滞后回线，这种现象通常见于润湿实验，归因于具有历史依赖性的接触角滞后，以及薄膜前进与后退动力学的不对称性 [44, 45]。例如，后者可能源自地形特征或化学非均匀性因素 [46, 47]，；这两者在我们的光子芯片中均存在，分别体现为二氧化硅基底上的硅通道脊形波导和金贴片。图 2b 展示了相应构型下红色 LED 照明（中心波长为 $\lambda_{LED} = 680$ nm）时硅油的俯视显微图像，表明从状态 ① 到状态 ② 的转变以相对较小的表面变形为特征，且不会导致薄膜破裂。然而，当光功率超过 13 mW 时，液膜逐渐转变为破裂状态 ③，随后进入状态 ④，去润湿区域不断扩大；与区段 ①-③ 相比，相变曲线的斜率也随之增大，这是由于空气与光子倏逝尾场的

重叠显著增加。每次光强变化后，我们至少等待 3 s 的弛豫时间，使液膜达到新的静态构型。降低光功率会使图 2b 中所示的去润湿区域缩小 ④- ⑥；当功率为 8 mW 时，液膜破裂区域发生回缩，并趋于在较低功率值下达到的初始状态 ①。请注意，由于同一激光光源既用于激发液体，也用于形成干涉条纹，因此最初必须有一定的非零光功率在两个波导中传输。我们的有限元数值模拟结果（图 2a 左下方的绿色虚线曲线） [33] 在破裂前状态 ①- ②与实验结果定量吻合，但由于所采用的动网格方法存在局限 [28]，无法处理较高光功率下薄膜破裂的情形。

图2c显示了类似的自诱导相变效应和闭合滞回曲线，适用于 1 $\mu$米厚的硅油膜。这表明，在这种情况下，液体破裂前、位于 和 之间的变形阶段仅引入很小的相变值 $0.04\pi$ 弧度，相比薄膜破裂前状态 ①- ②之间的变化，其量级约小一个数量级。相变值较小源于波导与气液界面之间的距离较大，因此倏逝光学模式与气相的重叠不那么显著。施加更高的12mW光功率会触发液体不稳定性，导致气液界面几何形状从变形构型 突然转变为破裂构型 ，并伴随显著的相变值 $0.8\pi$ 弧度。进一步提高施加的光功率，会使状态 - 之间的相变值增大，这是由于图3c所示的液膜去润湿。降低光功率后，相变沿蓝色曲线演变，并在状态 和 之间发生轻微的破裂愈合。在约8 mW时，会发生突发愈合，并伴随约 $1.2\pi$ 弧度的相位变化。

值得注意的是，尽管上述报告的最大相位变化（图 2a）约为 $1.7\pi$ rad，但在相同光功率下不使用硅油进行测量时，测得的数值低于噪声水平，这表明热毛细效应相对于热光效应的相对量级至少大 24 倍（见补充材料 S.5）。

值得一提的是，滞回效应可能与记忆和历史依赖过程有关；然而，正如我们将在下文中展示的，记忆

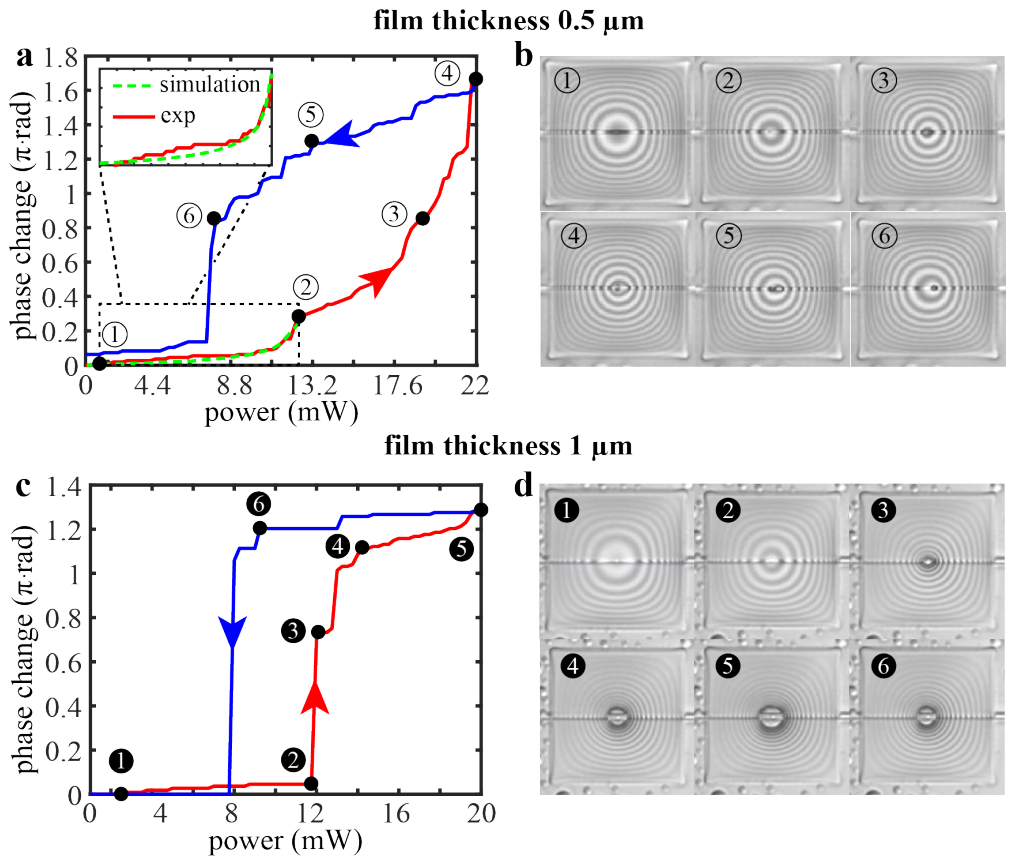



图 2. **利用光子YI电路测量的浅液膜和厚液膜中自诱导相变效应随入射光功率的变化。a、b和c、d** 分别展示了初始硅油厚度为 0.5 $\mu$m和1.0 $\mu$m时，有源波导中相位变化随入射光功率变化的实验结果。两种情况下，相位均随光功率增加而逐渐增大（红色曲线），达到最大值 1.7$\pi$ rad和1.3$\pi$ rad；随着光功率降低，相位减小（蓝色曲线），形成滞后回线。**b**，硅油池的俯视光学图像，对应于**a** 和**b**中曲线上标记为 1 至 6 的黑点所示参数，其中 ① 对应初始构型，而 ② 对应气液界面几乎接触波导的构型。类似地，**c** 展示了厚度为 1 $\mu$m的液膜的滞回曲线，其向破裂状态的转变更为突然。假设红色 LED 光源为正入射，并采用相消干涉条件 $\lambda_{LED}/2n_{oil}$，我们估算构型**5** 中破裂处的接触角约为 $5.5^o$。对于**a** 所示的较薄液膜，我们在插图中展示了多物理场仿真结果，其与实验结果吻合良好。实验演示典型相位变化效应的内容见补充材料以及视频 V2 和 V3。

我们在本研究中用于RC的效应并不直接依赖迟滞行为，而是依赖光学薄液膜的有限弛豫时间。

**B. 自诱导强度变化随光功率和所施加调制频率的变化**

接下来，我们考虑一个具有单个输出端口的光子MZI电路，它能够将相位变化转换为强度变化，并采用点探测器监测液体变形的动态过程；这些过程在亚毫秒时间尺度上演变。首先，我们考虑图3a所示的直流状态：随着输入光功率增加，输出功率严格递增，如红色曲线 1 - 2 - 3 - 4 所示；随后降低输入功率时，输出功率则按蓝色曲线 4 - 5 - 6 - 1 变化，形成闭合的滞后回线。与YI电路（图2b）不同，在YI电路中，条纹位移已表明液体变形导致非线性响应；而MZI电路中的光功率变化原则上也可能源自输入激光功率水平的变化，与液体响应无关。为了区分液体变形导致的非线性响应与输入光功率的变化，我们从测得总功率 ($P$) 中减去输入功率 ($P_l$) 的线性贡献，表示为

$$P_{nl} = P - P_l, \tag{1}$$

用于分离非线性贡献。图3a展示了光子MZI电路中的实验测量结果，其中总功率 $P$ 以红色和蓝色实线表示，而由公式1定义的非线性响应 $P_{nl}$以蓝色和红色虚线表示；红色/蓝色分别表示光功率递增/递减区间。具体而言，当功率处于10 mW至19 mW之间时，硅油膜（厚度约为 $1\ \mu$m）仅发生较小的变形（破裂前），显微图像1和2记录了这一状态，见图3b；因此，该功率区间内的非线性响应可忽略，在图3a中表现为几乎平坦的红色虚线。然而，当光功率高于19 mW时，虚线2 - 3 - 4呈上升趋势，表明液体形变引起了非线性响应。与图2所报告的YI测量结果类似，随后降低输入功率会得到严格递减的曲线4 - 6，并围成一个闭合滞后回线，回线的

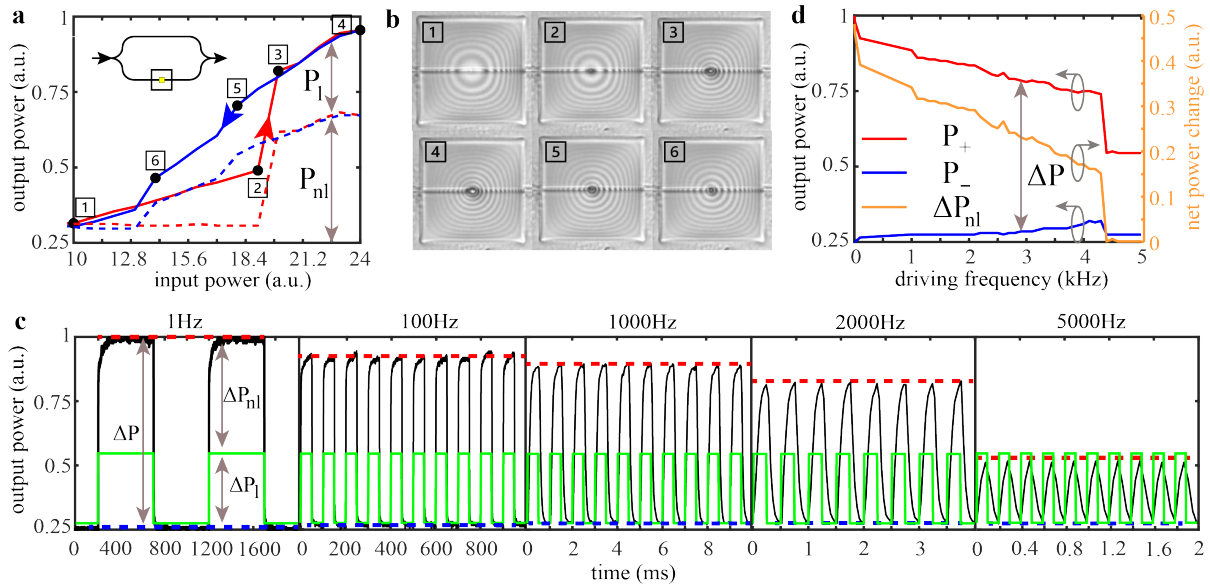



图3. **自诱导相变导致的MZI电路中强度调制随输入功率和驱动频率的变化。a**，连续波光信号作用下的自诱导强度变化，该变化由光诱导液膜形变引起，液膜初始厚度约为 1 $\mu$m。功率步进为 ±1 mW，相邻功率级之间的弛豫时间约为3 s，以便充分弛豫至稳定构型。虚线（$P_{nl}$）表示通过减去相应的输入功率（$P_l$）得到的非线性输出响应，输入功率由公式1定义。**b**，**a**中液膜相应编号状态的俯视显微图像。**c**，代表性频率1 Hz、100 Hz、1000 Hz、2000 Hz和5000 Hz下输出信号随时间的变化，其中绿色和黑色曲线分别表示线性功率响应和非线性功率响应， $\Delta P_l$ 和 $\Delta P_{nl}$。红色和蓝色线分别表示 $\Delta_{nl}$的最大（$P_+$）值和最小（$P_-$）值。输入信号（绿色曲线）的最大和最小功率分别为16 mW和5.5 mW。**d**，$P_+$、 $P_-$ 和 $\Delta P_{nl}$ 由公式2定义，随驱动频率 $\omega$变化，分别以红色、蓝色和绿色曲线表示。

红色曲线。

接下来，我们考察在交流光输入信号作用下，MZI电路的输出功率如何随驱动频率（$\omega$）变化；所用液体池的厚度与上述直流情况相同。图3c展示了五种不同驱动频率下，方波输入光功率（绿色曲线）对应的输出功率（黑色曲线）。与我们

dis在公式2之前的讨论中，我们将非线性响应函数 $\Delta P_{nl}$ 定义为

$$\Delta P_{nl} = \Delta P - \Delta P_l; \quad \Delta P \equiv P_+ - P_-, \tag{2}$$

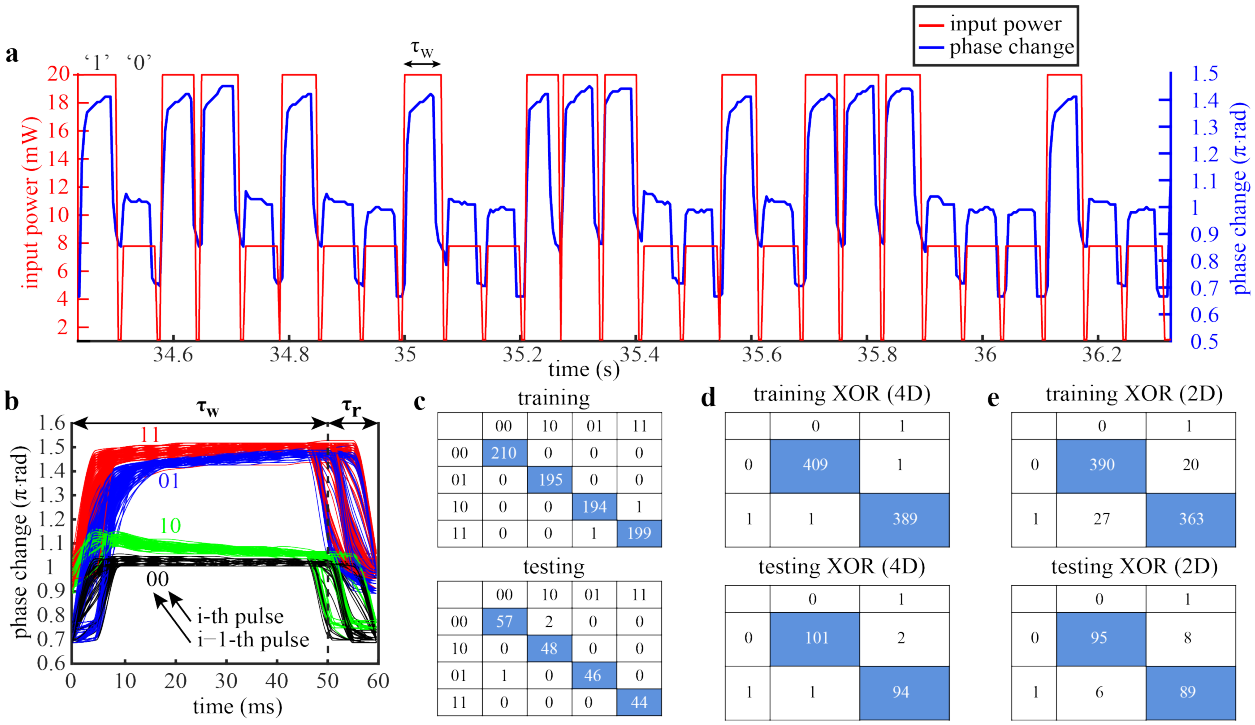
这消除了输入功率的变化，并捕捉到由液体形变引起的非线性功率响应。这里， $\Delta P$ 是输出功率的调制深度，即输出功率最大值（$P_+$）与最小值（$P_-$）之差，分别由图3c中的红色和蓝色虚线表示；而$\Delta P_l$ 是固定的、与 $\omega$ 无关的输入信号调制深度。以更小步长进行$\omega$ 扫描（如图3d所示）表明， $\Delta P$ 及其非线性分量 $\Delta P_{nl}$均随 $\omega$增加而减小。有趣的是，当 $\Delta P_{nl}$ 在4.3千赫兹以上几乎消失时， $\Delta P_{nl}$ 会发生突变；这表明输出信号与输入信号实际上完全相同，因此液膜在驱动频率足够高时不会响应。图3c所示的5千赫兹情形对此作了明确展示。事实上，从更简单的机械系统（如受迫阻尼振子）的行为便可预见这一点：随着驱动频率趋于无穷大，振幅会逐渐衰减。在补充材料S.6节中，我们展示了自诱导相变效应的补充测量结果，其中 $\omega$固定而薄膜厚度可变。我们通过基于静电的飞升级硅油液滴逐滴沉积实现这一点，并揭示了在给定方波调制下可产生最大非线性响应的液体厚度。

### C. 基于液体的光学存储器与基础储备池计算

此时，我们探讨利用上述自诱导相变效应，在液体表面写入/读取光信息，并演示异或任务的基本储备池计算的可能性。为此，我们将逻辑“0”和“1”分别编码为低功率和高功率电平 $P_0$ 和 $P_1$，其中每个脉冲的持续时间为 $\tau_w$，随后接一个功率电平较低但非零的脉冲 $P_r$，其持续时间为 $\tau_r$。后者使薄液膜能够松弛至初始未形变状态，也能在 $\tau_r$ 时间间隔内监测条纹移动；若 $P_r$ 消失，则无法做到这一点。图4a展示了由随机输入序列（由0和1组成，红色曲线）引起的相变值（蓝色曲线），其中： $\tau_w = 50$ms、 $\tau_r = 10$ms、 $P_0 = 8$

mW、 $P_1 = 20$ mW 和 $P_r = 1$ mW。图4a中的时间响应显示，最新光脉冲的幅值与自诱导相变值之间存在很强的相关性，例如，最新光脉冲的功率越高，光学相位变化值也越高。然而在实际中，即使肉眼观察也能发现一些模式，表明序列中先前脉冲所携带的记忆会影响最新脉冲。为了突出记忆效应以及最新脉冲与其前一个脉冲之间的相关性，我们将图4b中所有长度为$\tau_w+\tau_r = 60$ ms的时间间隔叠加在一起，结果呈现出四个簇，这一现象近期已在理论上预测于 [28]。这里，簇标记为“11”“10”“01”“00”，其中左侧和右侧的索引分别表示前一个和最新的光脉冲，其功率分别为 $P_0$ 或 $P_1$。具体而言，最新脉冲“1”产生的峰值属于“11”（红色）簇或“01”（蓝色）簇，而前一个脉冲“0”则对应“10”（绿色）簇或“00”（黑色）簇。请注意，四个簇的形成表明，不同峰值无论在时间序列中的位置如何，都会被归为一组，从而实现回声状态特性；我们已在 [28]中通过计算演示了这一点。

为完成储备池计算任务，我们输入一个由 1000 个脉冲组成的随机序列，脉冲的功率级为 $P_{0,\ 1}$，并使用光子YI输出端的 CCD相机采集光学相位的动力学。随后，我们使用前 800 个脉冲完成训练阶段，具体通过数字方式求解线性岭回归方程并得到教学矩阵（详见 [28] ）。在接下来的测试阶段，我们输入 $1000-800-2 = 198$位，其中乘以二是为了去掉开头的一位（因为异或任务需要两个输入位），并为方便起见去掉末尾的一位。随后，我们采集相应的时间动力学，并通过数字方式将教学矩阵应用于测得的信号来执行计算。图4c展示了对“00”、“01”、“10”、“11”时间序列进行分类的训练阶段和测试阶段的混淆矩阵（视为映射 $\{00, 01, 10, 11\} \to \{00, 01, 10, 11\}$，下文称为四维情况）；图4d则展示了异或任务的相应性能，其中“00”和“11”对应“0”，而“01”和“10”对应“1”（视为映射 $\{00, 01, 10, 11\} \to \{0, 1\}$，下文称为二维情况）。另一方面，图4e展示了不采用四维空间直接执行异或任务计算的结果，其性能较不突出，推测是因为对底层结构的利用效率较低




| training | 00 | 10 | 01 | 11 |
|---|---|---|---|---|
| 00 | 210 | 0 | 0 | 0 |
| 01 | 0 | 195 | 0 | 0 |
| 10 | 0 | 0 | 194 | 1 |
| 11 | 0 | 0 | 1 | 199 |

| testing | 00 | 10 | 01 | 11 |
|---|---|---|---|---|
| 00 | 57 | 2 | 0 | 0 |
| 10 | 0 | 48 | 0 | 0 |
| 01 | 1 | 0 | 46 | 0 |
| 11 | 0 | 0 | 0 | 44 |

| training XOR (4D) | 0 | 1 |
|---|---|---|
| 0 | 409 | 1 |
| 1 | 1 | 389 |

| testing XOR (4D) | 0 | 1 |
|---|---|---|
| 0 | 101 | 2 |
| 1 | 1 | 94 |

| training XOR (2D) | 0 | 1 |
|---|---|---|
| 0 | 390 | 20 |
| 1 | 27 | 363 |

| testing XOR (2D) | 0 | 1 |
|---|---|---|
| 0 | 95 | 8 |
| 1 | 6 | 89 |

**图4. 实验　　演示依赖自诱导相变效应的储备池计算　　.**

**a**，由于方波脉冲序列引起的热毛细驱动变形，导致厚度为 0.5 $\mu$m 的硅油膜产生的相变响应。脉冲持续时间为 $\tau_w = 50$ ms，弛豫时间为 $\tau_r = 10$ ms，功率级为 $P_{0,\ 1}$，分别编码逻辑“0”和“1”。此处，光功率级 $P_0$ 和 $P_1$ 分别导致约为 $\pi$ rad 和 $1.4\pi$ rad 的相变值。**b**，折叠动力学图：将时间为 $\tau_w$ 、弛豫时间为 $\tau_r$ 的所有脉冲，沿持续时间为 $\tau_w + \tau_r$ 的区间叠加绘制，可见四个主要簇，根据前一个（第 i−1 个）和最新的（第 i 个）脉冲进行分类。**c**，00、01、10、11 分类的混淆矩阵，其中纵轴对应实际（输入）值，横轴对应预测（输出）值。**d,e**，分别基于初步四维和二维分类得到的异或任务混淆矩阵。

记忆。

不出所料，增大 $\tau_r$ 会导致前一个脉冲的记忆更加明显地丧失，这是因为气液界面得到了更充分的弛豫，因而导致测试误差增大，如图5a所示。为量化记忆这一概念，我们将图4b中每条自诱导相位变化曲线在区间 $\tau_w + \tau_r$内表示为主成分空间中的一个点。具体而言，

保留每条曲线对应的主成分展开中的两个主成分后，我们预计会得到四个不同的簇，分别对应各个组。随后，我们用相应的标准差椭球包围每个簇，以表征点分布沿各坐标轴的方差（$\sigma$）；并通过考察相应椭圆的交集来定义不同组之间的分离度，其中交集较小/较大分别表示分离度较高/较低，这对应于记忆较强/较弱。基于此，假设所有椭圆所占的总面积为 $S_T$，我们定义如下无量纲记忆参数 $M$

$$M = (S_T - S_I)/S_T, \tag{3}$$

其中， $S_I$ 是不同椭圆的交集面积。图5(b-d)将曲线表示为PC1-PC2平面上的点，其中PC1和PC2是前两个主成分，且对应标准差椭圆沿各方向的半轴长度均为 $2\sigma$。由于 $S_I < S_T$ 成立，参数 $M$ 受 $0 \leq M \leq 1$制约，其中极限情形 $M = 0$和 $M = 1$ 分别在 $S_I = 0$ 和 $S_I = S_T$时实现。值得注意的是，图5(b-d)中的椭圆随着弛豫时间 $\tau_r = 10$, 40，70毫秒逐渐增大，交集也越来越大（状态“11”与“10”之间、“01”与“00”之间的分离度越来越低），对应数值分别为 $M = 0.966$，0。806，0。681。虽然我们在储备池计算方法中使用了相对较慢的CCD相机，但鉴于液膜的热毛细驱动致动可支持千赫兹级别的振荡（见图3），使用采集时间更短的线阵探测器有望实现更快的计算。

**讨论**

总之，在本研究中，我们采用了带有部分暴露波导的芯片级硅光子平台，实现了可控的光-热-液体相互作用：光子模式通过热毛细驱动液体输运影响气液界面的几何形状，而液膜表面形状的演变则转化为光子模式相位的变化。值得注意的是，观察到的光学效应在稳态下的最大相位变化值介于 $1.4 - 1.8\ \pi\cdot$ rad 之间，在振荡状态下则约为 $0.65\ \pi\cdot$ rad，具体取决于初始液体厚度；与更传统的固体热光效应相比，这一数值高出一个数量级以上

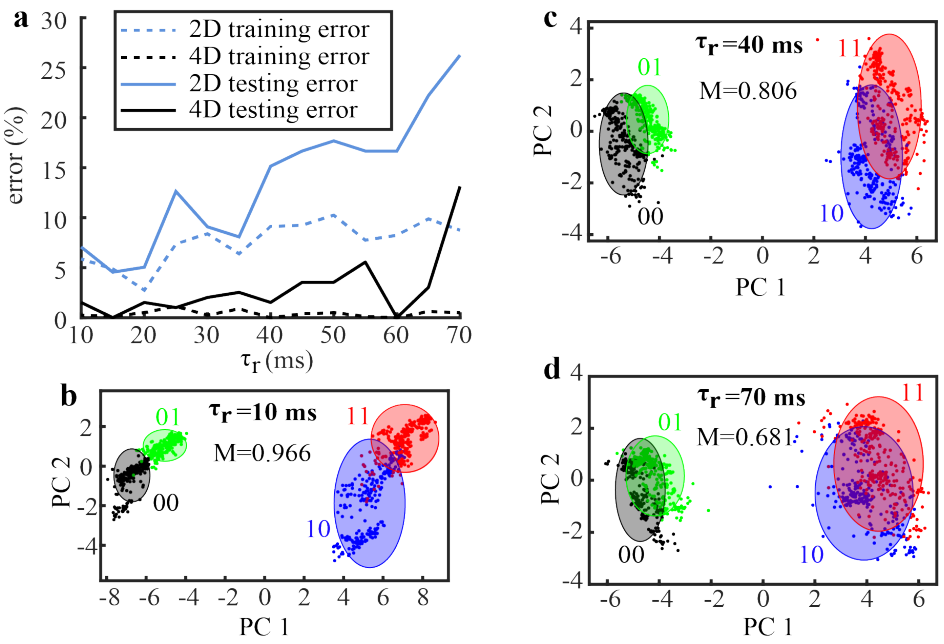



图5. **弛豫时间对 RC 性能和记忆的影响的实验验证。a**，连续脉冲之间的时间差 $\tau_r$ 对测试误差的影响，$\tau_r$ 在 10 ms 至 70 ms 之间变化，步长为 5 ms。**b-d** 随着 $\tau_r$ 增大，前两个主成分（PC1-PC2平面）的主成分分析图：**e** - 10 ms，**f** - 40 ms，**g** - 70 ms，显示标准差椭圆的分离度逐渐降低，且记忆参数 $M = 0.966$，0。806，0。681。

材料。若使用更高的光功率，或实现更高效的光耗散，预计相位变化值还会进一步增大。此外，我们的结果揭示了非线性相位变化与液体厚度之间的复杂关系。为此，我们在固定的周期性驱动下，逐滴静电沉积飞升级硅油液滴，驱动频率可达数千赫兹。我们的三维模拟结果在破裂前状态下与实验结果高度吻合，并可进一步推动计算方法的发展，以刻画液膜破裂动力学、由钉扎效应和非均匀基底性质引起的滞后效应，以及光学薄液膜的不稳定性；后者会导致超过阈值后自诱导相位值发生急剧变化。随后，我们利用自诱导相变效应证明，液膜可用作光学存储器，支持超越冯·诺依曼

一种计算架构，其中记忆是计算的一部分。值得注意的是，由液体形变引起的非线性响应，其活跃区域仅发生在几 $\mu$ms 的范围内，且不需要电子系统或光子-电子混合系统所需的额外反馈线路。

我们的方法和结果为开展多样化的基础研究指明了明确方向，旨在探索各种令人着迷的光学性质，例如液体形变引起的相邻波导之间的长程非局域相互作用、激发局域表面等离激元（与上述采用的非共振金属贴片相对）所导致的基于共振的吸收，以及局部温度升高引起的液晶向列相-各向同性相变效应的空间和时间特性。进一步深入理解影响自诱导相变效应的各种因素，可能使我们的工作得以拓展，通过更长的记忆效应实现更高比特数据量的计算应用。此外，我们的光流体系统与神经形态计算的结合，可能促使人们探索具有计算应用的复杂光-液体相互作用过程，包括对生物神经元活动的模拟；生物神经元活动同样发生在液体环境中。

## I. 方法

### A. 测量原理：光子杨氏干涉仪

图 1a 示意了实验装置：波长为 1550 纳米的连续波激光光源通过线性反向锥形结构，将光学横磁模从保偏透镜光纤耦合至 $220 \times 500$ 纳米硅通道波导。通过光子YI电路检测光学相位变化。该电路在概念上类似于杨氏双缝实验：耦合的光学模式经由 $50-50$Y 型分束器[57] 分为有源波导和无源波导。在该电路中，有源波导穿过液体池，而无源波导用作参考，并设有金贴片（不与液体相互作用）以平衡损耗，从而提高光发射至自由空间后形成的干涉条纹的可见度。图 1b 示意了法向截面：在有源波导顶面沉积了长 $1\,\mu$ 米、厚 20 纳米的金贴片，用于耗散光并充当

触发热毛细效应所需的局部热源。由于横磁模的电场沿垂直于 $z$ 方向的振荡更强，与主要沿面内 $y$ 方向振荡的 TE模式相比，它既能更有效地在金属贴片上耗散光，又对液膜厚度变化更为敏感。图 1(c-e) 分别展示了光子电路、刻蚀出的盒状腔体（内含波导）以及波导顶面金贴片的光学图像和扫描电子显微镜图像。两个输出端口间距设为 $20\,\mu$ 米（详见补充材料），光发射至自由空间后便会产生干涉图样；随后通过 CCD相机测量条纹的位移，检测有源波导中液体扰动引起的光学相位变化。

**B. 硅光子电路的制备**

硅光子芯片由 Applied Nanotools INC 铸造厂制备。波导图案通过电子束光刻（EBL）和反应离子刻蚀（RIE）工艺，在一片绝缘体上硅（SOI）晶圆上制作而成，该晶圆包含厚度为 220 nm 的硅器件层、厚度为 $2\,\mu$m 的埋氧层，以及厚度为 $725\,\mu$m 的硅衬底晶圆。随后，通过光学无掩模光刻（MPL）、 + 磁控溅射和剥离工艺制作金贴片，并采用化学气相沉积（CVD）沉积厚度为 $3\,\mu$m 的 $SiO_2$ 包层。为在氧化物包层中形成用作液体池的窗口，首先通过 MPL 定义图案，然后使用 RIE 蚀刻约 $2.5\,\mu$m 的氧化物层，以保护波导结构。剩余厚度为 $0.5\,\mu$m 的氧化物层则通过稀释的缓冲氧化物蚀刻液（BOE）去除。

**C. 液体沉积**

硅油（苯基甲基硅氧烷（CAS 编号 9005-12-3，折射率为 1.444），Gelest®）通过摩擦玻璃尖端（肖特Duran 硼硅酸盐玻璃移液管，World Precision Instruments®）与丁腈手套之间的摩擦起电效应，沉积到蚀刻出的液体池中。该效应会在介电材料中产生静电荷。这些静电荷继而导致飞升级硅油液滴发生电流体动力雾化（又称电喷雾） [59] ，无需使用外部

电极。尖端与二氧化硅基底之间的距离为几十微米，控制这一距离会影响尖端的液滴发射速率。液滴发射与玻璃尖端-芯片距离变化之间的关系见补充材料图 S1；如预期所示，距离越大，发射速率越低。

**D. 光学设置与相移提取**

光的特性：我们采用 Santec TSL-550 作为 1550 纳米波长光的光源，最大输出功率为 24 mW。为在波导中保持 TM偏振，我们采用了保偏光纤（OZ Optics Ltd.）。

成像：为形成并捕获干涉图样（例如图 1a 所示），我们使用 50X 物镜（Mitutoyo，Plan Apo NIR）和 500 mm 镜头，将两个输出端口成像到近红外CCD相机（Pembroke Instruments，$640X512$像素，最高每秒 225 帧）上，共同构成放大倍率为 125 倍的成像系统。随后，我们将物镜稍微移离后焦平面，以形成来自两个点状光源（输出端口）的干涉条纹。通过调整偏移量，可在成像视场中形成三条条纹。

相位变化提取：为从采集的图像中提取相位变化，我们首先将全部 512 行相加，得到一维条纹强度分布曲线。随后，我们使用 MATLAB 内置的 smooth 和 findpeaks 函数对曲线进行平滑处理，并定位条纹的位置。更多详情请参阅补充材料第 3 部分。

图 1g 所示的硅油膜形貌是使用 Profilm 3D® (Filmetrics，美国加利福尼亚州圣迭戈) 白光干涉测量系统获得的。为降低折射率对比，我们使用了折射率与二氧化硅基底相近的硅油（见下文）。

**E. 多物理场仿真**

我们采用 COMSOL Multiphysics® 软件 [33]来模拟光传播、流体动力学、热传输和表面张力梯度的联合作用，从而捕捉图 2 所示自诱导相变效应的关键趋势（模拟文件的更多详情请参见 [28] ）。具体而言，我们

采用了埋入式波导的计算域（而非实验中使用的脊形波导），以简化计算，并预期能在破裂前状态下取得良好的一致性。根据制造商提供的信息，我们用于描述硅油的关键参数包括折射率 1.444，以及与我们先前工作 [28] 略有不同的其他参数，具体为：黏度 = 0.0202 Pa·s、密度 = 1010 kg/m 3、表面张力 = 0.32 N/m。我们进行了一批模拟：初始平坦的液膜在热毛细驱动下发生变形，波导内功率逐渐增大，范围从 0.5 mW 到 3 mW，步长为 0.1 mW。选择 3 mW 是因为它略低于 $22/6$mW $= 3.6$ mW；图 2 所示光源的最大光功率为 22 mW，而系数 $1/6$ 对应于耦合至芯片时的功率衰减（见补充材料 S.4）。根据我们的模拟结果，波导内功率高于 2.6 mW（对应激光光源功率 $2.6{\cdot}6 = 15.6$ mW）时，液体动力学会朝液体池底部演变；功率低于 2.6 mW 时则会形成稳定构型（初始液体厚度为 $0.5\ \mu$m）。这里，液膜的稳定构型是指其厚度在几毫秒的时间段内变化可以忽略不计。

由于某些关键参数的取值（例如硅油的马兰戈尼常数以及波导内实际光功率）并不确切已知，因此目前无法与实验结果进行完整比较。不过，我们注意到，模拟中发生破裂时的波导内光功率（$p_r^{(th)} = 15.6$mW）与实验中的对应功率（$p_r^{exp} = 13$ mW）之比接近于 1（$p_r^{(exp)}/p_r^{(th)} = 0.83$）。因此，若假设波导内光功率小于实际值 $6 \cdot p_r^{(exp)}/p_r^{(th)} = 4.98$ 倍（而非补充材料 S.4 中所述的 6 倍），则理论值与实验测得的破裂功率将一致。在这一假设下，图 2a 中的计算结果（绿色虚线）与实验曲线非常接近，且两者均呈凹形。考虑到马兰戈尼常数和沉积液膜初始曲率等因素的不同预计也会导致计算模型出现偏差，对这些影响的研究超出了本文的范围。

### F. 光流体存储分析

为获得动力学图样的主成分，我们使用了 MATLAB 内置的“pca”函数，并考察了前两个主成分。随后，我们构建标准差椭圆区域，并使用 Mathematica 计算其交集面积。采用更多主成分将得到更高维的椭球区域，并可能更准确地定义光流体存储器，但这一方向超出了本文的范围。我们还通过以下链接提供了示例 MATLAB 代码，用于导入原始实验数据并演示储备池计算：
https://github.com/gckkkk/simple-optofluidic-based-XOR-test


### 致谢

作者谨向美国国防高级研究计划局（DARPA）“自然即计算机”（NAC）项目管理团队致谢，感谢他们在项目期间进行的启发性讨论；并感谢 Maxwell Monteiro 教授对储备池计算部分提出的意见。DA 谨感谢阿卜杜勒-阿齐兹国王科技城（KACST）在其学习期间给予的支持。本研究得到美国国防高级研究计划局（DARPA）国防科学办公室（DSO）的 NAC 项目（HR00112090009）和 NLM项目、美国海军研究办公室（ONR）、美国国家科学基金会（NSF）项目（CBET-1704085、DMR-1707641、NSF ECCS-180789、NSF ECCS-190184、NSF ECCS-2023730）、美国陆军研究办公室（ARO）、由 NSF 国家纳米技术协调基础设施（项目编号 ECCS-2025752）支持的圣迭戈纳米技术基础设施（SDNI）、“用于节能神经形态计算的量子材料”能源前沿研究中心（由美国能源部（DOE）科学办公室基础能源科学项目资助，项目编号 DE-SC0019273）以及 Cymer公司资助。



[1] M. Borghi 等人。“非线性硅光子学”。《光学杂志》19.9 093002 (2017)。

[2]B. Corcoran 等：《硅中绿光发射：通过光子晶体波导中的慢光增强三次谐波产生》，《自然·光子学》3.4 206-210 (2009)。[3] A. L. Gaeta、M. Lipson 和 T. J. Kippenberg：《基于光子芯片的频率梳》，《自然·光子学》13.3 158-169 (2019)。[4] J. W. Silverstone 等：《硅基光子对源之间的片上量子干涉》，《自然·光子学》8.2 104-108 (2014)。[5] C. R´ıos 等：《集成式全光非易失多级存储器》，《自然·光子学》9.11 725-732 (2015)。[6] G. Assanto 和 M. Peccianti：《向列相液晶中的空间孤子》，《IEEE量子电子学期刊》39.1 13-21 (2003)。[7] A. Patsyk 等：《光的分支流的观测》，《自然》583.7814 60-65 (2020)。[8] S. Rubin、B. Hong、Y. Fainman，《光：科学与应用》8(1) 1-1 (2019)。[9]I. Fomenkov 等：《用于极紫外光刻大批量制造的光源：技术、性能与功率扩展》，《先进光学技术》6.3-4 173-186 (2017)。[10] J. Hasler 和 H. B. Marr：《探索实现大型神经形态硬件系统的路线图》，《神经科学前沿》7 118 (2013)。[11]H. Jaeger，《用于分析和训练循环神经网络的回声状态方法——附勘误说明》，德国国家信息技术研究中心 GMD技术报告第148号，13 (2001)。[12] W. Maass、T. Natschl¨ager 和 H. Markram，《没有稳定状态的实时计算：一种基于扰动的神经计算新框架》，《神经计算》14，2531 (2002)。[13] D. Verstraeten、B. Schrauwen、M. dHaene 和 D. Stroobandt，《储备池计算方法的实验性统一》，《神经网络》20，391 (2007)[14] M. Luko˘sevi˘cius 和 H. Jaeger，《循环神经网络训练的储备池计算方法》，《计算机科学评论》3，127 (2009)。[15] G. Tanaka 等：《物理储备池计算的最新进展：综述》，《神经网络》115，100-123 (2019)。

[16] L. G. Wright 等人。“通过反向传播训练的深度物理神经网络。”《自然》601.7894 549-555, (2022).[17] T. Badloe、S. Lee 和 J. Rho。“以光速计算：用于全光计算和神经网络的超材料。”《先进光子学》4.6 064002, (2022).[18] K. Vandoorne 等人。“在硅光子芯片上演示储备池计算。”《自然·通讯》5.1 1-6 (2014).[19] A. N. Tait 等人。“使用硅光子权重库的神经形态光子网络。”《科学报告》7.1, 1-10 (2017).[20] H. T. Peng 等人。“神经形态光子集成电路。”《IEEE量子电子学精选主题期刊》24.6 1-15, (2018).[21]G. Van der Sande、D. Brunner 和 M. C. Soriano，“光子储备池计算的进展”。《纳米光子学》6(3), 561 (2017).[22] G. Wetzstein、A. Ozcan、S. Gigan、S. Fan、D. Englund、M. Soljaˇci´c、C. Denz、D. A. Miller 和 D. Psaltis，《利用深度光学和光子学进行人工智能推理》。《自然》588(7836), 39, (2020).[23] P. R. Prucnal、J. S. Bhavin 和 M. C. Teich，“神经形态光子学”，CRC出版社，(2017).[24] L. Larger、A. Bayl´on-Fuentes、R. Martinenghi、V. S. Udaltsov、Y. K. Chembo 和 M. Jacquot，“采用基于时延架构的高速光子储备池计算：每秒百万词分类”，《物理评论X》7, 011015, (2017).[25] M. Rafayelyan、J. Dong、Y. Tan、F. Krzakala 和 S. Gigan，“用于时空混沌系统预测的大规模光学储备池计算”，《物理评论X》10(4), 041037, (2020).[26] S. Rubin 和 Y. Fainman，“热毛细效应诱导的非局域非线性表面等离激元和光学空间孤子”，《物理评论快报》120.24 243904 (2018).[27] S. Rubin 和 Y. Fainman，“基于液膜的非线性、可调谐有源光学超表面”，《先进光子学》1.6 066003 (2019).[28] C. Gao、P. Gaur、S. Rubin 和 Y. Fainman，“薄液膜作为光学非线性非局域介质及集成光流体储备池计算机中的存储元件”，《先进光子学》4(4), 046005 (2022).[29] C. G. M. Marangoni，《物理与化学年刊》219, 337 (1871).[30] J. R. A. Pearson，《流体力学杂志》4.5, 489 (1958).

[31] V. G. Levich，物理化学流体动力学，普伦蒂斯·霍尔，(1962).[32] H. M. J. M. Wedershoven 等人，“红外激光诱导静止基底上的薄液膜破裂”，Appl. Phys. Lett. 104.5054101, (2014).[33] COMSOL Multiphysics v. 5.6. www.comsol.com. COMSOLAB，斯德哥尔摩，瑞典。[34] Y. Zhang、B. Zhu、Y. Liu 和 G. Wittstock，阿升液滴的流体动力学点样与电操控。《自然·通讯》7(1), 1-7, (2016).[35] D. Choi、H. Lee、D. J. Im、I. S. Kang、G. Lim、D. S. Kim、K. H. Kang，“通过常规移液自发地使液滴带电。”Sci. Rep. 3(1):1-7, 2013.[36] G. Lifante，集成光子学：基础，约翰·威立父子公司，奇切斯特 (2003).[37] G. C. Duree Jr. 等人，《物理评论快报》71.4, 533 (1993).[38] C. Rotschild 等人，《物理评论快报》95.21, 213904 (2005).[39] D. W. McLaughlin 等人，Physica D88.1, 55 (1995).[40] C. Conti、M. Peccianti 和 G. Assanto，《物理评论快报》91.7, 073901 (2003).[41] G. Assanto，向列相光子孤子：向列相液晶中的空间光孤子，约翰·威立父子公司，纽约，(2012).[42] R. Boyd，非线性光学（第3版）。学术出版社 (2008).[43] T.W. Hughes、I.A. Williamson、M. Minkov 和 S. Fan，“波物理学作为模拟循环神经网络”，《科学进展》5(12), p.eaay6946, (2019).[44] P. G. de Gennes，“润湿：静力学与动力学”，《现代物理学评论》57, 827 (1985).[45] D. Bonn、J. Eggers 等人，“润湿与铺展”，《现代物理学评论》81, 739 (2009).[46] M. Delmas、M. Monthioux 和 T. Ondarc̦uhu。“纳米尺度上的接触角滞后。”《物理评论快报》106.13 136102, (2011).[47] A. Giacomello、L. Schimmele 和 S. Dietrich。“纳米缺陷诱导的润湿滞后。”《美国国家科学院院刊》113.3 E262-E271, (2016).[48] The MathWorks公司，纳蒂克，MATLAB 版本 9.7.0 (R2019b)，马萨诸塞州。[49] M. Lukoˇsevi ˇcius，“应用回声状态网络实用指南。”神经网络：技巧与窍门。施普林格，柏林，海德堡，659-686, (2012).[50] L. Lu、J. D. Joannopoulos 和 M. Solja ˇci´c。“拓扑光子学。”《自然·光子学》8.11 821-829 (2014).[51] T. Ozawa 等人。“拓扑光子学。”《现代物理学评论》91.1 015006 (2019).

[52] C. Fernando、S. Sojakka，《桶中的模式识别》，载于：W. Banzhaf、T. Christaller、P. Dittrich、J. T. Kim、J. Ziegler 编，《人工生命进展》。第七届欧洲会议，ECAL 2003。《计算机科学讲义》，第2801卷。柏林、海德堡：施普林格，2003。[53] A. Adamatzky 和 B.D.L. Costello，《反应扩散介质中的实验逻辑门：异或门及其他》，《物理评论E》66(4)，046112，（2002）。[54] J. Feldmann、N. Youngblood、C. D. Wright、H. Bhaskaran 和 W. H. Pernice，《具备自学习能力的全光尖峰神经突触网络》，《自然》569(7755)，208-214，（2019）。[55] M. Wuttig、H. Bhaskaran 和 T. Taubner，《用于非易失性光子学应用的相变材料》，《自然·光子学》11.8，465-476（2017）。[56] J. Komma 等，《1550 纳米和低温下硅的热光系数》，《应用物理快报》101.4，041905（2012）。[57] 张毅等，《用于亚微米硅波导的紧凑型低损耗Y形分支》，《光学快报》21.1（2013）：1310-1316。[58] I-C, Khoo，液晶。约翰·威立父子出版公司，（2022）。[59] J. Xie 等，《电流体动力雾化：生产和加工微/纳颗粒材料的二十年努力》，《化学工程科学》125，32（2015）。