

参赛队员姓名：欧阳霄宇 谢宇田

中学：江苏省苏州中学校

省份：江苏省

国家/地区：中国

指导教师姓名：徐亚东 孙宝印

论文题目：光分支流现象的物理特性及演化过程研究

2020 S.-T. Yau High School Science Award

本参赛团队声明所提交的论文是在指导老师指导下进行的研究工作和取得的研究成果。尽本团队所知，除了文中特别加以标注和致谢中所罗列的内容以外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果。若有不实之处，本人愿意承担一切相关责任。

参赛队员：

欧阳霁宇 谢宇田

指导老师：

徐五东 孙永印

2020年 9月 15日

光分支流现象的物理特性及演化过程研究

欧阳霄宇 谢宇田

摘要：无序系统中的波传播问题是当前凝聚态物理、光学等学科的研究前沿。作为无序系统中普遍存在的物理现象之一，最近科学家们首次在肥皂薄膜中观察到了光学分支流现象。然而，二维流体系统与光之间的相互作用异常复杂。由于耦合方式的原因，目前的研究仅局限于薄膜中的单一波导模式（最低阶模式）；水为载体的肥皂薄膜容易蒸发，稳定性和持续性较差，不利于更深入的实验研究。相比于水，甘油的粘度系数较大、不容易蒸发，为研究和揭示更丰富的光在二维流体中的波动行为提供了较好的材料基础。从重复发表在《Nature》上的结果出发，本文系统研究了肥皂薄膜和甘油膜中的光分支流现象、物理特性及其随时间的演化过程。通过改变薄膜材料组成、改变激光耦合方式等方法，观察到了较为明显、独特的分支流现象，发现了一系列新的光学现象。在大尺度特征方面，我们首次观察并解释了更高阶的耦合模式下的分支流现象，和伴随而来的轨迹断层、脱耦等现象；在小尺度特征方面，我们通过建立小范围的厚度分布模型，定性半定量的解释了观察到的分支流现象的聚焦与分岔细节。最后通过数值模拟计算，我们探究了光分支流现象在基于SOI光通信芯片方面的潜在应用，为提升光作为信息载体的容量,构建先进光通信系统提供新的思路。

关键词：光学、分支流、肥皂膜、断层、脱耦

目录

摘要.....	1
1 引言.....	5
1.1 背景.....	5
1.2 存在问题.....	6
2 分支流的实验条件和初步实验现象.....	6
2.1 研究模型、实验条件和实验工作场景.....	6
2.2 光分支流现象复现的实验结果.....	7
2.3 流体薄膜随时间的演化行为.....	8
2.4 不同液体膜的光分支流现象的实验结果.....	9
3 分支流的多种尺度特征.....	10
3.1 分支流的大尺度特征.....	10
3.1.1 初步理论计算与分析.....	10
3.1.2 断层现象.....	14
3.1.3 光线大角度偏转.....	15
3.1.4 脱耦现象.....	15
3.1.5 渐变厚度引起的分支流偏角变化.....	16
3.2 分支流的小尺度特征.....	17
3.2.1 理论说明.....	17
3.2.2 分支流的聚焦现象.....	18
3.2.3 分支流的分支流细节.....	20
4 光分支流现象的延伸和前沿应用-光子芯片.....	22
5 总结.....	23
参考文献.....	25
简历.....	27

1.引言

1.1 背景

波在无序系统的传播问题是凝聚态物理、光学等学科的重要前沿研究。2001年，M. A. Topinka等人发现，当二维电子气在满足一定条件的无序分布势场中传播时，电子流会出现类似树枝状的分支流现象[1-5]，其散射特性并不遵循通常物理学中所预测的瑞利散射规律。这一现象最早是在GaAs材料表面的电子传播过程中观察到的。由于这一分支流现象是无序系统中普遍存在波动结果，随后在海浪波[6]、电磁微波[7]、声波[8]、石墨烯中的电子气[9]等不同领域，也都观察到类似的分支流现象。2020年7月，《Nature》主刊发表了首次观察到的光分支流的研究文章，并将其作为该期的封面文章[10]。这个现象是以色列理工学院教授Segev的学生Tollik不经意间发现的：当激光射入肥皂膜时，激光在肥皂膜表面并非沿直线传播、或发生均匀的散射，而是出现枝桠状的分支流现象（见图1(a)），并随时间动态变化。实验中，激光通过光纤耦合后进入肥皂膜，口径狭窄的激光束射入后出现丰富的分支现象。

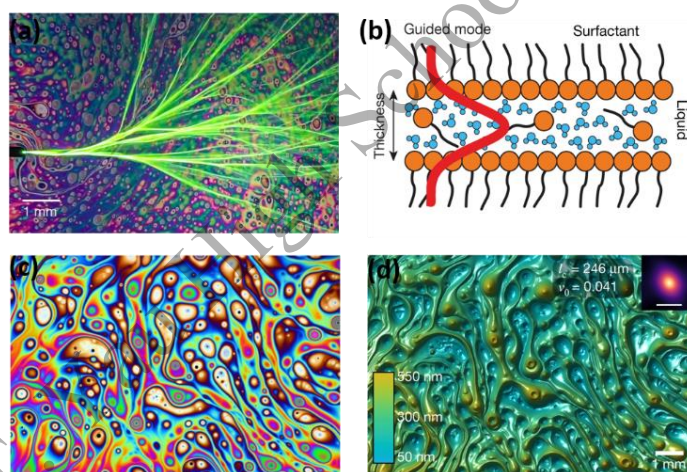


图1 光学分支流现象-原文实验现象。(a)原文章拍摄的分支流现象；(b)液体薄膜的微观结构示意图；(c)原文章拍摄的白光照射下的水膜彩色条纹；(d)通过水膜彩色干涉理论换算得到的水波厚度空间分布。所有图片摘自文献[10]。

与其他分支流现象类似，这个光学分支流现象与波导的无序弱相关势场密切相关。图1 (b)是肥皂膜的微观结构示意图。物理上，有限厚度的肥皂膜相当于一个介质波导层，光在其中可以以各种形态的模式沿着膜的水平方向传播。由于空气扰动和本身流体力学性质的影响，表面呈现出不规则的厚度分布。通常肥皂膜的厚度与激光的波长在同一数量级，通过理论分析可知，在这样的条件下肥皂膜的厚度变化与光传播时的等效势能直接相关[10]。同时，

在白光照射下，肥皂膜在这样的厚度下还会呈现等厚干涉的彩色条纹（见图1(c)），进而通过彩色条纹可以根据干涉条件理论上确定肥皂膜的厚度空间分布（见图1(d)），这使得定量研究薄膜光学分支流成为可能。Segev教授与Tolik博士等人通过分析厚度分布的自相关函数、分支流的光强分布等，验证了分支流现象普遍遵循的标度律[5, 11]，即分支流的尺度与势场的无序尺度、起伏程度之间存在简单的幂律关系。同时作者还研究揭示了分支流的光强分布与正常的高斯光束的瑞利散射存在明显区别。Segev等人的研究首次记录并分析了光流体系统中的分支流现象，具有重大科学意义。

1.2 存在问题

事实上，二维流体系统与光或者电磁波之间的相互作用非常复杂。由于光学分支流现象尚属首次被发现，仅有的Segev团队的研究仅从标度率、反常散射等方面对光学分支流进行了研究，研究不够深入。由于耦合方式的原因，大部分的实验局限于薄膜中的单一波导模式（最低阶模式）。此外在Nature原文中，作者仅仅研究了水为载体的肥皂薄膜，但是水的粘度系数较小且容易蒸发，水薄膜的稳定性和持续性较差，不利于更深入的实验研究。相比于水，甘油的粘度系数较大、不容易蒸发，为研究和揭示更丰富的光在二维流体传播的特殊波动行为提供了较好的材料基础。在本论文中，从重复Segev等人发表在《Nature》上的结果出发，我们系统研究了光在水膜和甘油膜两种二维无序流体体系的传输行为，在两种薄膜中都成功观察到光分支流现象。更重要的是，我们原创性地通过掠入射激光与薄膜耦合，实现了不同模式数的耦合，观察到了更多独特的光分支流特征，发现了一系列新的光学现象，例如由于高阶导波模式导致的断层现象、大角度的光分支流偏转等，并提出了理论解释。分支流的背景势场分布通常是短程有序、长程无序的。我们在此基础上，叠加一个较平缓的、具有均匀梯度的弱场，分支流轨迹也呈现出更多长程的特征。已有的研究主要关注于光学分支流的统计特征，而我们从微观角度出发，研究了更多分支流的局部特征，并提出了局部的势能模型，从微观角度分析了对光学分支流现象的成因。我们的结果为利用光研究表面液体的流场行为及特性提供了基础。

2. 分支流的实验条件和初步实验现象

2.1 研究模型、实验条件和实验工作场景。

为了深入研究液体薄膜中的光分支流现象，我们首先成功重复了Segev教授等人发表在《Nature》上的结果。通常，肥皂膜厚度分布的相干长度在数十微米至数百微米量级，分支流的大小尺度则与之正相关，在毫米量级；因此实验的视场范围在1cm左右。我们选用了低

倍LED同轴光视频显微镜作为记录装置，并固定激光、搭建反射光路，通过调节反射镜角度可以更精细的微调激光的入射方向与位置，如图2(a)、(b)、(e)所示。由于同轴光的视场范围最大在0.70cm，在拍摄不需要白光照明分支流现象时，部分图片我们也采用了能提供更大视场范围的非同轴光物镜，得以完整呈现分支流现象的全貌。

由于液体蒸发、空气扰动等因素，肥皂膜并不稳定。为解决此问题，我们在肥皂膜中添加了少量瓜尔豆胶、小苏打等物质，并配置了一份甘油代替水作为基质液体的肥皂液。同时由于光束在二维薄膜中传播时向垂直于薄膜方向发出散射光较为微弱，使用通常的配方从垂直方向观察到的分支流现象往往非常微弱。我们在肥皂液中加入少量荧光物质玫瑰红，使得光束在液体中时发出黄色荧光，分支流现象更为明显，这也证实了分支流现象是光线与液体膜直接耦合作用的结果。图2(f)为所配水型和甘油型两种溶液，水型的配方为：1000ml水、60ml洗洁精、1.5g瓜尔胶、2g小苏打、罗丹明；甘油型的配方为1000ml甘油、60ml洗洁精、1.5g瓜尔胶、2g小苏打、罗丹明。图2(c)为我们研究团队在开展研究工作时的现场情况。

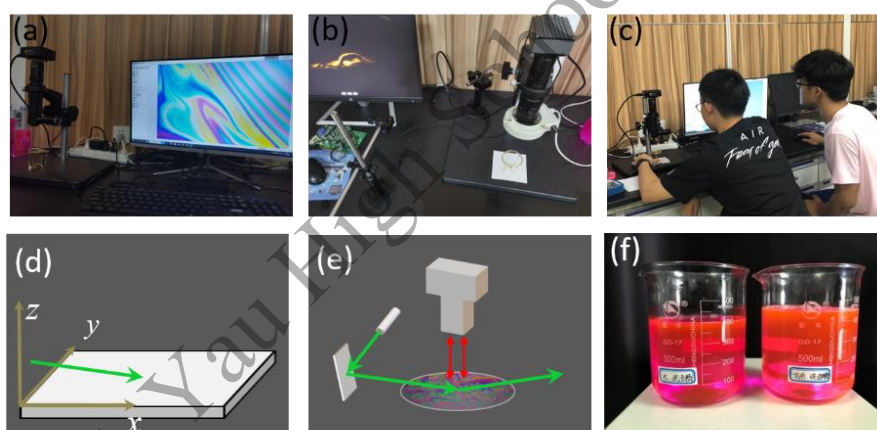


图2. 液体薄膜中光分支流现象的实验装置及条件。(a):观察薄膜白光彩色干涉条纹的实验装置实拍；(b):观察激光分支流的实验装置实拍；(c):实验场景实拍；(d):532nm激光从空气入射液体薄膜的几何示意图；(e):实验观察测量光分支流现象的光路和测量的示意图；(f):肥皂液实物图。

2.2 光分支流现象复现的实验结果

在最初的实验中，我们自制了实验中所需的实验装置。我们将锡丝弯曲成环并在成环处扭结或焊接起来并固定，以此作为肥皂膜的载体。当手持激光笔以较大的入射角角度掠入射肥皂膜并仔细调整入射点位置和角度时，经过大量的实验努力，我们观察到了分支流现象。图3(a)为首次观察到的分支流现象。进一步调整厚度、入射角度和位置后，我们观察到了更

清晰明亮的现象，见图3(c)、(d)。此外，我们还研究了光在肥皂泡中的传输行为。经过不懈的努力，在球形肥皂膜中，通过调整激光角度和入射位置，我们同样观察到了分支流现象，如图3(b)所示。从中可以看出，激光在与肥皂膜相切处与膜耦合，光按照几何光学规律大体落在球心与激光方向的平面与球形膜的交线上，并在两侧出现了分支流。

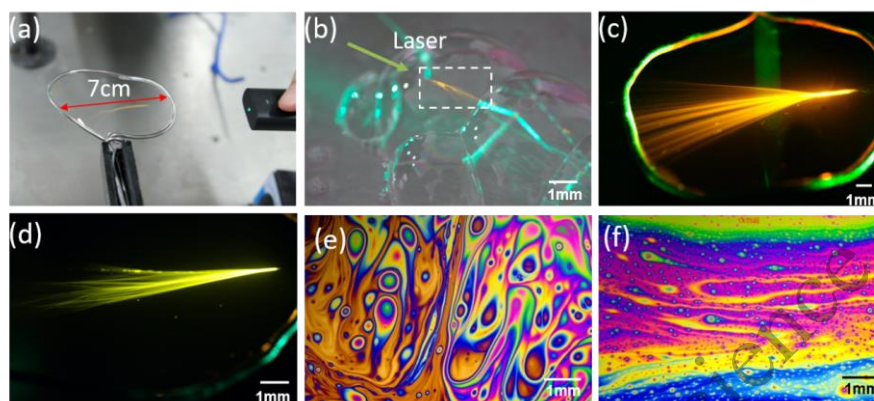


图3. 光分支流相关现象在水膜的实验复现。(a):最初的实验现象记录，通过手持激光笔照射肥皂薄膜观察到微弱分支流；(b):在球形肥皂泡上观察到的分支流(红框所示位置)；(c)和(d):调整入射角度和肥皂薄膜厚度，可以观察到较明显的分支流现象。激光波长均为532nm。(e)和(f):分别为水膜和甘油膜观察到的白光彩色干涉条纹，白光光源为LED。

分支流现象的出现与肥皂膜表面厚度的无序分布密切相关，因此观察肥皂膜表面的厚度分布特征具有重大意义。肥皂液成分大体为某种液体成分（如水、甘油、酒精等）与表面活性剂，其中表面活性剂形成上下两外层，基质液体位于内层。表面活性剂分子的亲水端朝向内、疏水端朝向外，结构可见图1(b)。由于杂质、分子热运动以及外部气流扰动的影响，表面液体形成较为复杂的、随时间变化的湍流流场，出现了无序的厚度分布。厚度的变化范围通常在50-1000nm范围内，因此肥皂膜的厚度起伏梯度较小，可以视为一个法布里-珀罗干涉空腔。因此在白光正入射时，可以观察到清晰的彩色等厚干涉条纹，如图3(e)、(f)所示。

2.3 流体薄膜随时间的演化行为

Segev团队的研究大部分使用了水膜作为波导介质。前文中，我们提到水的粘度系数较小且容易蒸发，水薄膜的稳定性和持续性较差，不利于更深入的实验研究。经过大量尝试，如将纯水、水与甘油混合液、纯酒精、水与酒精混合液等分别作为基质液体，我们发现在纯甘油膜中，分支流出现了更多丰富的现象。实验中，我们研究了不同液体薄膜随时间的演化行为。我们分别大量记录了两种液体薄膜的分支流与白光干涉现象，两种液体薄膜各具特征。图4(a)-(c)呈现的是不同时刻下，水薄膜的白光干涉条纹。水膜蒸发速率较高，因此厚度迅

速减小，实验现象体现为干涉条纹的对比度逐渐增加，条纹颜色逐渐鲜艳，最终由咖啡色变为淡黄色、白色、黑色后，因厚度接近0而破裂；实验中可观察时间在10-30s之间。而甘油膜由于液体特性，如图4(d)-(f)，蒸发速率相比水而言很低，因此通过控制形成膜的液体总量，可以大致调控甘油膜的厚度在50-1500nm间的任意范围内。稳定的甘油膜颜色鲜艳、色彩分布较为固定，仅由于缓慢流动，相对位置随时间发生变化，但通常变化速率较水膜更低。实验中，可观察时间在1min-5min之间。平均而言，水膜的相干长度小于甘油膜的相干长度，这是由于两种液体不同的流体力学性质（如密度、黏度系数、表面张力系数等参数）所致。因此甘油薄膜为深入研究光在二维流体系统传播的波动行为提供了较好的基础。

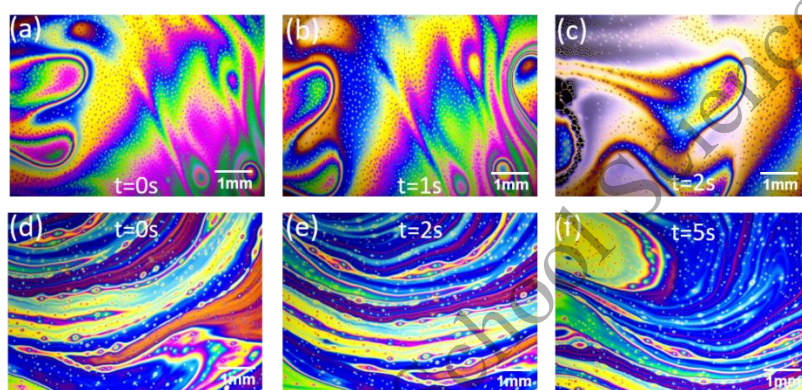


图4. 流体薄膜随时间的演化过程。图中展示的是不同时刻下，薄膜的白光干涉条纹。图(a)-(c): 水膜，从左到右分别为连续拍摄的三张水膜照片，间隔为1s，水膜因其蒸发，膜厚度迅速减小。图中的黑点表明该位置薄膜的厚度非常薄，将要破裂。图(d)-(f): 甘油膜，蒸发速率很低，条纹图案仅相对视场移动和变形，利于观察。

2.4 不同液体膜的光分支流现象的实验结果

图5展示了水膜和甘油膜中的光分支流现象的实验结果。由于两种液体膜（水，甘油）折射率、厚度分布特征的不同，相应的分支流特征也有所不同。甘油膜黏度较大，雷诺数也较大，湍流现象明显，相干长度较小，但经常可见薄膜厚度的大梯度变化。因此，甘油膜的分支流往往偏转角更大，也更频繁地出现了断层、反常聚焦等现象。同时由于厚度可调且稳定，可以更方便的观察不同厚度下的稳定分支流。因此在后文中我们大部分的图像与数据均为甘油肥皂液（纯水肥皂液将特殊说明）。

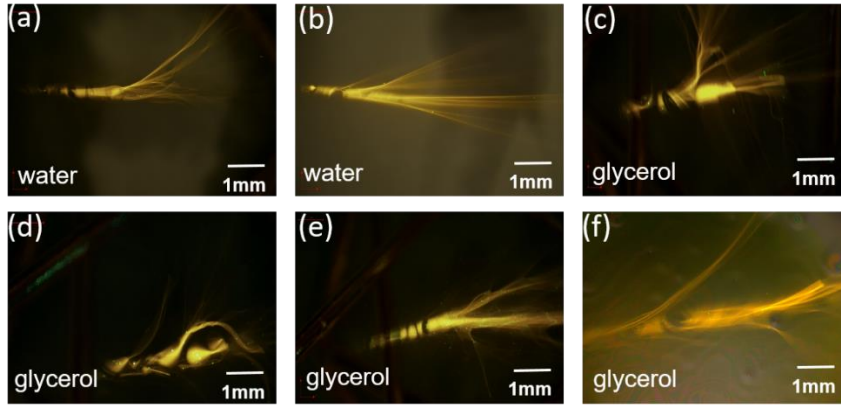


图5. 不同液体膜分支流轨迹对比。(a)和(b): 水膜上的分支流现象, 偏转角度相对较小; (c)-(f): 甘油膜上的分支流现象, 相比水膜分支流甘油膜的分支流偏角更大, 现象更丰富多样。

3 分支流的多种尺度特征

3.1 分支流的大尺度特征

3.1.1 初步理论计算与分析

液体薄膜在物理上相当一个导光介质波导。图2(d)所示为薄膜的基本模型, 薄膜在xOy平面延伸, z方向的厚度为d。激光在xOz平面以较大的射角入射耦合进入薄膜后, 光主要沿x方向传播, 并伴随有y方向的分支流偏移。理论上讲, 该介质波导中存在无数个分立的波导模式[12], 其传播遵循亥姆霍兹方程:

$$\nabla^2 \psi + n^2 k_0^2 \psi = 0 \quad (1)$$

其中, Ψ 为电磁波的某一电场/磁场的某方向振幅, n 为材料的几何折射率, 在空气中为1.00, 水膜中为1.33, 甘油膜中为1.47; $k_0 = 2\pi / \lambda$ 为真空中光的波矢。将 ψ 分离变量, 分为仅与z有关的函数和仅与x、y有关的函数的乘积:

$$\psi = Z(z)\Phi(x, y). \quad (2)$$

将(2)代入(1), 引入参量*i*, 在薄膜中, 可得

$$\frac{d^2 Z}{dz^2} + n^2 k_0^2 Z \cos^2 i = 0, \quad (3)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Phi + n^2 k_0^2 \sin^2 i \Phi = 0; \quad (4)$$

在空气中方程写为

$$\frac{d^2 Z}{dz^2} - k_0^2 (n^2 \sin^2 i - 1) Z = 0, \quad (5)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Phi + n^2 k_0^2 \sin^2 i \Phi = 0. \quad (6)$$

我们先研究(3)式。以膜z方向中心为原点(即上下层分别位于 $z = \pm d/2$ 处), 可以设(3)、(5)式的解写为: 薄膜中

$$Z = A \cos(nk_0 \cos i z + \varphi); \quad (7)$$

空气中,

$$Z = A \cos(nk_0 \cos i \frac{d}{2} + \varphi) \exp \left[-k_0 \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1} \left(z - \frac{d}{2} \right) \right]. \quad (8)$$

根据偏振方向不同, 介质波导中的波导模式可以分为TE和TM两种模式, 下面分为两种情况讨论。

(1) TE波. 我们先研究电场 \vec{E} 与xOz面垂直的偏振模式, 即

$$\psi = E_y. \quad (9)$$

由电磁场的边界条件可知, 在薄膜与空气的交界面, 电场强度的切向分量 E_y 连续, 磁场强度的切向分量 H_x 连续。由麦克斯韦方程组

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (10)$$

又知介质是非磁性(即相对磁导率均为1), 可得:

$$H_x = -\frac{1}{\omega} \frac{\partial E_y}{\partial z}. \quad (11)$$

进一步根据磁场在界面上的边界条件, 我们得到:

$$\left. \frac{\partial Z}{\partial z} \right|_{air, \pm \frac{d}{2}} = \left. \frac{\partial Z}{\partial z} \right|_{liquid, \pm \frac{d}{2}}. \quad (12)$$

化简(12)式后, 我们得到了不同模式数下的TE波的模式数*i*与薄膜厚度*d*的关系:

$$nk_0 d \cos i = q\pi + 2 \arctan \frac{\sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}}{n \cos i}, \quad (13)$$

其中 $q = 0, 1, 2, 3, \dots$ 是整数, 代表不同波导模式的模式数。对于每一个*q*, 都存在唯一一个*i*

值与之对应，即 $i = i(q)$ 。因此方程 (4) 可以改写为，

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Phi + n_e^2 k_0^2 \Phi = 0 \quad (14)$$

其中， $n_e = n \sin i$ 为定义的有效折射率，其仅为薄膜厚度 d 的函数。公式 (14) 式与二维变折射率材料中电磁波的传播方程等价。

(2) TM波. 考虑磁场 \vec{H} 与 xOz 面垂直 \vec{d} 的偏振模式，即

$$\psi = H_y. \quad (15)$$

由麦克斯韦方程组，在不存在自由电流分布时有，

$$\nabla \times \vec{H} = \varepsilon_r \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (16)$$

其中 $\varepsilon_r = n^2$ 。联合公式 (15)，得到：

$$E_x = \frac{1}{\omega \varepsilon_0 n^2} \frac{\partial H_y}{\partial z}. \quad (17)$$

根据磁场分量 H_y 和电场分量 E_x 在两个界面 $z = \pm d/2$ 处连续，得：

$$\frac{1}{n^2} \frac{\partial Z}{\partial z} \Big|_{\text{soap}, \pm \frac{d}{2}} = \frac{\partial Z}{\partial z} \Big|_{\text{air}, \pm \frac{d}{2}}. \quad (18)$$

化简 (18) 式后，我们得到了不同模式数下的TM波的模式数 i 与薄膜厚度 d 的关系：

$$nk_0 d \cos i = q\pi + 2 \arctan \frac{n \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}}{\cos i}. \quad (19)$$

因此方程 (4) 同样可以改写为(14)式，如下

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Phi + n_e^2 k_0^2 \Phi = 0,$$

其中 $n_e = n \sin i$ 为定义的有效折射率，其仅为薄膜厚度 d 的函数。同样的，公式(14)式与二维变折射率材料中电磁波的传播方程等价。

进一步，将 (13) 和 (19) 式化简，可得两种偏振下 n_e 与 d 满足的方程：

$$\sqrt{n^2 - n_e^2} k_0 d = q\pi + 2 \arctan \frac{\sqrt{n_e^2 - 1}}{\sqrt{n^2 - n_e^2}}, \quad (\text{TE 波}) \quad (20)$$

和

$$\sqrt{n^2 - n_e^2} k_0 d = q\pi + 2 \arctan \frac{n^2 \sqrt{n_e^2 - 1}}{\sqrt{n^2 - n_e^2}}. \quad (\text{TM 波}) \quad (21)$$

为了考察在薄膜中传播的模式主要是TE波还是TM波，我们考察光波的透射率。由菲涅尔公式知，

$$t_{TM} = \frac{\tilde{E}_{2y}}{\tilde{E}_{1y}} = \frac{2 \cos i_1}{n_g \cos i_1 + \cos i_2},$$

$$t_{TE} = \frac{\tilde{E}_{2y}}{\tilde{E}_{1y}} = \frac{2 \cos i_1}{\cos i_1 + n_g \cos i_2},$$

上式中1表示空气介质，2表示薄膜介质。因此当接近掠入射时，有 $t_{TE} / t_{TM} = 1 / n_g$ 。因此光波中TM分量要略大于TE分量，但两者数量级相同，均不可忽略。

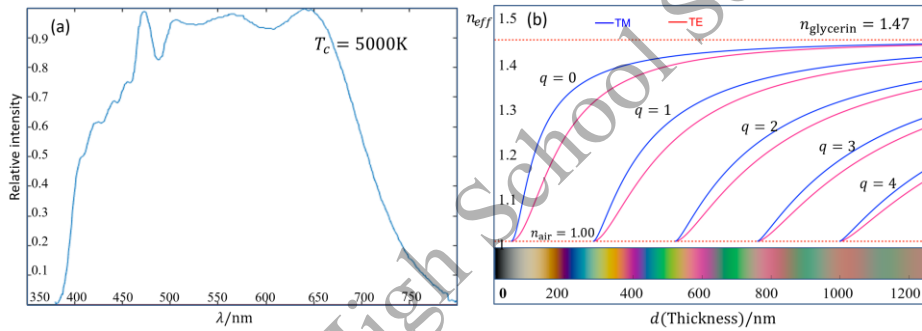


图6. (a):实验所用10W同轴LED白光光源在实验条件(色温为5000K)时的光谱; (b):根据文中公式计算出的甘油膜在不同厚度 d 、不同模式数 q 时的有效折射率。蓝色是TM波，红色是TE波。图中下部的颜色条为计算得出不同厚度时应白光干涉所显示出的颜色。

根据以上公式(20)和(21),可以理论计算出甘油膜中波导模式的色散关系。图6(b)给出了532nm工作波长下，各阶模式与薄膜厚度之间的关系。其中蓝色是TM波，红色是TE波。其中可以看到，高阶模式 ($q \neq 0$) 有很明显的截止厚度，而最低阶模式不存在截止厚度。

图6 (a)是实验所用10W同轴LED白光光源在实验条件(色温为5000K)时的光谱。通过该光谱，可以计算得出不同厚度下肥皂膜白光彩色干涉条纹的颜色。对于波长为 λ 、强度为光谱中所示的 $I_R(\lambda, d) = I(\lambda)$ 正入射平行光，在薄膜上表面和下表面反射的光发生干涉，反射的光强为:

$$I_R(\lambda, d) = I(\lambda) \frac{4R \sin^2(\delta)}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(\delta)},$$

其中相位差 $\delta = 2\pi n_{\text{liquid}} d / \lambda$; $R = (n_{\text{liquid}} - 1)^2 / (n_{\text{liquid}} + 1)^2$ 为单层界面的反射率。由述各式, 我们计算出了不同厚度下肥皂膜表面白光干涉所呈现的颜色, 如图6(b)所示。

3.1.2 断层现象

分支流轨迹通常缓慢衰减, 在实验条件下, 轨迹在传播方向的延伸范围最高可达5cm左右。然而在某些情况下, 分支流在不断分支流时, 波前在经过一条线(或一片区域)时光强突然大幅度下降, 形成了如图7(a)和(b)所示的断层现象。图中可见, 断层现象直接截断了正常的分支流轨迹。这一断层现象的物理机制是: 我们观察到的分支流基本在高阶波导模式的传输行为, 从色散关系(见图6(b))可知其存在一个临界厚度。当薄膜的厚度小于这个截止厚度时, 该模式则不能在薄膜中传播。由公式(20)和(21)两式可知, 对于模式数为q的TE波和TM波, 均有截止厚度:

$$d_{th} = \frac{q\pi}{\sqrt{n^2 - 1}k_0} = \frac{q\lambda}{2\sqrt{n^2 - 1}}$$

因此, 当某些模式的分支流从薄膜中较厚的区域传播到较薄的区域时, 往往在厚度低至截止厚度时, 分支流的现象逐渐减弱, 或者出现断层。事实上, 我们在实验上确实观测到某些时刻薄膜出现较大范围的厚度突变, 形成很明显的厚度边界。例如, 如图7(c)和(d)干涉条纹所示, 可以看到: 左侧的膜色彩鲜艳, 厚度非常小, 而右侧的膜色彩对比度较低, 厚度很大, 两者交界处厚度梯度也很大, 呈现出断崖式的厚度分布。实验中我们观察到了大量类似的厚度分布, 是肥皂膜表面常见的流体现象。

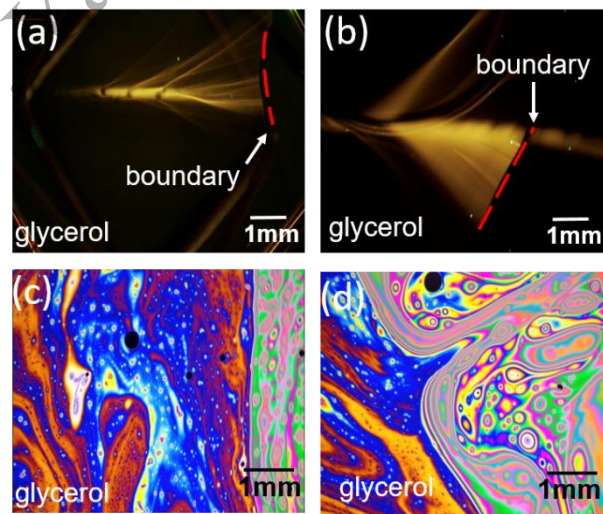


图7. 分支流的大尺度特征-断层现象。(a)和(b):甘油膜中光分支流在行进中突然出现的断层现象; (c)和(d)为甘油膜的白光干涉条纹, 其中可以看成明显的厚度突变界面。

3.1.3 光分支流大角度偏转

在实验中，我们还观察到了分支流大角度偏转的现象：光束的全部或大部分的轨迹出现90度以上的方向偏转，且仍会同时伴随着沿主干光线的分支流现象，如图8(a)、(b)。这一大角度偏转还是由于薄膜中高阶波导模式的传输行为导致的。正如3.1.2所述，高阶模式存在一个临界厚度；当高阶模式的光传播至厚度小于临界厚度的区域时，由于高阶模式的光无法继续往前传输，此时入射的高阶模式在断层的界面会发生镜面反射，进而进入厚度较大的区域继续传播，因此形成了较大的角度偏转。

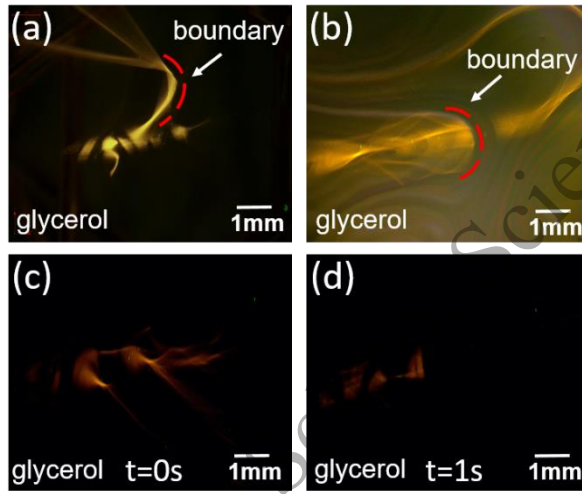


图8. 分支流的大尺度特征-光分支流大角度偏转和脱耦现象。(a)和(b)分支流轨迹的大角度偏转；(c)和(d)间隔1s拍摄的甘油分支流轨迹，由于流动造成膜厚度变化，出现明显脱耦现象。

3.1.4 脱耦现象

在实验中我们将激光、肥皂膜固定，即光线入射的初始条件不变。某些情况下，分支流现象始终难以观察到；有时出现了明显的分支流现象后现象消失，即光波与薄膜脱耦。图8(c)、(d)展示了这种现象。在实验中，我们观察到：当光分支流现象出现后，随着肥皂膜表面的流动，肥皂膜厚度不断变化，有时现象会完全消失，即光波脱耦。

从几何光学的角度来说，前文引入的参数 i 可认为是光束在薄膜中传播的折射角。在掠入射时，薄膜内的折射角在介质的全反射临界角附近

$$i_c = \arcsin \frac{1}{n_g}.$$

然而，若折射角只为 i_c ，由(13)和(19)式，稳定的波导模式仅允许几个离散的厚度值。

将上式代入 (13) 和 (19) 式, 有

$$d_{th} = \frac{q\pi}{\sqrt{n^2 - 1}k_0} = \frac{q\lambda}{2\sqrt{n^2 - 1}}.$$

若厚度偏离上式的值, 则无法形成稳定的模式。薄膜只能将入射光分为反射光与透射光, 现象为简单的薄膜干涉, 在薄膜内部传播的光波迅速衰减。有时薄膜表面厚度起伏很小, 因此掠入射时, 全部光线的折射角均为 i_c 。由于厚度恰好落在 d_{th} 上的概率非常小, 因此光线难以耦合。

然而, 由于薄膜表面形状的起伏不平, 表面与薄膜的最大倾角 α 在 5% 左右 [10], 因此耦合进入的光线在膜中传播时与膜平面法线的夹角 i 也存在一个范围, 为 $(i_c, i_c + \alpha)$ 。将 i 的范围代入下式

$$nk_0 d \cos i = q\pi + 2 \arctan \frac{\sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}}{n \cos i},$$

$$nk_0 d \cos i = q\pi + 2 \arctan \frac{n \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}}{\cos i},$$

可得该模式下厚度的可取范围:

$$\Delta d = \frac{n_g^2}{(n_g^2 - 1)^{3/4}} \sqrt{2\alpha} \lambda,$$

其中, $\alpha=0.05$, $n_g=1.47$, $\lambda=532nm$, 代入上式得 $\Delta d = 168nm$ 。因此事实上, 光线可以传播的厚度存在一定的范围, 该范围的分布为一系列等间隔的厚度区间, 厚度区间的间隔为 $\pi / \sqrt{n_g^2 - 1}k_0$, 区间宽度为 Δd , 与表面的起伏程度 α 有关。由于肥皂膜表面处于不断流动的状态, 因此随着时间推移, 在某一固定位置厚度常常会大幅度变化。因此在某些厚度附近, 肥皂膜难以耦合, 在厚度区间中肥皂膜可以耦合。图中展示了肥皂膜的脱耦现象, 这正是肥皂膜的厚度或表面的起伏程度随时间的变化引起的。

3.1.5 渐变厚度引起的分支流偏角变化

当肥皂膜平面并不水平, 而是与水平面呈一定夹角后, 肥皂膜的液体受重力作用, 会发生整体的液体输运。经过一段时间后逐渐稳定, 液体形成了存在均匀梯度的膜厚度分布 (同时仍然存在叠加的无序厚度分布), 见图9(c)、(d)。由于整体厚度梯度的叠加, 观察到的白光彩色干涉图样呈现出层状条纹, 据此可以分析厚度梯度的方向与大小。

实验中，当厚度梯度与激光的入射方向同向或反向时，我们观察到了具有突出特征的分支流图案。图9(a)和(b)展示了在相同的入射条件下，分别沿两个相反方向倾斜整体实验装置后的实验现象。梯度与传播方向反向时（图9(a)），分支流在传播方向延伸的长度较小，分支流的偏转角较大；梯度与传播方向同向时（图9(b)），分支流在传播方向延伸的长度较大，分支流的偏转角较小。这就意味着：随着整体梯度的叠加，分支流图案出现了横向（传播方向）的“拉伸”或“压缩”，且在一定范围内，拉伸的比例与势场的平均梯度成正比[5]。

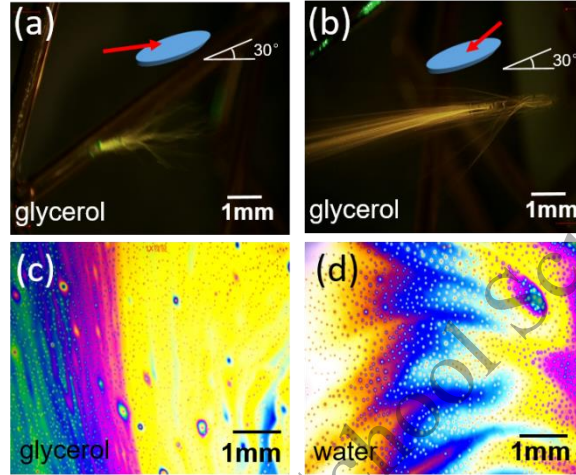


图9. 渐变厚度引起的分支流偏角变化. (a)和(c): 薄膜与水平方向倾角约30度，激光射入方向分别为从厚处至薄处和从薄处至厚处，出现不同特征的分支流。(c)为甘油膜干涉条纹，整体存在较均匀的厚度梯度，左侧较右侧更厚；(d)为水膜干涉条纹，左侧较右侧更薄。

3.2 分支流的小尺度特征

3.2.1 理论说明

由方程（14）可知，在分离 z 变量后，对于某个特定的波导模式，在二维条件下光束的传播完全可以视为在几何折射率分布为 $n = n_e$ 的光的传播。在本文的实验中，由于光波长的尺度在500nm量级，而薄膜厚度的变化尺度往往在1mm以上，满足几何光学的条件：光学器件几何尺寸远远大于工作波长。因此，光束的传播满足几何光学近似，即可以用几何光学的手段处理光线的传播轨迹[8]。

从亥姆霍兹方程 $[\nabla^2 + (nk_0)^2]\Psi(x, y) = 0$ 出发，将 Ψ 分解为振幅和相位两部分：

$$\Psi(x, y) = A(x, y)e^{i\phi(x, y)}. \quad (22)$$

将上式代入亥姆霍兹方程，根据方程的实部和虚部分别为0可得：

$$(\nabla\phi)^2 - (nk_0)^2 = \frac{\nabla^2 A}{A}, \quad (23)$$

$$\nabla \cdot (A^2 \nabla \phi) = 0.$$

其中 $\vec{k} = \nabla\phi$ 为波矢。由于与相位变化相比，振幅的变化非常缓慢，故公式 (23) 中 $\nabla^2 A$ 一项可以认为接近0。引入哈密顿量：

$$H(\vec{r}, \vec{k}) = \frac{c}{2k_0} \vec{k} - \frac{ck_0}{2} n^2(\vec{r}), \quad (24)$$

可得

$$\frac{d\vec{r}}{d\tau} = \frac{\partial H}{\partial \vec{k}} = \vec{k}, \quad (25)$$

$$\frac{d\vec{k}}{d\tau} = -\frac{\partial H}{\partial \vec{r}} = \frac{1}{2} \nabla n(\vec{r})^2, \quad (26)$$

即

$$\ddot{r} = \frac{c^2}{2} \nabla n(\vec{r})^2. \quad (27)$$

由上式，我们说明了在几何光学近似下，薄膜等效势场可以认为是：

$$V = -\frac{1}{2} n(\vec{r})^2. \quad (28)$$

光的轨迹与上式所示势场下遵循经典力学规律的粒子运动轨迹相同。

3.2.2 分支流的聚焦现象

通常激光与肥皂薄膜耦合后，分支流图案往往呈现为光束不断的分支流，在传播方向上每个分支的最大光强随着分支数量的增加而不断减弱。然而，Segev团队的研究指出，在平面波耦合进入肥皂膜时，分支流图案往往先出现聚焦，此后各分支流的峰值光强才不断减弱。在我们的实验中，入射方式不同（入射的高斯激光光束直径在8mm左右），我们同样观察到了分支流的聚焦现象：在某些位置，分支流图案不再单纯地呈现为分岔、支流，而是呈现为光束聚焦在一个点或多个点后逐渐散开（见图10(a)-(c)）。

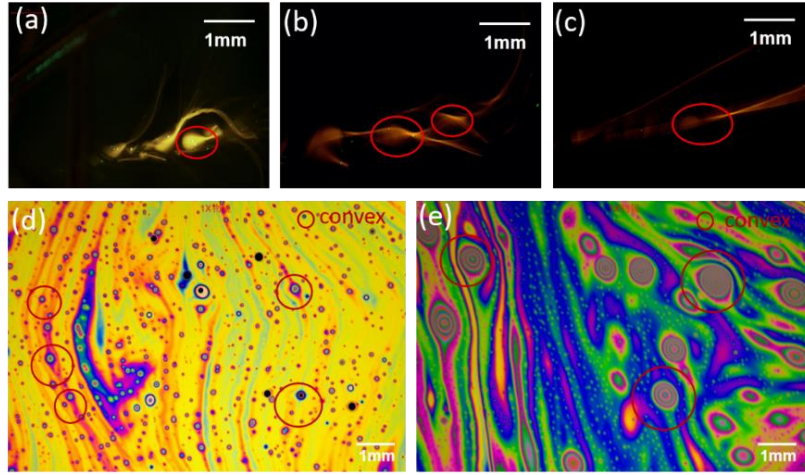


图10. 分支流的聚焦现象。(a)-(c):分支流的聚焦现象,红框处标注出了聚焦的位置;图(d)-(e):造成这种现象的典型厚度分布,标出的分流处是薄膜厚度的点状或岛状分布,红色是凸起的厚度分布。

分支流的聚焦现象是由薄膜厚度的点状/岛状的圆形分布引起的。我们在实验中,大量观察到了这类小尺度的厚度分布特征。在图10(d)和(e)所示干涉条纹中,我们在实验中某些时刻观察薄膜出现一系列由于薄膜流体力学性质导致的呈现出几乎各项同性的同心圆环区域。在该局部区域,圆环中心的厚度大,四周的厚度小,这在物理上形成了一个各项同性且半径有关的有效折射率分析。这种小尺度的凸起的厚度分布是由于杂质粒子、薄膜流体力学性质等多种因素的影响造成的,是聚焦现象的主要成因。

对于凸起的厚度分布,由图6(b)可知,等效折射率分布为凸起中心折射率大,四周折射率小。这样的一个折射率分布从某种程度上讲,可以视为一个Luneburg凸透镜[13],其折射率分布为:

$$n = \sqrt{n_g^2 + 1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2}, \quad (29)$$

其中 R 为透镜的半径, n_g 为液体介质的折射率。尽管实际的肥皂膜等效折射率和上式有所区别,但呈现出的主要特征与Luneburg凸透镜类似。考虑一束平行光入射到半径为 R 的区域,

圆内等效折射率为式(29)所示。由运动方程 $\ddot{r} + c^2 r / R^2 = 0$ 得,当 $t = 0$,则

$$\begin{cases} x_0 = -R \cos \varphi, & \dot{x}_0 = c \\ y_0 = R \sin \varphi, & \dot{y}_0 = 0 \end{cases} \quad (30)$$

故有

$$\begin{cases} x_\tau = -R \cos \varphi \cos(\frac{c}{R} \tau) + R \sin(\frac{c}{R} \tau) \\ y_\tau = R \sin \varphi \cos(\frac{c}{R} \tau) \end{cases} \quad (31)$$

当 $y_\tau=0$ 时, $c\tau/R=\pi/2$, 故 $x_\tau=R$, 与 φ 无关。因此, 对于任何 $\varphi \in [-\pi/2, \pi/2]$, 光聚焦在 $(R,0)$ 点。利用以上公式, 我们理论计算了平行光入射Luneburg 凸透镜后汇聚的光线图, 如图11(a)所示。由于甘油膜中某些区域出现类似的折射率分布, Luneburg 凸透镜汇聚特性可以间接解释在甘油膜中观察到的汇聚现象 (图13(a)和(c))。

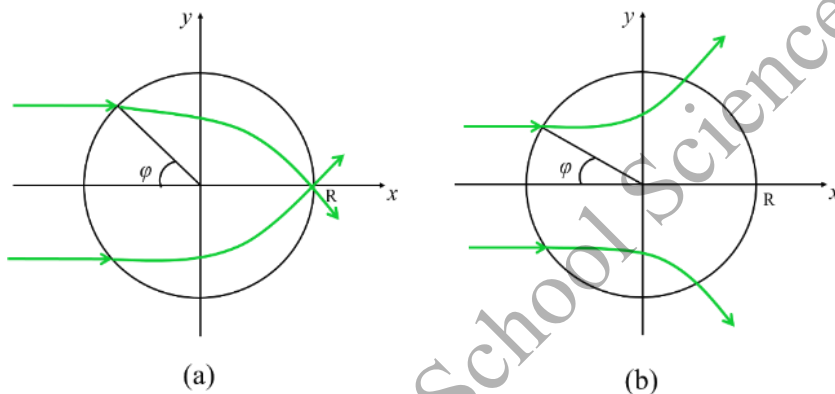


图11. Luneburg 凸/凹透镜的聚焦和发散特性简要示意. (a): 平行光入射Luneburg lens (凸透镜) 被汇聚的光线图; (b) 平行光入射Luneburg hole (凹透镜) 后发散的光线图。

3.2.3 分支流的分支流细节

通过对分支流的分支流细节的观察, 我们可以直观的观察观察到分支流现象的出现过程。如图12(a)-(c)所示, 图中我们标出了薄膜厚度的点状/岛状的圆形分布, 光束在经过圆形分布后散开, 出现了分岔, 可以大致看出肥皂膜表面的圆形厚度分布与光分岔的关系。

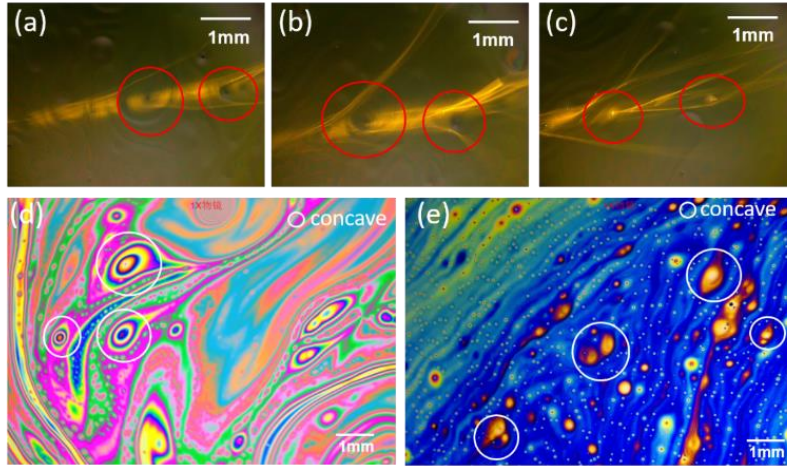


图12.分支流的分岔现象。(a)-(c):分支流的分岔现象,红框处标注出了分岔的位置;图(d)-(e):造成这种现象的典型厚度分布,标出的分流处是薄膜厚度的点状或岛状分布,白色是凹陷的厚度分布。

聚焦现象的出现是薄膜表面凸起的圆形厚度分布造成的,而分支流的出现,与薄膜表面凹陷的厚度分布有很大关系。对于凹陷的厚度分布,由图6(b)可知,附近的等效折射率分布为凹陷中心折射率小,四周折射率大。如图12(d)、(e)干涉条纹所示,标明的凹陷厚度分布也呈现同心圆环或单色圆。类似的,我们假设凹陷区域的半径为 R ,内部的等效折射率分布可以认为是一个Luneburg凹透镜[13](图11(b)):

$$n = \sqrt{1 + (n_g^2 - 1) \left(\frac{r}{R}\right)^2}. \quad (32)$$

同样以平行光入射,考虑位于 φ 角光线入射半径为 R 的区域,圆内等效折射率如式(32)所示。运动方程为 $\ddot{r} - (n_g^2 - 1)c^2 \vec{r} / R^2 = 0$,当 $t = 0$ (改成 τ)时有

$$\begin{cases} x_0 = -R \cos \varphi, & \dot{x}_0 = c \\ y_0 = R \sin \varphi, & \dot{y}_0 = 0 \end{cases}. \quad (33)$$

故方程的解为:

$$\begin{cases} x_\tau = -R \cos \varphi \cosh\left(\sqrt{n_g^2 - 1} \frac{c}{R} \tau\right) + \frac{R}{\sqrt{n_g^2 - 1}} \sinh\left(\sqrt{n_g^2 - 1} \frac{c}{R} \tau\right) \\ y_\tau = R \sin \varphi \cosh\left(\sqrt{n_g^2 - 1} \frac{c}{R} \tau\right). \end{cases} \quad (34)$$

当 $x^2(t_0) + y^2(t_0) = R^2$ 时,光射出该区域,此后沿直线传播。利用以上公式,我们理论计算了平行光入射Luneburg凹透镜后发散的光线图,如图11(b)所示。当一束一定宽度的平行光

入射时，可以看出，光线经过该区域逐渐散开（见图13(b)和(d)），因此光经过该区域后会发生分支流。

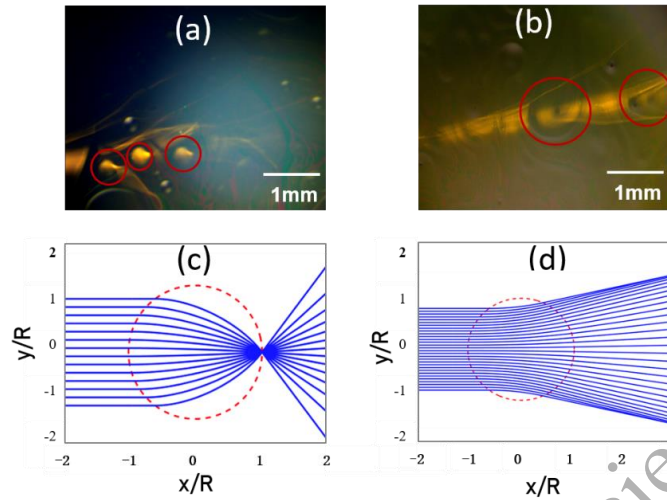


图13. (a)和(c): Luneburg lens (凸透镜) 的现象与示意图。光入射Luneburg lens (凸透镜) 后，在顶点处聚焦，此后光束发散。(b)和(d): Luneburg hole (凹透镜) 的现象与示意图。光入射Luneburg hole (凹透镜) 后直接发散，形成分支流。实际实验中由于厚度分布并非标准的Luneburg hole (凹透镜) 分布，因此分支流的分布略有不同。(c)和(d)图引用自引文[13]。

4. 光分支流现象的延伸和前沿应用-光子芯片

随着以电子为信息载体的微电子工艺逐渐逼近其物理极限，摩尔定律正走向终结。人们正在研究新的信息载体——光子，来代替电子解决目前信息技术面临的瓶颈问题，由此集成光子学应运而生。如今，集成光子技术还在持续演进。得益于与微电子产业相兼容的加工工艺与晶圆材料上的天然优势，硅材料成为集成光子学发展的首选平台。而与此同时，随着5G时代的到来，数据流量的急剧增长推动了创新光通信技术的发展，以维持信息容量的巨大增长，这为光通信系统提出了更多挑战[14, 15]。目前基于波长和时分多路复用的信息基础设施，以及包括振幅、偏振和相位在内的光的其他自由度，正在接近瓶颈。从上面二维无序系统的光分支流现象研究表明，“无序”为扩展单一信道的光传输的信息容量提供了又一思路。

为了进一步说明，我们设计和研究了工作在通信波段附近的（1550nm）一个基于SOI系统的介质波导，如图14(a)所示。为了在波导中一段区域中构建无序的散射势能，在实际情况，根据有效媒质理论[16]，切实可行的方法很多。这里为了便于分析，我们考虑在Si的上表面上放置几种半径尺度不同的纳米Si柱子（如黄色区域所示），且在空间上无规则分布[16]。我们应用有限元软件COMSOL Multiphysics开展仿真模拟和数值计算。在仿真模拟中，

波导宽 $w=20\mu\text{m}$ ，厚 $d_1=220\text{nm}$ ，衬底厚度 $d_2=3\mu\text{m}$ ，高斯波腰宽为 $5\mu\text{m}$ 。Si表面放置2种尺寸不同的纳米Si柱，其高度为 60nm ，直径分别为 40nm 和 60nm 。放置纳米Si柱时，需稀疏且无规律，以使相干长度与工作波长相比要大的多。

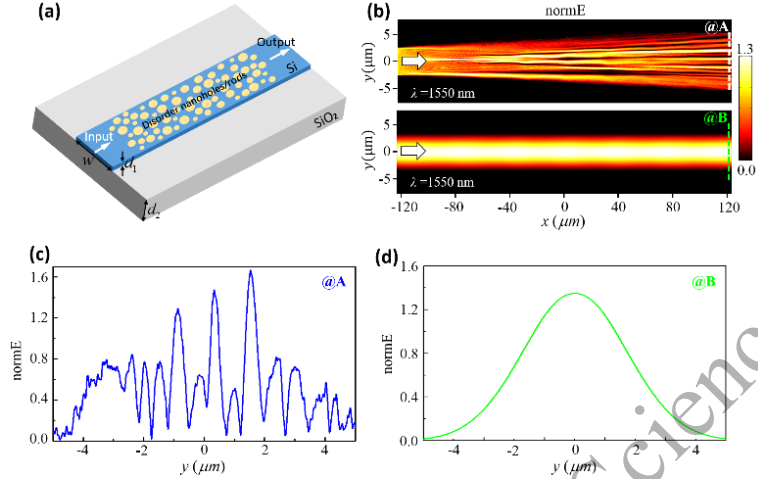


图14. SOI介质波导系统中的光分支流。(a): SOI介质波导的几何模型。黄色区域代表放置Si表面上的几种半径尺度不同的纳米Si柱子。(b):COMSOL计算分析最低阶模式的有限宽带的波束(类似于高斯波)从左边入射介质波导,光在其中传播的场分布图。其中上一幅对应带有无序的散射势能的SOI系统,而其中下一幅幅对应均匀的SOI系统。入射波长为 1550nm ,对应通讯波段。(c)和(d)分别是图(b)中电场在同一传输界面的场空间分布。

考虑一束有限宽度的波束从一端入射,图14(b)中上一幅图给出了模拟计算得到的场分布结果。从中可以看到:光在放置纳米硅柱子区域中传播是出现了明显的分支流现象。作为对比,我们数值计算了有限宽度的波束在没有放置纳米Si柱子的介质波导中的传播情况,如图14(b)中下一幅图所示。在此基础上,图14(c)和14(d)分别给出了两种情况在同一截面上的电场空间分布。可以看到:与均匀介质波导相比,经过无序的区域散射后界面上的场分布(图14(c))更复杂,呈现一系列尖峰,这为提升单一信道的承载信息容量提供又一可能的方案。当然,目前的研究还比较粗糙,离实际应用还比较远,还有许多问题需要解决,例如,如何在On-chip上精准操控光分支流现象。

5. 总结

本文中,我们探究了近期首次发现的肥皂薄膜中的光分支流现象的物理特性。我们通过改变薄膜材料组成、改变激光耦合方式等方法,观察到了较为明显、独特的分支流现象。在大尺度特征方面,我们首次观察并解释了更高阶的耦合模式下的分支流现象,和伴随而来的

轨迹断层、脱耦等现象；在小尺度特征方面，我们通过建立小范围的厚度分布模型，定性半定量的解释了观察到的分支流现象的聚焦与分岔细节。

分支流是一种发生在各种尺度上的普遍物理现象。在电磁波可见光波段观测到分支流现象，具有重大意义。肥皂薄膜独特的光学性质、易于观察的实验现象等因素，也有望从很多方面促进分支流现象的进一步研究。例如，通过制备特殊的液体薄膜，可以模拟不同参数条件下的分支流、操控分支流的轨迹；通过不同阶模式的叠加，可以实现不同特征的分支流，甚至有可能实现分支流轨迹的精细的挑选与调制[17]；在某些条件下，分支流轨迹对于初始的入射条件并不敏感反而保持稳定[18]；分支流的聚焦现象也可以视作为“反常波”，与海浪中的大幅度反常波、已观察到的电磁波反常波等类似现象也有许多相似之处[19-22]，其成因与特征还有待进一步探究。

2020 S.-T. Yau High School Science Award

参考文献:

1. M. A. Topinka, B. J. LeRoy, R. M. Westervelt, S. E. J. Shaw, R. Fleischmann, E. J. Heller, K. D. Maranowski, and A. C. Gossard, Coherent branched flow in a two-dimensional electron gas, *Nature* **410**, 183–186 (2001).
2. Katherine E. Aidala, Robert E. Parrott, Tobias Kramer, E. J. Heller, R. M. Westervelt, M. P. Hanson, and A. C. Gossard, Imaging magnetic focusing of coherent electron waves, *Nat. Phys.* **3**, 464–468 (2007).
3. M. P. Jura, M. A. Topinka, L. Urban, A. Yazdani, H. Shtrikman, L. N. Pfeiffer, K. W. West and D. Goldhaber - Gordon, Unexpected features of branched flow through high-mobility two-dimensional electron gases, *Nat. Phys.* **3**, 841–845 (2007).
4. D. Maryenko, F. Ospald, K. v. Klitzing, and J. H. Smet, How branching can change the conductance of ballistic semiconductor devices, *Phys. Rev. B* **85**, 195329 (2012).
5. L. Kaplan, Statistics of branched flow in a weak correlated random potential, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 184103 (2002).
6. H. Degueudre, J. J. Metzger, T. Geisel, and R. Fleischmann, Random focusing of tsunami waves, *Nat. Phys.* **12**, 259–262 (2016).
7. R. Höhmann, U. Kuhl, H.-J. Stöckmann, L. Kaplan, and E. J. Heller, Freak waves in the linear regime: a microwave study, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 093901 (2010).
8. M. A. Wolfsona and S. Tomsovic, On the stability of long-range sound propagation through a structured ocean, *J. Acoust. Soc. Am.* **109**, 2693 (2001).
9. M. Mattheakis, G. P. Tsironis, and E. Kaxiras, Emergence and dynamical properties of stochastic branching in the electronic flows of disordered Dirac solids, *EPL* **122**, 27003 (2018).
10. A. Patsyk, Uri Sivan, M. Segev, and M. A. Bandres, Observation of branched flow of light, *Nature* **583**, 60–65 (2020).
11. J. J. Metzger, R. Fleischmann, and T. Geisel, Universal statistics of branched flows, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 020601 (2010).
12. J. A. Kong, Theory of electromagnetic waves (Wiley, New York, 1986), Chap.3.
13. M. Mattheakis and G.P. Tsironis, Extreme waves and branching flows in optical media, Springer Series in Materials Science, Vol. 221 (Springer) 2015, pp. 425–454.
14. Y. Shen *et al*, Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities, *Light Sci. Appl.* **8**, 1-29 (2019).
15. Z. Zhang *et al*, Tunable topological charge vortex microlaser, *Science* **368**, 760-763 (2020).
16. W. Cai and V. Shalaev, Optical Metamaterials (Springer, New York, 2010).

17. A. Brandstötter, A. Girschika, P. Ambichla, and S. Rotter, Shaping the branched flow of light through disordered media, *PNAS* **116**, 13260-13265 (2019).
18. B. Liu and E. J. Heller, Stability of branched flow from a quantum point contact, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 236804 (2013).
19. M. Mattheakis, I. J. Pitsios, G. P. Tsironis, S. Tzortzakis, Extreme events in complex linear and nonlinear photonic media, *Chaos, Solitons and Fractals* **84**, 73–80 (2016).
20. J. M. Dudley, F. Dias, M. Erkintalo, and G. Genty, Instabilities, breathers and rogue waves in optics, *Nat. Photon.* **8**, 755-764 (2014).
21. N. Akhmediev, J.M. Soto-Crespo, and A. Ankiewicz, Extreme waves that appear from nowhere: On the nature of rogue waves, *Phys. Lett. A* **373**, 2137-2145 (2009).
22. L. H. Ying, Z. Zhuang, E. J. Heller, and L. Kaplan, Linear and nonlinear rogue wave statistics in the presence of random currents, *Nonlinearity* **24**, 67-87 (2011).

2020 S.-T. Yau High School Science Award

此页开始为简历部分

欧阳霄宇,

出生日期: 2002年6月14日

邮箱: 1171995450@qq.com

电话: +86 13382457059



教育经历

1. 高中: 江苏省苏州中学校 (2017年—2020年)
2. 参加第36届全国中学生物理竞赛获得金牌, 获得保送北京大学元培学院资格

荣誉奖项

1. 第36届全国中学生物理竞赛决赛金牌第16名, 入选国家集训队, 2019年10月
2. 入选第51届国际物理奥林匹克竞赛中国代表队

谢宇田

出生日期: 2004年6月25日

邮箱: tiantian@tedxsuzhou.com

电话: +86 13962528666



教育经历

1. 高中: 江苏省苏州中学校中科大少年班预备班 (2018年—至今)
2. 学研: 美国罗斯数学训练营, 2020年
3. 学研: 英国物理奥赛全球集训营, 2020年
4. 学研: 美国斯坦福大学国际学院大学预科项目, 2019年

荣誉奖项

数学类:

1. MathLeague美国数学大联盟硅谷巡回赛金牌, 2019年
2. MathLeague美国数学大联盟国际赛金奖, 2018年
3. AMC全美数学竞赛前2.5%, 2019年
4. AIME美国高中数学邀请赛, 2019年

科学类:

1. BPhO英国物理奥林匹克竞赛金牌, 2019年
2. PhysicsBowl“物理杯”美国高中物理竞赛优胜奖, 2019年
3. 全国中学生奥林匹克物理竞赛江苏省三等奖, 2019年
4. BrainBee国际脑科学大赛江苏赛区二等奖第一名, 2020年

其他类:

1. 高中英语竞赛一等奖, 2019年
2. 江苏省苏州中学校三好学生, 2018年—2020年度
3. 江苏省苏州中学学业卓越奖, 2019年—2020年度

科研经历

苏州大学手性化学实验室, 2017年7月—2019年7月

- 期间参与完成“一种二氧化硅纳米纤维基凝胶复合电解质及其制备方法”该项发明专利中的部分工作, 该发明申报国家知识产权局并获得发明专利(申请公布号:CN1101783A, 申请号:2019104470507)。

2020 S.-T. Yau High School Science Award

徐亚东，指导教师

博士，苏州大学物理科学与技术学院，教授，博导。2014年毕业于苏州大学物理科学与技术学院，光学专业，获理学博士学位。自2009年起，在光/声超构材料、超构表面领域，从事基础理论研究和新型光学器件设计研究，在



Nature Review Materials、Nature Communications、Physical Review Letters 等国际期刊发表 SCI 论文 50 余篇，论文引入 >1000 次。部分研究成果获 2014 年度教育部自然科学奖二等奖（排名第 4）；博士论文入选 2015 年度江苏省优秀博士论文；2016 年苏州市自然科学研究论文奖二等（排名第 1）；2017 年入选苏州大学优秀青年学者培养计划；2018 年度江苏省教育教学与研究优秀成果奖（研究类）二等奖（排名第 1）；2019 年江苏青年光学科技奖。多次在国际学术会议上作邀请报告；累计主持包括国家自然科学基金面上、青年在内的省部级以上科研项目 6 项；长期担任 Optics Express/Letter、PRA、Nanoscale 等期刊审稿人。

孙宝印，指导教师

硕士，苏州大学物理科学与技术学院，实验师，苏州大学国家级实验中心（物理）骨干成员，主要从事大学物理、大学物理实验等方面的教学和研究工作。团队为苏州大学优秀教学团队；获 2020 年苏州市教学成果奖。指导学生获得 2019



年第五届全国大学生物理实验竞赛二等奖；2018 年 TI 杯江苏省大学生电子设计竞赛一等奖；2019 年第 16 届江苏省高校大学生物理及实验科技作品创新竞赛二等奖；指导苏州大学大学生创新创业训练计划 1 项；在国内外期刊上共发表论文 10 余篇，其中 SCI/EI 检索 4 篇；申请专利 6 项，截止目前共计授权专利 3 项，其中发明专利 1 项。