



相干彩虹的形成机制(续)

施婷婷 钱轩 尚雅轩 姬扬

Formation mechanism of coherent rainbows (II)

Shi Ting-Ting Qian Xuan Shang Ya-Xuan Ji Yang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 154202 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220455

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220455>

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

清水出彩虹

Coherent rainbows come from liquids

物理学报. 2018, 67(3): 034205 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172663>

相干彩虹的形成机制

Formation mechanism of coherent rainbows

物理学报. 2018, 67(18): 184204 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180888>

超快光脉冲照射GaAs晶体产生的干涉环

Interference rings induced by ultrafast laser pulse in GaAs crystal

物理学报. 2020, 69(21): 214202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201055>

激光诱导熔石英表面损伤修复中的气泡形成和控制研究

Formation and control of bubbles during the mitigation of laser-induced damage on fused silica surface

物理学报. 2018, 67(1): 016103 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171839>

激光照明条件对超振荡平面透镜聚焦性能的影响

Effect of laser illumination conditions on focusing performance of super-oscillatory lens

物理学报. 2020, 69(18): 184215 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200577>

弹性介质包围的球形液体腔中气泡和粒子的相互作用

Interaction between bubble and particle in spherical liquid cavity surround by an elastic medium

物理学报. 2020, 69(23): 234301 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200764>

相干彩虹的形成机制 (续)*

施婷婷¹⁾²⁾ 钱轩¹⁾²⁾ 尚雅轩¹⁾²⁾ 姬扬^{1)2)†}

1) (中国科学院半导体研究所, 半导体超晶格国家重点实验室, 北京 100083)

2) (中国科学院大学材料科学与光电技术学院, 北京 100049)

(2022年3月13日收到; 2022年4月7日收到修改稿)

将白光激光聚焦照射不同液体, 可以形成不同形状的彩色干涉环, 即“相干彩虹”. 形成相干彩虹的原因是激光加热使液体局部温度分布发生变化, 影响了折射性质, 形成了光程差, 从而使不同波长的光各自发生干涉(热透镜效应). 本文确定了激光束的波前曲率对相干彩虹的形状和大小的影响, 揭示了样品(纵向厚度很薄的液体)在凸透镜焦点前后相同距离处产生的相干彩虹有显著差别的原因: 焦点前波前曲率为负, 焦点后波前曲率为正. 通过构建一个包含波前曲率和热透镜效应的函数, 很好地拟合了实验结果. 数值模拟还定量说明了激光加热导致的液体不稳定性(发生对流)使得相干彩虹的形状具有上下不对称性, 而中心过热区(产生气泡)使得相干彩虹的内部出现暗区, 以及在这个暗区中观察到的内疏外密的衍射环和泊松亮斑.

关键词: 相干干涉, 衍射, 气泡, 泊松亮斑**PACS:** 42.25.-p, 42.25.Kb, 42.25.Fx**DOI:** 10.7498/aps.71.20220455

1 引言

1980年, Zolot'ko等^[1]用单色激光聚焦照射向列相液晶时观察到了干涉环. 此后在很多液体中都观察到了干涉环, 比如茶水^[2]、原子材料悬浊液^[3-12]、有机物溶剂^[13,14]. 使用白光激光, 聚焦照射在多种液体纯溶剂(例如水、丙酮、无水乙醇、二甲基硅油)^[15-18], 也产生了多级彩色干涉环(相干彩虹). 对于液体中出现的类似干涉环的现象, 主要有3个不同的机制对其进行解释: 各向异性分子的重新取向和再分布^[2]、电子三阶非线性空间自相位调制(风铃模型)^[4,6,8,11]和热透镜效应^[2,10,13], 但本质上都来源于局部折射率的变化. 在之前关于相干彩虹的形成机制研究工作中, 已详细分析了形成相干彩虹的原因是激光加热使液体局部温度分布发生改变, 影响了折射性质, 形成了光程差, 从而使不同波长的

光各自发生干涉^[16-18]. 此外还分析了对流对相干彩虹形状的影响. 受激光中心照射的液体吸收的能量最多, 当内部和外部的温度差达到某个阈值后, 开始产生对流, 使得液体上下两部分的温度分布不对称, 从而产生了上下不对称的卵圆形的相干彩虹^[18]. 本文进一步确定了激光束的波前曲率以及激光加热导致的液体对流和中心过热区(产生气泡)对相干彩虹的形状和大小的影响. 沿着光束行进的方向, 改变纵向厚度很薄的液体样品与凸透镜的相对距离, 以焦点为中心, 远离透镜时(焦点的右侧)相干彩虹的变化程度比靠近时(焦点的左侧)更慢, 而且相干彩虹的最大值出现在焦点右侧. 波前曲率是造成焦点前后相干彩虹不对称的主要原因. 通过构建一个包含波前曲率和热透镜效应的函数, 考虑对流效应, 得到了相干彩虹横向和纵向尺寸随样品位置的关系. 拟合结果与实验结果符合得很好, 证明了本文提出的物理机制. 同时, 还观察到相干彩

(续) 孙天娇, 钱轩, 尚雅轩, 刘剑, 王开友, 姬扬. 相干彩虹的形成机制. 物理学报, 2018, 67(18): 184204.

* 国家自然科学基金(批准号: 12174378, 12004376)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jiyang@semi.ac.cn

虹内部暗区中存在内疏外密的衍射环以及泊松亮斑,这是因为激光加热产生的气泡使得中心过热区(其尺寸小于激光的束径)变得对光不透明了.总之,相干彩虹中包含了多种光学现象,除了热透镜效应产生的相干彩虹外,还有由光轴中心一系列气泡散射形成的内部暗区(几何光学),而内部暗区中内疏外密的衍射环则可由波动光学解释.热透镜效应是激光束在液体介质中传播的一个普遍现象.不同液体的热吸收率、导热系数、液体密度等不同,会有不同的温度分布,从而形成不同形状的相干彩虹.根据相干彩虹的形状和尺寸,可以得到样品的热和热光常数.二维纳米材料的悬浊液在吸收激光的能量后,也会产生相干环,了解相干彩虹的形成机制有助于纳米材料和光相互作用的研究以及光流体的应用^[10].

2 实验部分

2.1 实验系统

实验装置如图 1 所示,激光 (white laser, WL) 经透镜 L 聚焦,照射在液体样品上 (纵向厚度为 1 mm, 样品装在石英比色皿中,可沿着激光光轴方向前后移动),在成像屏 (image screen, IS) 上形成彩色干涉环 (相干彩虹).为了方便观察,在样品后方放置干涉滤光片 (interference filter, IF),在 IS 上形成单色干涉环. IF 的中心波长分别为 632.8 nm (红色) 和 532 nm (绿色),半带宽为 $10 \text{ nm} \pm 2 \text{ nm}$.实验所用凸透镜焦距为 $10 \text{ cm} \pm 2\%$ (@ 587.6 nm),成像屏距离凸透镜 80 cm.实验所用激光器为白光脉冲光纤激光器 (Model: SC-PRO),波长范围覆

盖 400—2400 nm,脉冲宽度约为 100 ps,光斑直径约为 2 mm (@ 633 nm),光束质量因子 M^2 小于 1.1,光斑发射角小于 1 mrad.实验采用的重复频率为 1 MHz,激光功率约为 1 W,经过空比色皿后功率约 0.88 W,加入水后功率约为 0.67 W.

2.2 实验现象

沿透镜光轴方向,改变样品前端面到凸透镜 (焦距为 100 mm) 的距离 (92—132 mm,每次移动 4 mm),拍摄记录成像屏上的图像 (为了方便观察,后续实验中皆在样品后方放置了 632.8 nm 的红色干涉滤光片).如图 2(a) 所示,成像屏上起初为一个光斑.随着样品远离透镜,干涉环逐渐变大,条纹数目也越来越多.当样品移动到透镜焦距之后,干涉环仍在继续变大.而后随着样品远离透镜,干涉环逐渐变小,条纹数目也越来越少,直至重新变为一个光斑.尺寸最大的干涉环出现在样品离透镜 108 mm 时,以此时的样品位置为基准,其右侧位置 (样品远离凸透镜) 的干涉环变小的速度比左侧慢.当样品位于焦点左侧时,有一个亮环叠加在相干环上,其中心位于光轴中心偏下,越靠近焦点,亮环尺寸越大 (图 2(b)).

为了更好地描述干涉环的变化,引入纵向向上发散角 θ_{u} 、纵向向下发散角 θ_{d} 和横向发散角 θ 三个概念,如图 2(d) 所示.干涉图案是左右对称的,只有一个横向发散角 θ_{t} ;上下不对称,向上发散角 θ_{u} 小于向下发散角 θ_{d} .干涉环的横向发散角和纵向尺寸变化基本同步,都是先增大后减小.上述实验采用的样品纵向厚度均为 1 mm.固定样品前端面与透镜的距离 ($d = 108 \text{ mm}$),改变样品的厚度,

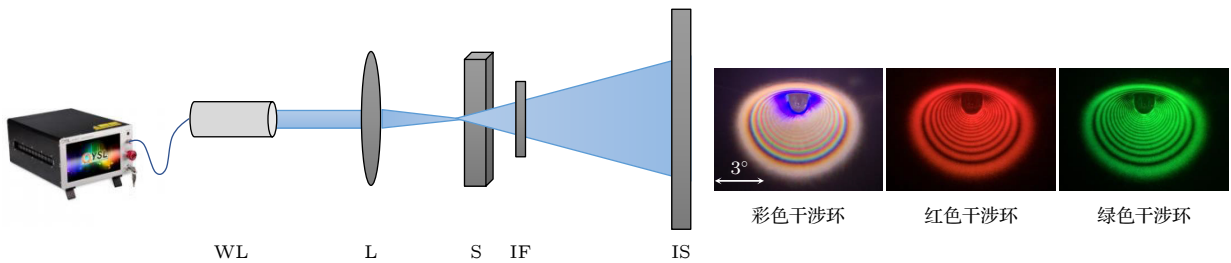


图 1 实验装置示意图.白光脉冲光纤激光器 (WL) 经透镜聚焦 (L) 照射在液体样品 (S) 上,在成像屏 (IS) 上形成彩色干涉环.在样品后方放置干涉滤光片 (IF),在成像屏 (IS) 上形成单色干涉环.干涉滤光片 (IF) 的中心波长分别为 632.8 nm (红色) 和 532 nm (绿色),半带宽为 $10 \text{ nm} \pm 2 \text{ nm}$

Fig. 1. Schematics of the experimental set-up. The white laser (WL) beam from a pulsed fiber laser is focused through a lens (L) into a liquid sample (S), and colorful interference rings (coherent rainbows) appear on the image screen (IS). With an interference filter (IF) inserted behind the sample, monochromatic interference rings appear on the image screen. The center wavelength of the interference filter (IF) are 632.8 nm (red) and 532 nm (green), respectively. The half bandwidth is $10 \text{ nm} \pm 2 \text{ nm}$.

形成的干涉环的形状和尺寸皆会发生变化 (图 2(c)). 其中, 厚度为 0.1 mm 的样品形成的干涉环形状是圆对称的 (样品厚度太薄, 与器壁靠得太近, 由于黏性的影响, 此时无法形成对流). 随着样品厚度增大, 黏性的影响减弱, 液体中远离器壁的部分开始形成对流, 干涉环的形状畸变为上下不对称的卵圆形, 环的尺寸也随之增大. 另外, 干涉环有一个中心暗区, 放大干涉环内部暗区, 在焦点前后皆观察到了内疏外密的衍射环, 如图 2(e) 所示. 通过对中心暗区衍射环的纵向光强 (图 2(f)) 和横向光强 (图 2(g)) 处理, 发现在衍射环中心存在一个泊松亮斑.

此外, 如果改变激光束的光强分布, 激光对样品的加热情况就会改变, 相干彩虹的形状也就各不相同. 例如, 遮挡高斯光束的一部分, 用可变光阑分别遮住高斯光束的左半侧、右半侧、上半侧或下半侧, 得到的相干彩虹如补充材料和 video-1 (online) 所示.

3 理论分析和数值模拟

形成相干彩虹的根本原因是液体内部温度分布导致的光程差. 当激光照射在液体上, 由于激光

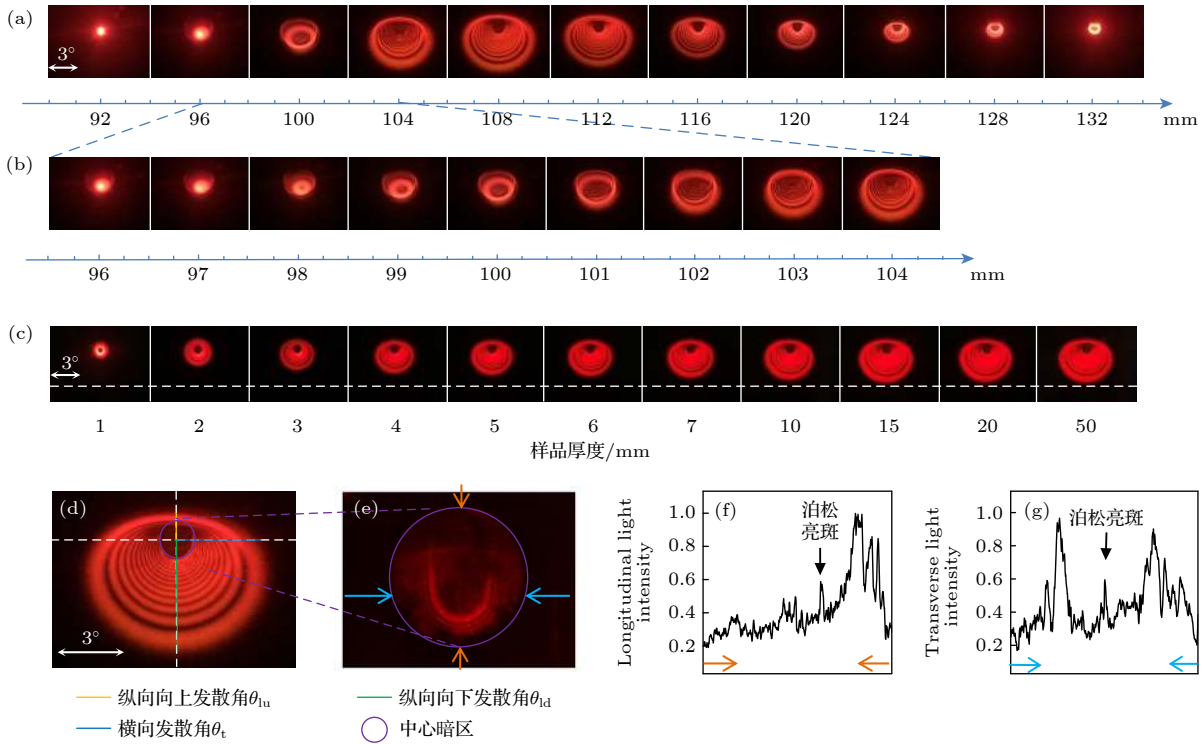


图 2 干涉环的形状依赖于样品的位置和厚度 (包括中心暗区的细节) (a) 改变样品前端面到凸透镜 (焦距为 100 mm) 的距离 (92—132 mm, 每次移动 4 mm), 尺寸最大的干涉环出现在样品离透镜 108 mm 时, 以此时的样品位置为基准, 其右侧位置 (样品远离凸透镜) 的干涉环变小的速度比左侧慢; (b) 在焦点左侧, 样品在不同位置 (96—104 mm, 每次移动 1 mm) 形成的干涉环; (c) 固定样品前端面的位置与凸透镜的距离 ($d = 108$ mm), 改变样品的厚度, 干涉环的形状和尺寸都会发生变化; (d) 干涉图案左右对称, 只有一个横向发散角 θ_t ; 上下不对称, 向上发散角 θ_{lu} 小于向下发散角 θ_{ld} ; 干涉环有一个中心暗区, 放大后 (e) 可以看到一些内疏外密的衍射环和泊松亮斑; (f), (g) 中心暗区的纵向 (横向) 光强分布图, 分别对应于图 (e) 中用橙色 (蓝色) 箭头标示的直线区域, 黑色箭头给出了泊松亮斑的位置.

Fig. 2. Shape of the interference rings depends on the position and the thickness of the sample (including details of the dark area in the center): (a) Vary the position of the sample from the lens (from 92 mm to 132 mm, with a step of 4 mm), the interference rings reach their maximum size when the sample position is at 108 mm from the lens. Moving the sample to the right side (being farther away from the lens), the interference rings become smaller and smaller, however, the size-change rate is slower than that in the case of moving the sample to the left side. (b) Similar to panel (a), but the sample is now moved from 96 mm to 104 mm with a step of 1 mm. (c) Increase the thickness of the sample but leave its position unmoved ($d = 108$ mm), the shape and size of the interference rings also change. (d) The interference pattern has the left-right symmetry, as indicated by the transverse divergence angle θ_t ; it has not the up-down symmetry, and the longitudinal “up” divergence angle θ_{lu} is much smaller than the longitudinal “down” divergence angle θ_{ld} ; in the center is a dark area, the enlarged view of which shows (e) diffraction rings that are sparse inside and dense outside and Poisson-type bright spot. (f), (g) Light intensity distribution in the dark area along the longitudinal (transverse) direction, corresponding to the line indicated by the orange (blue) arrow in panel (e).

光强呈高斯分布, 不同位置的液体被加热的程度不同, 因此局部液体的折射率不再相同, 从而产生了光程差. 由于光程差的存在, 各种波长的光都可以干涉 (当然, 干涉发生在相同的波长, 而且不同波长的干涉条件略有差别, 因此干涉极大值出现的位置也不一样), 形成相干彩虹. 在之前的工作中^[17], 将聚焦的高斯光束简化为一束光强呈高斯分布的平行光, 而忽略了其波前曲率和液体纵向温度分布的影响. 现在进行更详细的讨论.

实验中使用了一个薄凸透镜聚焦高斯光束. 高斯光束沿着 z 方向传播, 以焦点 $z = 0$ 为中心, 光束经过薄透镜变换后, 在焦点前后波阵面和光强分布如图 3(a) 所示. 以波长 632.8 nm 为例, 其束腰半径约为 20 μm , 瑞利长度 (准直距离) 在毫米数量级^[19]. 而在图 2(a) 中, 在焦点前后厘米数量级范围内皆能产生相干彩虹. 因此在讨论相干彩虹在焦点前后的非对称性时, 不能将高斯光束简化为平行光. 关于焦点前后相干彩虹非对称性的具体分析如下.

3.1 波前曲率使得相干彩虹在焦点前后有不对称性

首先, 为了简化后续的理论分析和数值模拟,

忽略液体吸收造成的激光在出射方向的能量损失, 即假设液体沿激光传播方向在靠近焦点的有限长度 L 范围内的温度是均匀的. 同时, 暂时不考虑对流效应. 那么, 沿着 z 方向传播的激光光束的复振幅可表示为

$$E = C_1 \frac{w_0}{w} e^{-\left(\frac{r^2}{w^2}\right)} e^{\left[-ik\left(z + \frac{r^2}{2R} - \arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)\right)\right]} e^{-i\omega t}, \quad (1)$$

其中, C_1 是归一化因子, w_0 为束腰处的光斑尺寸, λ 为波长, $w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2\right]^{1/2}$, r 为 z 截面上光束某点离光轴的距离, $k = w/c$, R 为波前曲率半径. 激光的径向强度分布为 $I(r, z) = c\varepsilon_0/2|E|^2 = 2P_0/(\pi w^2) e^{-\frac{2r^2}{w^2}}$, 其中 P_0 是光束的总光强. 液体吸收激光能量后, 局部温度升高, 折射率减小. 由此产生的附加光程可表示为 $\Delta l_1(z, r) = \int_z^{z+L} n(z, r) dz$, 由波前曲率决定的光程可表示为 $\Delta l_2(z, r) = \frac{r^2}{2R(z, r)}$. 高斯光束经过样品后, 出射面的总光程可表示为 $\Delta l(z, r) = \Delta l_1(z, r) + \Delta l_2(z, r)$. 光程 Δl 的径向梯度决定了每个分光束的偏折角度. 除了最大值对应的分光束外, 皆能找到一对分光束, 它们的出射

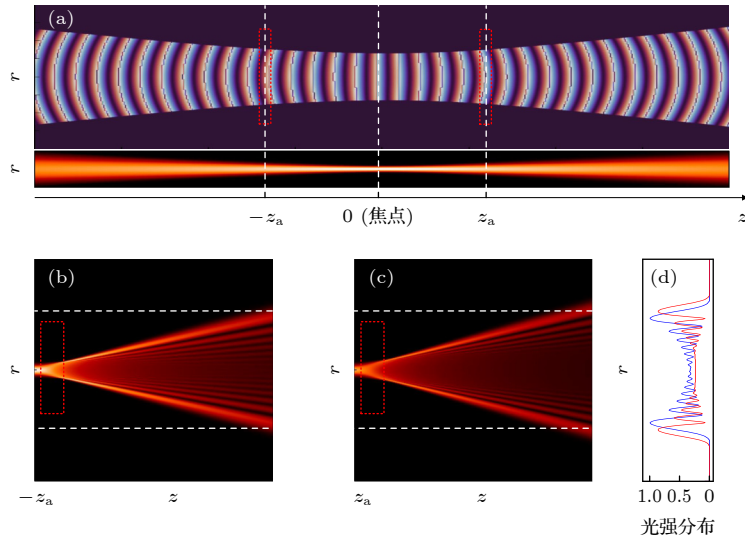


图 3 在焦点左右相同位置相干彩虹不对称的定性分析 (a) 在焦点附近波阵面和光强分布示意图; (b) 样品位于焦点前 ($-z_a$) 的干涉环模拟图; (c) 样品位于焦点后 (z_a) 的干涉环模拟图, 在焦距前后相同距离, 焦点后的干涉环尺寸大于焦点前 (白色虚线), 红色虚线框是装有液体样品的比色皿; (d) 样品位于焦点前 $-z_a$ (蓝色曲线) 和焦点后 z_a (红色曲线), 干涉环的纵向光强分布图

Fig. 3. Qualitative analysis of the asymmetry of the coherent rainbows when the sample is located at the same distance on the left and right of the focus: (a) Schematics of the wavefront and the light intensity distribution of a Gaussian beam around the focal point. (b), (c) Simulation pattern of the interference rings with the sample being located in the incident plane $-z_a$ (z_a) on the left (right) side of the focal point. The size of the interference rings with the sample on the right side is larger than that on the left side, as indicated by the white dash lines. The red dotted frame shows the cuvette which contains the liquid sample. (d) The longitudinal light intensity distribution of the interference rings of the sample on the left side (blue curve) and right side (red curve) of the focal point.

方向相同而光程不同. 如果它们的路程差是半波长的偶数倍, 则干涉相长, 构成亮环; 如果路程差是半波长的奇数倍, 则干涉相消, 构成暗环. 径向梯度的最大值对应最大偏折角度, 记作 θ_{\max} . θ_{\max} 决定了干涉环的最外环的大小 (即出射方向) [17].

接下来, 分别选取 $-z_a$ 和 z_a 作为样品的中心 (在焦距前后相同距离), 进行定性说明. 显然, 光强关于焦点对称, 即样品在 $-z_a$ 和 z_a 上, 液体的局部温度变化 ΔT (附加折射率为 Δn) 为相同的钟形分布, 因此由附加折射率 Δn 造成的折射角 $\theta_{1a} = \theta_{1b}$. 在焦点前, 光波波阵面为汇聚球面波, 造成的偏折角度 θ_{2a} 与 θ_{1a} 异号; 而在焦点后, 光波波阵面为发散球面波, 偏折角度 θ_{2b} 与 θ_{1b} 同号. 此外, 考虑到由衍射效应所产生的光束的发散角 $\theta_{3a} < \theta_{3b}$, 因此得到的最大偏折角 $\theta_{\max a} = (\theta_{1a} - \theta_{2a} + \theta_{3a})_{\max} < \theta_{\max b} = (\theta_{1b} + \theta_{2b} + \theta_{3b})_{\max}$, 即在焦距前后相同距离, 焦点后的相干彩虹尺寸大于焦点前. 因此, 焦点前后光波波阵面的曲率差异是相干彩虹不对称的原因. 图 3(b) 和图 3(c) 分别为样品中心位于 z_a 和 z_b 时的干涉环模拟图, 与实验结果符合得很好, 证明了本文提出的物理机制.

上述分析只是定性解释了样品位于焦点前后相同距离时的相干彩虹大小, 焦点前样品产生的相干彩虹尺寸小于焦点后. 下面构建了一个包含波前曲率和热透镜效应的函数, 通过参数拟合, 得到了相干彩虹尺寸随样品位置的关系. 将由激光加热产生的非线性介质当作一个不理想的凹透镜, 激光通过凸透镜聚焦照射到凹透镜, 其曲率可表示为 $1/R = 1/R' + 1/f$, 其中 R 为激光入射到凹透镜时的波前曲率, R' 为激光从凹透镜出射后的曲率, $f(z)$ 为凹透镜的焦距. 激光入射到凹透镜时的波前曲率半径为 $R(z) = (z - f_0) + (\pi w_0^2/\lambda)^2(z - f_0)^{-1}$. 当样品沿着光轴运动时, 凹透镜的焦距 $f(z)$ 也随之改变, 可表示为 $f(z) = -e^{\frac{(z-f_0)^2}{\alpha^2}}$. 由此得到激光经组合透镜出射后的曲率关系式:

$$\begin{aligned} 1/R'(z) &= 1/R(z) - 1/f(z) \\ &= \frac{1}{(z - f_0) + \beta \cdot [1/(z - f_0)]} + e^{-\frac{(z-f_0)^2}{\alpha^2}}, \quad (2) \end{aligned}$$

其中, f_0 为凸透镜的焦距, α 反映了热凹透镜的焦距大小. 由上述关系式拟合得到的横向和纵向向下发散角 (图 4(a) 和图 4(b) 红色曲线) 与实验数据吻合较好, 其中 $\alpha_{1d}/\alpha_t \approx 1.4$.

本文还考虑了激光加热导致的液体不稳定性, 也就是对流, 其使得液体温度分布不再呈现轴对称, 如图 4(c) 所示, 因此造成横向和纵向上的热凹透镜的焦距不再相同. 在以前的处理中 [18], 简单认为对流使得上下液体的导热率有差别, 这里用热传导对流方程做了更符合实际情况的数值模拟. 在纵向上半轴上, 由于下方温度较高, 上方温度较低, 其密度差 (低密度流体支撑高密度流体) 将产生浮升力 (瑞利不稳定性), 进而引起对流 (图 4(c) 白色带箭头曲线). 由于对流效应, 使得液体纵向上半部分温度梯度 (图 4(d) 蓝色箭头对应区域) $<$ 横向温度梯度 (图 4(e) $<$ 纵向下半部分温度梯度 (图 4(d) 红色箭头对应区域), 造成纵向向上发散角 $\theta_u <$ 横向发散角 $\theta_t <$ 纵向向下发散角 θ_d , 从而产生了卵圆形的不对称相干彩虹. 其中, o 为光轴中心, 光传播方向为 z 坐标, 垂直于传播方向的平面为 xoy , x 和 y 分别为横纵坐标, 图 4(f) 和图 4(g) 分别为平面 yoZ 和 xoy 的干涉环模拟图, 与实验观察到的干涉环基本相符.

综上, 由附加折射率 Δn 造成的折射角 θ_1 关于焦点呈钟形分布, 由波前曲率和衍射效应产生的偏折角度 $\theta_2 + \theta_3$ 为单调递增函数, 三者共同作用产生的发散角关于 z 的关系如图 4(a) 和图 4(b) 所示. 由于透镜的作用, 在焦点处的温度分布最陡, 温度梯度的最大值最大, 在焦点右侧, 虽然温度梯度的最大值在减小, 但由波前曲率和衍射效应产生的偏折角度 $\theta_2 + \theta_3$ 在增大, 因此偏折角最大值出现在焦点右侧某个位置. 在这个位置往右, 由于 $\theta_2 + \theta_3$ 的增大量小于由附加折射率 Δn 造成的折射角 θ_1 的减小量, 偏折角开始变小, 但由于波前曲率和衍射效应的作用, 减小速度比左侧较慢.

用非高斯分布的光加热样品时, 样品的温度分布不再是钟形分布, 因此会产生不同形状的相干彩虹 (参见补充材料和 video-1 (online)). 另外, 由于液体吸收造成的能量损失和光束在液体中的发散, 光强沿激光传播方向的分布是不均匀的. 这也是造成焦点前后相干彩虹不对称的一个原因.

3.2 由气泡产生的相干彩虹内部暗区和衍射环

如图 2(e) 所示, 放大相干彩虹内部暗区, 观察到了内疏外密的衍射环. 由于激光光轴中心能量最大, 因此在光路中心生成了大量气泡 [20]. 它们散射了

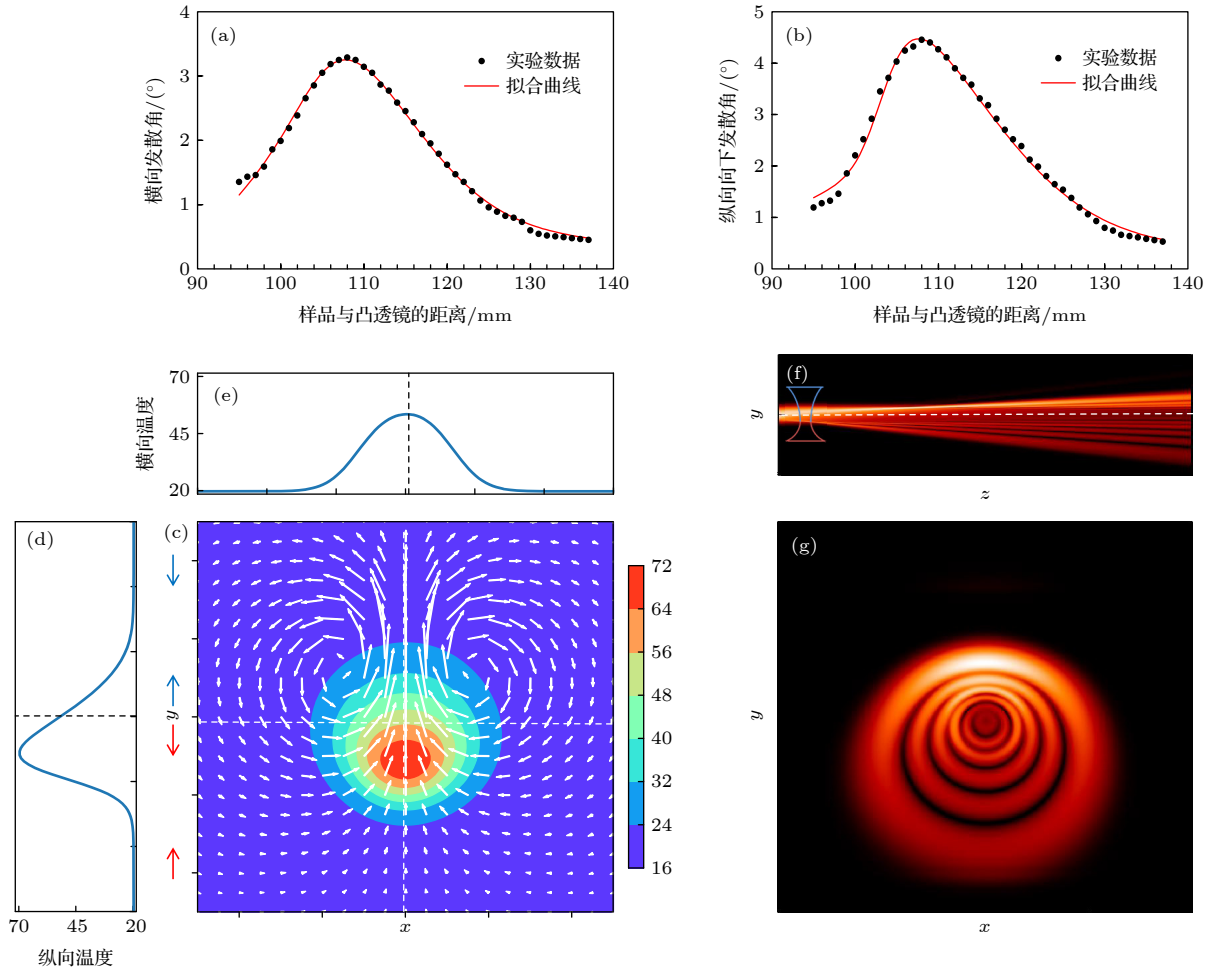


图 4 不对称相干彩虹的形成机制 (构建一个包含波前曲率和热透镜效应的函数, 通过参数拟合得到干涉环尺寸随样品位置的关系) (a) 样品距离凸透镜不同位置, 干涉环横向发散角 θ_t 的实验数据和拟合曲线; (b) 样品距离凸透镜不同位置, 干涉环纵向发散角 θ_d 的实验数据和拟合曲线; (c) 液体中的温度分布和液体对流图; (d) 液体纵向温度分布曲线, 液体纵向上半部分温度梯度 (蓝色箭头对应区域) 小于纵向下半部分温度梯度 (红色箭头对应区域), 从而产生了上小下大的不对称干涉环; (e) 液体横向温度分布曲线; (f) 在平面 yoz 的干涉环模拟图; (g) 在平面 xoy 的干涉环模拟图

Fig. 4. Mechanism behind the dependence of the coherent rainbows on the sample position. A function including wavefront curvature and thermal lens effect is constructed. The relationship between the size of the interference rings and the position of the sample is obtained by parameter fitting. (a), (b) The experimental data and fitting results of the transverse “up” divergence angle θ_u (the longitudinal “down” divergence angle θ_d) vs. sample position d relative to the lens; (c) temperature distribution in the liquid sample and the convection diagram; (d), (e) longitudinal (transverse) temperature distribution in the liquid, note that the temperature gradient in the upper half of the liquid is smaller than that in the lower half, resulting in up-down asymmetry of the interference rings; (f), (g) simulation diagram of interference rings in plane yoz (plane xoy).

大部分的光, 因此相干彩虹内部存在一个暗区. 而暗区内疏外密的环和泊松亮斑则是由气泡衍射形成的. 图 5(a)—(c) 模拟了位于光轴中心位置的单个衍射气泡衍射 (左侧为气泡形状和相对光束中心的位置示意图, 中部为成像屏上的衍射图像, 右侧为纵向光强分布). 实际上, 光轴中心产生的气泡非常多而非只有一个, 为简化模拟, 将这些气泡的整体轮廓等效为一个边缘粗糙的圆盘, 图 5(d)—(f) 模拟了位于光轴中心位置的粗糙气泡衍射. 由于多个衍射气泡造成的边缘轮廓不再是轴对称的,

因此削弱了中心的泊松亮斑. 又因为存在对流, 这些衍射气泡分布中心位于激光光轴中心偏上位置, 模拟得到的衍射如图 5(g)—(i) 所示, 可以看到下半部分的衍射环强度大于上半部分, 与实验观察到的内部暗区衍射环 (图 2(e)) 相符. 另外, 在焦点左侧有一个亮环叠加在相干环上. 其中心位于光轴中心偏下, 越靠近焦点, 亮环尺寸越大 (图 2(b)). 这是由于这些气泡的整体轮廓边缘反射了部分光, 形成了中空亮环. 而在焦点右侧, 入射光照射在气泡上时已发散, 因此无法观察到亮环.

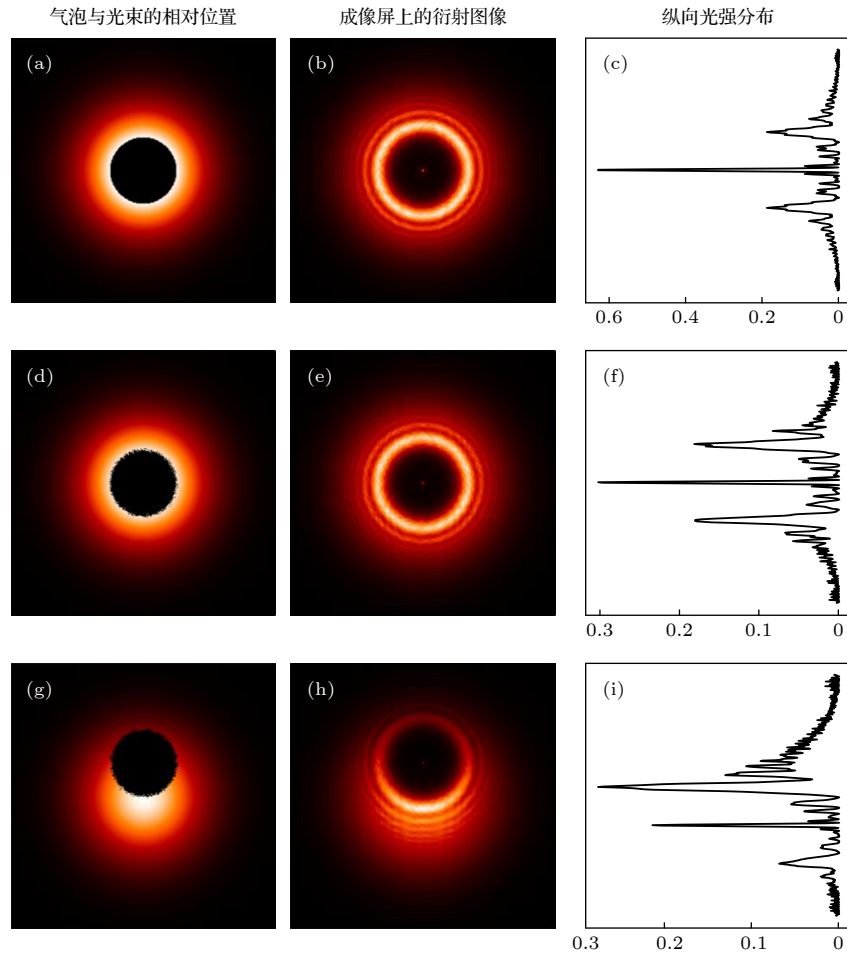


图 5 衍射图案和泊松亮斑依赖于气泡和激光束的相对位置. 由于激光光轴中心能量密度最大, 因此在光路中心生成了大量气泡. 将这些气泡的整体轮廓等效为一个边缘粗糙的气泡. (a)–(c) 位于光轴中心位置的单个光滑气泡 (左) 以及相应的干涉图案 (中) 和纵向光强分布图 (右); (d)–(f) 位于光轴中心位置的粗糙气泡 (左) 以及相应的干涉图案 (中) 和纵向光强分布图 (右); (g)–(i) 位于光轴中心偏上位置的粗糙气泡 (左) 以及相应的干涉图案 (中) 和纵向光强分布图 (右)

Fig. 5. Diffraction pattern and the Poisson-type bright spot depend on the relative position of the bubbles and the laser beam. Due to the maximum energy density in the center of the laser beam, a large number of bubbles are generated in the center of the optical path. The overall contour of these bubbles is equivalent to a bubble with rough edges. (a)–(c) A “smooth” bubble is located at the center of the optical axis (left panel), together with its interference pattern (central panel) and light distribution along the longitudinal direction (right panel); (d)–(f) a “smooth” bubble is located at above the center of the optical axis (left panel), together with its interference pattern (central panel) and light distribution along the longitudinal direction (right panel); (g)–(i) a “rough” bubble is located at above the center of the optical axis (left panel), together with its interference pattern (central panel) and light distribution along the longitudinal direction (right panel).

4 结 论

将白光激光聚焦照射不同液体, 同时产生了许多光学现象: 明亮的外部有内密外疏的干涉环 (相干彩虹), 而且具有上下不对称性和依赖于相对焦点位置的不对称性, 而暗淡的内区有内疏外密的衍射环, 还有泊松亮斑. 本文对此给出了定量解释. 在激光光轴中心分布着一系列气泡, 使经过 (其整体尺寸) 的光束产生类似于圆盘衍射的内疏外密的干涉 (波动光学). 远离气泡的部分光束加热使液体

局部温度分布发生改变, 影响了折射性质, 形成了光程差, 从而使不同波长的光各自发生干涉, 形成内密外疏的相干彩虹 (热透镜效应). 干涉环沿光轴方向在焦点前后不对称是由于焦点前激光的波前曲率为负, 焦点后波前曲率为正. 干涉环形状呈上下不对称的卵圆形则由对流效应产生.

参考文献

- [1] Zolot'ko A S, Kitaeva V F, Kroo N, Sobolev N, Chillag L 1980 *JETP Lett.* **32** 158

- [2] He K X, Abeleldayem H, Sekhar P C, Venkateswarlu P, George M C 1991 *Opt. Commun.* **81** 101
- [3] Pilla V, Munin E, Gesualdi M R R 2009 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **11** 105201
- [4] Wang W H, Wu Y L, Wu Q, Hua J J, Zhao J M 2016 *Sci. Rep.* **6** 22072
- [5] Wang X, Yan Y F, Cheng H, Wang Y H, Han J B 2018 *Mater. Lett.* **214** 247
- [6] Hu L L, Sun F, Zhao H, Zhao J M 2019 *Opt. Lett.* **44** 5214
- [7] Jiang Y Q, Ma Y, Fan Z Y, Wang P, Li X H, Wang Y W, Zhang Y, Shen J Q, Wang G, Yang Z J, Xiao S, Gao Y, He J 2018 *Opt. Lett.* **43** 523
- [8] Shi B X, Miao L L, Wang Q K, Du J, Tang P H, Liu J, Zhao C J, Wen S C 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 151101
- [9] Jia Y, Liao Y L, Wu L M, Shan Y X, Dai X Y, Cai H Z, Xiang Y J, Fan D Y 2019 *Nanoscale* **11** 4515
- [10] Wang Y N, Tang Y J, Cheng P H, Zhou X F, Zhu Z, Liu Z P, Liu D, Wang Z M, Bao J M 2017 *Nanoscale* **9** 3547
- [11] Wu Y L, Wu Q, Sun F, Cheng C, Meng S, Zhao J M 2015 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **112** 11800
- [12] Wu L M, Xie Z J, Zhao J L, Wang Y Z, Jiang X T, Ge Y Q, Zhang F, Lu S B, Guo Z N, Liu J, Xiang Y J, Xu S X, Li J Q, Fan D Y, Zhang H 2018 *Adv. Opt. Mater.* **6** 1700985
- [13] Zhang Q, Cheng X M, He B, Ren Z Y, Zhang Y, Chen H W, Bai J T 2018 *Opt. Laser Technol.* **102** 140
- [14] Yao J J, Cheng X M, Zhang Q, Tang X J, Chen H W, Bai J 2019 *J. Phys. Chem. Lett.* **10** 6213
- [15] Sun T J, Shang Y X, Qian X, Ji Y 2018 *Acta. Phys. Sin.* **67** 034205 (in Chinese) [孙天娇, 尚雅轩, 钱轩, 姬扬 2018 物理学报 **67** 034205]
- [16] Sun T J, Qian X, Shang Y X, Liu J, Wang K Y, Ji Y 2018 *Sci. Bull.* **63** 531
- [17] Sun T J, Qian X, Shang Y X, Liu J, Wang K Y, Ji Y 2018 *Acta. Phys. Sin.* **67** 184204 (in Chinese) [孙天娇, 钱轩, 尚雅轩, 刘剑, 王开友, 姬扬 2018 物理学报 **67** 184204]
- [18] Shi T T, Qian X, Sun T J, Cheng L, Dou R J, Liu L Y, Ji Y 2021 *Chin. Phys. B* **30** 124208
- [19] Wolfgang Demtroder (translated by Ji Y) 2012 *Laser Spectroscopy* (Volume I): *Basic Theory* (Beijing: Science Press) pp338–341 (in Chinese) [沃尔夫冈·戴姆特瑞德 著 (姬扬译) 2012 激光光谱学(第I卷): 基础理论 (北京: 科学出版社) 第338–341页]
- [20] Zhang Q H, Qiu Y, Lin F, Niu C, Zhou X F, Liu Z P, Alam M K, Dai S Y, Zhang W, Hu J T, Wand Z M, Bao J M 2020 *Nanoscale* **12** 7190

Formation mechanism of coherent rainbows (II)*

Shi Ting-Ting¹⁾²⁾ Qian Xuan¹⁾²⁾ Shang Ya-Xuan¹⁾²⁾ Ji Yang^{1)2)†}

1) (*State Key Laboratory of Superlattices and Microstructures, Institute of Semiconductors,
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China*)

2) (*Center of Materials Science and Optoelectronics Engineering, University of Chinese Academy of Sciences,
Beijing 100049, China*)

(Received 13 March 2022; revised manuscript received 7 April 2022)

Abstract

When white light laser is focused on liquids, colorful interference rings with different shapes, i.e. “coherent rainbows” can be seen. The formation mechanism of such coherent rainbows is described as follows. The laser heating changes the local temperature distribution of the liquid, which affects the refractive index locally and thus the optical path difference, i.e. thermal lens effect which may cause the laser to go off at large angles. The curvature of the laser wavefront and the convection and bubbles in the liquid can also play some roles as reported here. The wave front curvature results in the asymmetry of the coherent rainbows in the near of the focal point because the wave front curvature in front of the focal point is negative and the wave front curvature in the rear of the focal point is positive. The coherent rainbow has an oval shape with up-down asymmetry because convection in the locally heated liquid leads to an asymmetric temperature distribution. We construct a function including wave front curvature and thermal lens effect, and obtain the relationship between the size of the coherent rainbows and the position of the sample. As a result of the liquid instability induced by the laser heating, the temperature distribution in the liquid is no longer axisymmetric, thus, the focal length of the transverse and longitudinal thermal concave lens are no longer the same. The fitting results accord well with the experimental observations that the coherent rainbows change faster (slower) in front of (rear) the focal point and the longitudinal and transverse dimension of the coherent rainbow are different. Many tiny bubbles are generated in water in the center of the laser beam, forming a local “black barrier” which explains the observation that there are diffraction rings and Poisson-type bright spots in the dark area of the coherent rainbows. The coherent rainbows can be observed in many liquids where the shape and number of rings of coherent rainbows depend on liquid properties such as density, viscosity and thermal conductivity.

Keywords: coherent interference, diffraction, bubble, Poisson bright spot

PACS: 42.25.-p, 42.25.Kb, 42.25.Fx

DOI: [10.7498/aps.71.20220455](https://doi.org/10.7498/aps.71.20220455)

(II): Sun Tian-Jiao, Qian Xuan, Shang Ya-Xuan, Liu Jian, Wang Kai-You, Ji Yang. [Formation mechanism of coherent rainbows](#). *Acta Phys. Sin.*, 2018, 67(18): 184204.

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12174378, 12004376).

† Corresponding author. E-mail: jiyang@semi.ac.cn