

C₆₀溶液中的暗空间光孤子及其 诱导的柔性光波导

李淳飞 洪 涛

(哈尔滨工业大学物理系, 哈尔滨 150001)

(1995 年 8 月 15 日收到; 1995 年 11 月 6 日收到修改稿)

利用 Ar⁺ 激光在 C₆₀ 甲苯溶液中产生的自散焦效应观察到暗空间光孤子以及由它诱导出的柔性光波导现象. 通过对非线性薛定谔方程的数值计算, 模拟了暗空间孤子的形成过程, 获得与实验相符的结果.

PACC: 4265S

1 引 言

自从 1973 年 Hasegawa 和 Tappert 预言在 Kerr 型光学介质中存在着以非线性薛定谔 (NLS) 方程描述的时间光孤子^[1]以来, 人们不仅以实验证实了时间光孤子的存在^[2], 而且预言和实现了空间光孤子^[3-5]. 空间光孤子主要表现为光束的横向结构在空间不扩散的现象, 它起因于光束的衍射与非线性的自聚(散)焦两种效应的平衡. 空间光孤子也服从 NLS 方程, 所不同的只是其自变量皆用空间坐标描述. 人们预期空间光孤子在光通信和光计算领域有着重要的应用前景. 现已设计出光开关、光扫描器、光互联器、定向耦合器、可控的“柔性光波导”等空间光孤子器件^[6,7].

本文报道了在 C₆₀ 甲苯溶液中利用 Ar⁺ 激光的热致自散焦效应观察到暗空间孤子, 并在暗空间孤子形成的高折射率薄层中导入 He-Ne 探测光, 观察到柔性波导现象.

2 基本理论

光强为 I 的连续激光入射 C₆₀ 溶液介质, 引起温升 ΔT 而导致介质的折射率变化

$$n = n_0 + \Delta n = n_0 + \frac{dn}{dT} \Delta T, \quad (1)$$

其中 dn/dT 为折射率温度系数. 在单位体积的介质中热量 q 随时间的变化主要取决于吸热作用与热传导作用

$$\frac{dq}{dt} = \alpha I - k \nabla^2 T, \quad (2)$$

其中 α 为吸收系数, k 为热传导系数. 当系统达到平衡时, $dq/dt = 0$, 考虑一维情况, 则介质的温升为

$$\Delta T = \frac{\alpha}{k} \iint I(x) d^2 x. \quad (3)$$

考虑到光孤子的尺寸 x_0 远小于光斑的尺寸, 即 $x_0 \ll \omega_0$; 而且孤子的强度变化幅度远小于高斯光束中心部分的强度, 故 $I(x)$ 在孤子尺度范围内可视为常数而提出积分之外, 因此

$$\Delta T = \frac{\alpha x_0^2}{k} I. \quad (4)$$

将(4)式代入(1)式得到

$$n = n_0 + \frac{dn}{dT} \left(\frac{\alpha x_0^2}{k} \right) I. \quad (5)$$

因为 $I = \frac{1}{2} c \epsilon_0 n_0 |E|^2$, 若设

$$n_2 = \frac{dn}{dT} \left(\frac{c \epsilon_0 n_0 \alpha x_0^2}{2k} \right), \quad (6)$$

则公式 $n = n_0 + n_2 |E|^2$ 可近似用以描述孤子尺度范围内热自散焦介质 ($n_2 < 0$) 的折射率^[8,9], E 为光场振幅.

暗空间光孤子传播的 NLS 方程(忽略介质损耗)为^[10]

$$i \frac{\partial \epsilon}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \zeta^2} - 2 |\epsilon|^2 \epsilon = 0, \quad (7)$$

其中 $\epsilon = E/E_0$ 为归一化场振幅, $\xi = z/z_0$ 为归一化纵向坐标, $\zeta = x/x_0$ 为归一化横向坐标. 这里 E_0 为场的最大振幅, $z_0 = 2 n_0 / (\beta \cdot |n_2| \cdot |E_0|^2)$ 为孤子传播的特征尺度, $x_0 = n_0^{1/2} / (\beta \cdot |n_2|^{1/2} \cdot |E_0|)$ 为孤子宽度的特征尺度, n_0 为线性折射率, β 为光在介质中的传播常数. 用逆散射方法可解得此方程的单孤子解为^[11]

$$\epsilon(\xi, \zeta) = \frac{(\lambda + i\nu)^2 + \exp Z}{1 + \exp Z} \exp(-2i\xi), \quad (8)$$

其中 $Z = 2\nu(\zeta - 2\lambda\xi)$, $\nu^2 = 1 - \lambda^2$, ν 和 λ 分别表征孤子的暗度(darkness)和速度. (8)式是暗孤子(dark soliton)场分布的解析表达式, 可见在孤子的对称中心处存在着相位跃变. 暗孤子的基阶解分为两种情况: 当 $\lambda = 0$ 时称为黑孤子(black soliton), 相位跃变为 π ; 当 $\lambda \neq 0$ 时称为灰孤子(gray soliton), 这时孤子具有横向速度 2λ . 从(8)式中还可以看出, 暗孤子的亮背景是无限宽的平面波, 但是实验中的暗孤子实际是以宽度有限的高斯光束为背景的^[12], 所以我们在理论模拟时以高斯光束入射为条件对方程(7)进行数值求解.

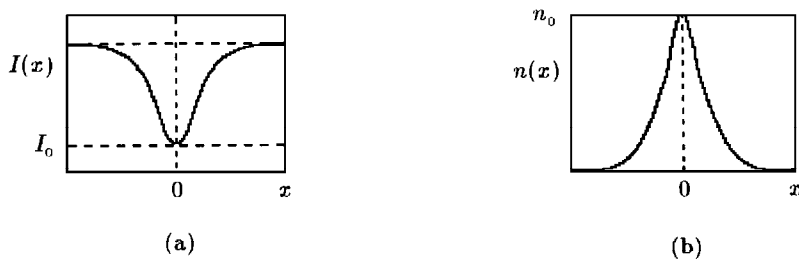


图1 基阶暗空间光孤子的示意图 (a)横向光强分布;(b)孤子诱导的横向折射率分布

由(8)式可得到基阶暗孤子的光强分布,如图 1(a)所示.由于所讨论的介质是自散焦的,该光强分布能诱导出如图 1(b)所示的折射率分布.因此在介质中形成一个高折射率的薄层,具有平面光波导的作用^[6].该波导的结构可随孤子的变化而改变,故称之为柔性波导(**flexible waveguide**).

3 暗空间孤子的实验与模拟

实验光路如图 2 所示.用波长为 514.5 nm 和直径为 2 mm 的 Ar^+ 连续激光束作为暗孤子的背景光,以 C_{60} 甲苯溶液为非线性介质,盛于厚度为 4 cm 的样品池中.它的热致光学非线性较强,测得 $n_2 \approx 3 \times 10^{-12}\text{ m}^2/\text{V}^2$.将一厚度为 $250\text{ }\mu\text{m}$ 的薄玻璃片 A 横切光束的一半,在光束波面上形成一个相位跃变.再通过焦距为 10 cm 的柱透镜将圆形光束变成一矩形光束.此矩形光束在样品介质中传播时激发出暗空间光孤子.最后用 CCD 相机记录孤子的强度分布.当围绕切光边转动玻璃片时,可改变相位跃变的大小,从而观察到不同灰度的暗空间光孤子.

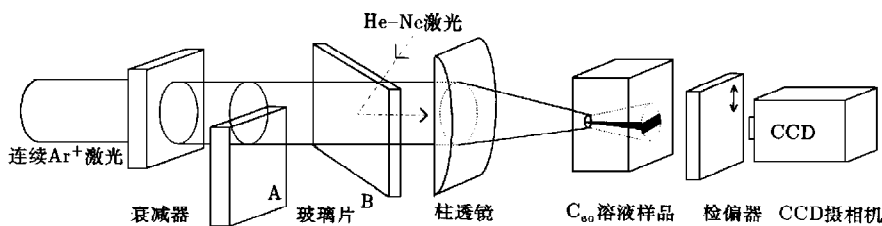


图 2 在 C_{60} 甲苯溶液中观察暗空间光孤子和柔性光波导的实验装置

实验中,首先用很弱的 Ar^+ 激光照射样品,可观察到光束经玻璃片衍射而形成较宽的暗带,如图 3(a)所示,此为线性光学现象.随着入射光强的增加,暗带逐渐变窄,当入射光功率达到 47 mW 时,暗带的宽度约为 $57\text{ }\mu\text{m}$,如图 3(b)所示.这时改变介质的厚度,暗带的宽度基本不变,由此可断定已形成暗空间光孤子.

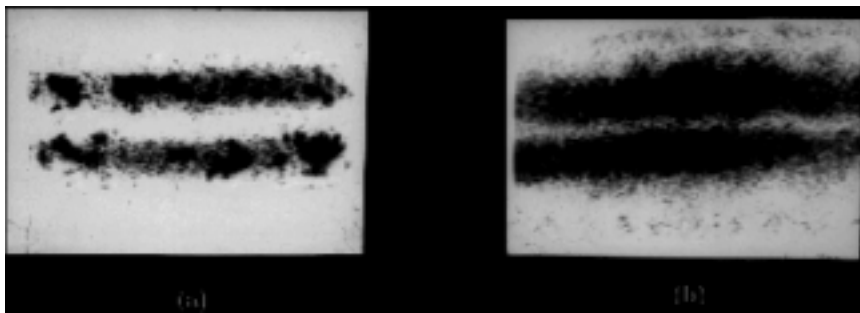


图 3 两种暗带光强分布照片比较 (a)低光强下由线性衍射效应形成的宽暗带;(b)高光强下相应于暗空间孤子的窄暗带,带宽为 $57\text{ }\mu\text{m}$

将实验参数代入方程(7), 并采用高斯光束的边界条件, 数值模拟了暗空间光孤子形成的过程. 图 4(a) 绘出在弱光情况下仅有线性衍射作用时的光场分布. 此时干涉形成的暗带比较宽. 在强光作用下自散焦作用抑制了衍射作用而形成较窄的光孤子暗带, 如图 4(b) 所示. 算得此光孤子的宽度为 $50\text{ }\mu\text{m}$, 与实验值相近.

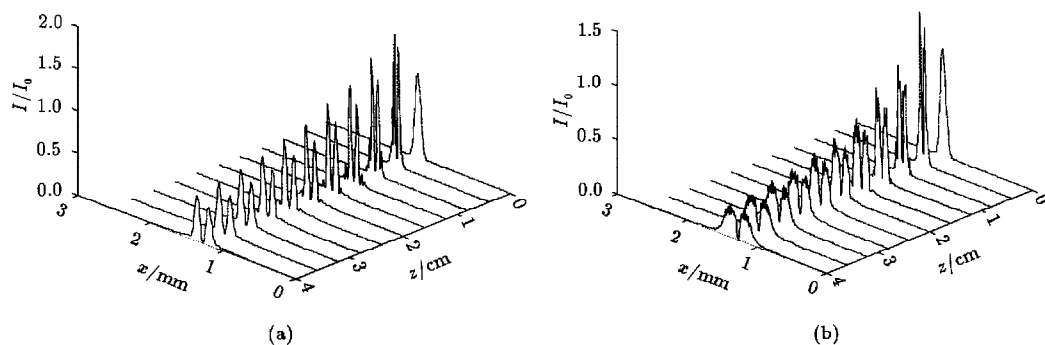


图 4 用 NLS 方程数值计算获得的光束在 C_{60} 溶液中传输的光强空间分布图 (a) 在低入射光强下仅有线性衍射作用; (b) 在高光强下形成宽度为 $50\text{ }\mu\text{m}$ 的暗空间光孤子

理论计算结果与实验结果略有差别. 误差产生的原因有两个, 一是在数值计算中忽略了介质对光的吸收, 二是所考虑的自散焦效应起源于非局域性的热光非线性, 而不是局域性的 Kerr 效应.

为了观察灰孤子的运动, 我们转动玻璃片 A, 使相位跃变值变化而形成不同灰度的暗孤子. 因为不同灰度的暗孤子具有不同的横向速度, 使孤子的暗带沿垂直于它的方向移动的距离不同, 实验结果如图 5(a) 和 (b) 所示. 这也与我们的数值模拟结果基本符合.

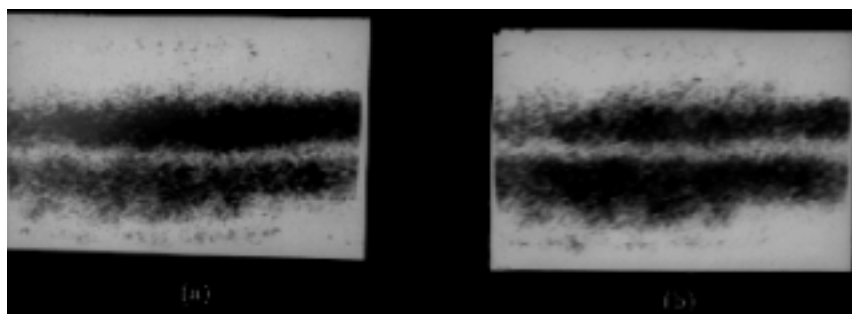


图 5 由转动玻璃片得到的相应于不同相位跃变的灰孤子的暗带移动照片

4 暗空间孤子诱导柔性波导实验

在图 2 所示的实验装置中我们用玻璃片 B 引入一束强度很弱(不会引起孤子畸变)的 He-Ne 光, 使之在孤子的暗带中传播. 为了便于把 Ar^+ 光与 He-Ne 光区分开, 使这两束光

的偏振方向正交,再用检偏器分检.实验中观察到在暗孤子诱导的波导薄层中有 He-Ne 光通过(由于该实验的耦合效率不太高,导波光强比较弱).当转动玻璃片时,可见孤子诱导的波导层发生移动,导波也随之移动,这就是柔性波导现象,如图 6(a)和(b)所示.

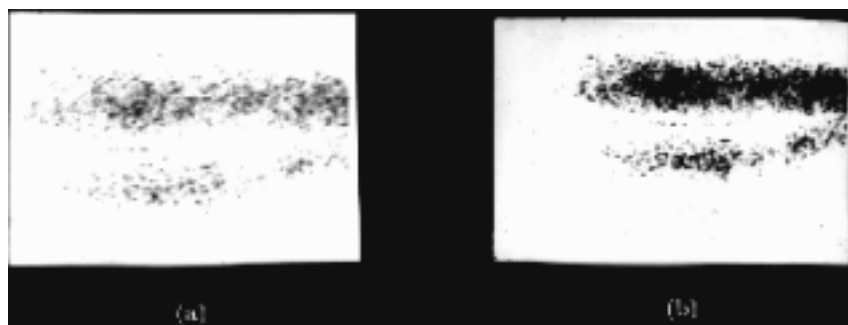


图 6 由转动玻璃片得到的相应于不同相位跃变的柔性波导的移动照片(可见其中的导波随之移动)

衷心感谢哈尔滨工业大学物理系非线性光子学研究室对本工作的支持,特别是杨琨和杨森在实验技术上的帮助、刘树田在图像处理工作中的帮助、王玉晓在非线性系数测量上的帮助以及与徐建东和张学如的有益讨论.

- [1] A. Hasegawa and F. Tappert, *Appl. Phys. Lett.*, **23**(1973), 17.
- [2] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen and J. P. Gordon, *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 1095.
- [3] Pierre-Andre Belanger and Pierre Mathieu, *Appl. Opt.*, **26**(1987), 111.
- [4] Huber Jerominek, Claude Delisle and Real Tremblay, *Appl. Opt.*, **25**(1986), 732.
- [5] G. A. Swartzlander Jr., D. R. Andersen, J. J. Regan *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 1538.
- [6] B. Luther-Davies and X. Yang, *Opt. Lett.*, **17**(1992), 1755.
- [7] B. Luther-Davies and Y. Xiaoping, *Opt. Lett.*, **17**(1992), 496.
- [8] G. A. Swartzlander Jr., D. R. Andersen, J. J. Regan *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 1583.
- [9] G. A. Swartzlander Jr. And C. T. Law, *Phys. Rev. Lett.*, **69**(1992), 2503.
- [10] C. Bosshard, P. V. Mamyshev and George I. Stegemen, *Opt. Lett.*, **19**(1994), 90.
- [11] Y. S. Kivshar, *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**(1993), 250.
- [12] W. J. Tomlinson, R. J. Hawkins, A. M. Weiner *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B6**(1989), 329.

DARK SPATIAL OPTICAL SOLITON AND SOLITON-INDUCED FLEXIBLE WAVEGUIDE IN C₆₀ SOLUTION

LI CHUN-FEI HONG TAO

(*Department of Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001*)

(Received 15 August 1995; revised manuscript received 6 November 1995)

ABSTRACT

The phenomena of dark spatial optical soliton and soliton-induced flexible optical waveguide have been observed, which are induced by thermal self-defocusing effect of Ar⁺ laser beam in C₆₀-toluene solution. The numerical simulations of the formation process of dark spatial soliton using the nonlinear Schrödinger equation are consistent with the experimental results.

PACC: 4265S