

# 非局域自散焦克尔介质中空间光暗孤子成丝的理论实验研究\*

王靖 郑一周 周罗红 杨振军 陆大全 郭旗 胡巍†

(华南师范大学信息光电子科技学院, 广州 510006)

(2011年7月12日收到; 2011年12月21日收到修改稿)

对非局域自散焦克尔介质中的空间光暗孤子成丝进行了研究. 理论上从非局域非线性理论模型出发, 数值模拟研究了非局域程度和吸收系数对暗孤子成丝的影响. 当入射背景光强一定时, 非局域程度越大成丝起始点越远、成丝数量越少; 而当入射背景光强与临界光强之比一定时, 非局域程度基本不影响成丝起始点以及成丝数量, 且非局域下的成丝数量与局域下一样. 此外, 当入射背景光强一定时, 吸收系数越大成丝数量越少. 实验上通过改变染料溶液的浓度以及背景光斑的椭圆率, 分别研究了样品浓度和背景光斑椭圆率对暗孤子成丝的影响. 当入射背景平均光强一定时, 样品浓度越小成丝数量越少, 背景光斑椭圆率越小成丝数量越少; 而当入射背景平均光强与临界光强之比一定时, 样品浓度基本不影响成丝数量. 在实验中还观察到了光学冲击波现象.

**关键词:** 非局域自散焦, 光暗孤子成丝, 光学冲击波

**PACS:** 42.65.Tg, 42.65.Jx, 47.40.-x

## 1 引言

孤子是非线性科学中的一个重要课题, 光孤子是孤子研究的重要对象. 它经历了从空间孤子到时间孤子、再到时空孤子, 从亮孤子到暗孤子, 从克尔型孤子到非克尔型孤子, 从局域孤子到非局域孤子等<sup>[1]</sup>. 1997年, Snyder和Mitchell<sup>[2]</sup>建立了强非局域自散焦克尔介质中空间亮孤子的线性模型, 得到了高斯孤子解. 随后, Conti等<sup>[3]</sup>发现向列相液晶是强非局域介质, 由此引发了人们对向列相液晶中亮孤子<sup>[4-8]</sup>的研究. Rotschild等<sup>[9]</sup>发现铅玻璃也是一种强非局域介质, 并且从中观察到了椭圆孤子和涡旋孤子, 在最近的研究中人们又从中观察到了表面孤子<sup>[10]</sup>.

在对非局域空间亮孤子进行研究的同时, 人们还对非局域空间暗孤子进行了大量研究. Krolkowski等<sup>[11]</sup>给出了非局域自散焦克尔介质中空间暗光孤子的解析解, 随后非局域暗孤子间

的相互吸引也得到了实验证实<sup>[12,13]</sup>. 最近, Conti等<sup>[14]</sup>在染料罗丹明B的甲醇溶液中观察到了暗孤子成丝现象, 该现象普遍存在于多种物理系统<sup>[15-17]</sup>中; 文献<sup>[18,19]</sup>还从中观察到了冲击波现象, 它也是一种普遍存在的现象.

本文开展了非局域自散焦介质中暗孤子成丝现象的研究. 理论上, 从非局域非线性理论模型出发, 运用数值模拟方法研究了非局域程度以及吸收系数对暗孤子成丝的影响. 实验上, 通过改变染料溶液的浓度研究了样品浓度对暗孤子成丝的影响, 实验中同时还观察到了冲击波现象. 此外, 还通过改变背景光斑的椭圆率(短轴与长轴之比), 发现椭圆率也会影响暗孤子成丝以及冲击波现象.

## 2 理论

(1+1)维傍轴光场包络 $\psi(X, Z)$ 在非局域自散焦克尔介质中的传输满足非局域非线性薛定谔方

\* 国家自然科学基金(批准号: 10804033, 11174090, 11174091)、广东省高等学校科技创新团队计划(批准号: 06CXTD005)和高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 200805740002)资助的课题.

† E-mail: huwei@scnu.edu.cn

程, 即

$$2ik \frac{\partial \psi}{\partial Z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2} - 2k^2 \frac{\Delta n}{n_0} \psi = -ik\alpha_0 \psi. \quad (1)$$

这里,  $k$  为波数,  $k = k_0 n_0$ , 其中  $k_0$  为真空中的波数,  $n_0$  为介质的线性折射率;  $\alpha_0$  为介质的吸收系数;  $\Delta n$  是由热致非线性效应引起的介质折射率改变, 满足如下热扩散方程<sup>[19]</sup>:

$$\frac{\partial^2 \Delta n}{\partial X^2} - \frac{1}{L_{\text{eff}}^2} \Delta n = -\gamma \frac{dn}{dT} |\psi|^2, \quad (2)$$

其中,  $L_{\text{eff}}$  为温度场在传输方向做抛物线近似后的特征长度,  $dn/dT$  为热致非线性系数,  $\gamma = \alpha_0 / (\rho_0 c_p D_T)$ ,  $\rho_0$  为材料密度,  $c_p$  为质量定压热容,  $D_T$  为热扩散系数. 方程 (2) 来源于稳态热传导方程, 也就是泊松方程. 方程 (1) 和 (2) 就是本文进行暗孤子成丝研究的非局域非线性理论模型.

为计算方便, 可引入以下归一化量:

$$\begin{aligned} \varphi &= \psi / \sqrt{I_0}, \\ x &= X / w_0, \\ z &= Z / L_d, \\ \delta n &= -k_0 L_d \Delta n, \end{aligned}$$

其中  $I_0$  为背景光强,

$$I_0 = 1 / (\gamma k_0 L_d L_{\text{eff}}^2 |dn/dT|);$$

$w_0$  为入射暗条纹宽度, 取为光强分布的半高全宽;  $L_d$  为衍射的特征长度, 也称瑞利距离,

$$L_d = kw_0^2.$$

将方程 (1) 和 (2) 分别归一化可得<sup>[13]</sup>

$$i \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \delta n \varphi = -i \frac{\alpha}{2} \varphi, \quad (3)$$

$$\delta n - \sigma^2 \frac{d^2 \delta n}{dx^2} = -|\varphi|^2. \quad (4)$$

这里

$$\alpha = \alpha_0 L_d;$$

$n_2$  为局域克尔系数,

$$n_2 = \gamma (dn/dT) L_{\text{eff}}^2;$$

$\sigma$  表征非线性介质的非局域响应程度,

$$\sigma = L_{\text{eff}} / w_0 = \sqrt{D_T \rho_0 c_p |n_2| / (\alpha_0 w_0^2 |dn/dT|)}.$$

$\sigma$  值越大表明非局域程度越强,  $\sigma$  值越小表明非局域程度越弱, 在  $\sigma \rightarrow 0$  的极限情况下, 该非局域模型将转化为局域的克尔非线性模型.

为了更深入地理解局域和非局域非线性效应, 运用傅里叶变换法解方程 (4) 可得<sup>[20]</sup>

$$\delta n(x) = - \int R(x - \xi) |\varphi|^2 d\xi, \quad (5)$$

其中  $R(x)$  为非线性介质的非局域响应函数,

$$R(x) = (1/2\sigma) \exp(-|x|/\sigma),$$

该指数衰减响应可以准确地描述介质的热扩散模型<sup>[21]</sup>. 可以证明, 在  $\sigma \rightarrow 0$  的极限情况下,

$$R(x) = \lim_{\sigma \rightarrow 0} (1/2\sigma) \exp(-|x|/\sigma) = \delta(x).$$

由 (5) 式可知, 此时折射率改变  $\delta n(x) = -|\varphi|^2$ , 这就是局域非线性效应. 当响应函数的宽度  $\sigma$  增大时, 从 (5) 式中折射率改变的卷积形式可以看出介质中任意一点对光场的响应不仅与该点的光场有关, 而且与周围点的光场也有关. 这说明任意一点的折射率改变由该点与周围点的光强共同决定, 这就是非局域非线性效应. 响应函数的宽度  $\sigma$  越大, 则涉及的周围点就越多, 也就是非局域程度越强. 非局域程度会影响折射率改变, 进而也会影响光束传输和暗孤子成丝. 在研究非局域程度影响暗孤子成丝之前, 先简要介绍暗孤子是怎样成丝的, 具体细节可参见文献 [14].

考虑一个暗孤子波形的光束在热致非局域自散焦克尔介质中的传输. 当背景光强较低时, 非线性效应弱于衍射效应, 暗条纹展宽. 随着背景光强的增加, 非线性效应增强, 暗条纹减弱展宽. 当背景光强达到孤子临界光强时, 非线性效应和衍射效应达到平衡, 暗条纹就会既不展宽、也不聚拢地传输, 这时就形成了暗孤子. 当背景光强大于临界光强时, 非线性效应大于衍射效应, 暗条纹慢慢聚拢. 而当背景光强远大于临界光强时, 非线性效应远大于衍射效应, 在此情况下暗条纹会很快聚拢到一个光场变化梯度极大点, 并在该点之后分裂成多个暗 (灰) 孤子传输, 这就是成丝. 背景光强越大, 成丝数量越多. 其实质是高阶暗孤子分裂成多个基模暗 (灰) 孤子. 下面研究非局域程度如何影响暗孤子成丝.

首先考虑无损耗 ( $\alpha = 0$ ) 情况下非局域程度对暗孤子成丝的影响. 运用牛顿迭代法求解方程 (3) 和 (4) 可得到不同传播常数下不同非局域程度的暗孤子的迭代解<sup>[20]</sup>

$$\varphi(x, z) = \varphi_0 u(x) \exp(-i\beta z), \quad (6)$$

其中,  $\varphi_0$  为振幅, 基模暗孤子的振幅  $\varphi_0 = 1$ ;  $\beta$  为传播常数. 在一般情况下, 可选取传播常数  $\beta = 1$

的孤子解作为初始输入. 保持入射背景光强  $I_{in}$  一定、改变非局域程度  $\sigma$ , 通过分步傅里叶法进

行暗孤子成丝的模拟传输. 图 1 所示为  $\varphi_0 = 20$ ,  $\sigma = 2.4, 3.2, 3.9$  时传输  $1L_d$  后暗孤子的成丝过程.

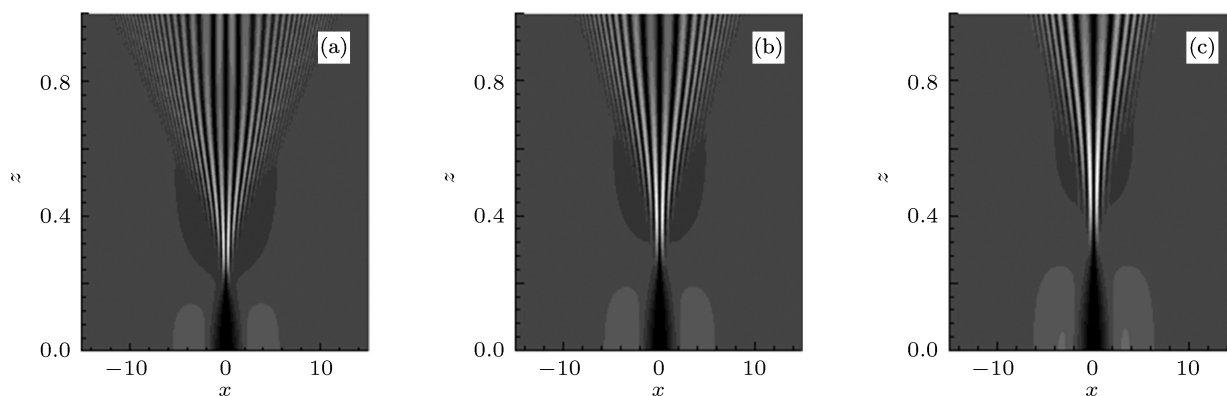


图 1 无损耗相同背景光强不同非局域程度下暗孤子成丝的数值模拟传输图 初始输入  $\varphi(x, z = 0) = \varphi_0 u(x)$ , 其中振幅  $\varphi_0 = 20$ . (a)  $\sigma = 2.4$ ; (b)  $\sigma = 3.2$ ; (c)  $\sigma = 3.9$

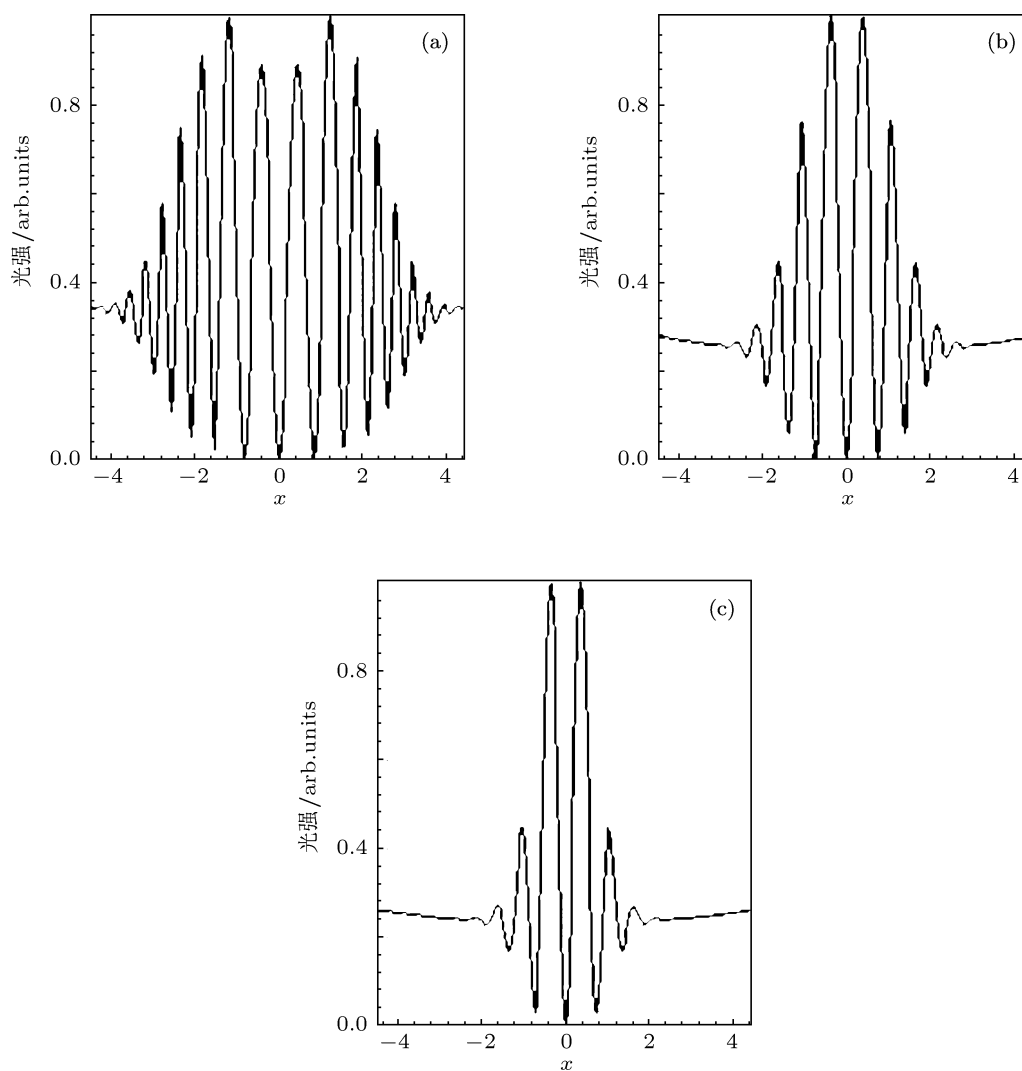


图 2 无损耗相同背景光强不同非局域程度下暗孤子成丝的光强分布  $Z = 0.5$ , 初始输入  $\varphi(x, z = 0) = \varphi_0 u(x)$ , 其中振幅  $\varphi_0 = 20$ . (a)  $\sigma = 2.4$ ; (b)  $\sigma = 3.2$ ; (c)  $\sigma = 3.9$

从图 1 可以看出, 非局域程度越小, 成丝起始点越近、成丝数量越多. 这是因为非局域程度越小, 暗孤子临界光强  $I_c$  越小 [22]. 所以在入射背景光强一定时, 非局域程度越小, 非线性效应相对而言就

越强, 暗条纹越容易汇聚, 成丝起始点就越近, 成丝数量也越多. 这一结果也可以从折射率改变的卷积形式来理解. 介质的非局域响应会展宽、平滑光场, 会减弱非线性效应, 并且非局域程度越大, 减弱的

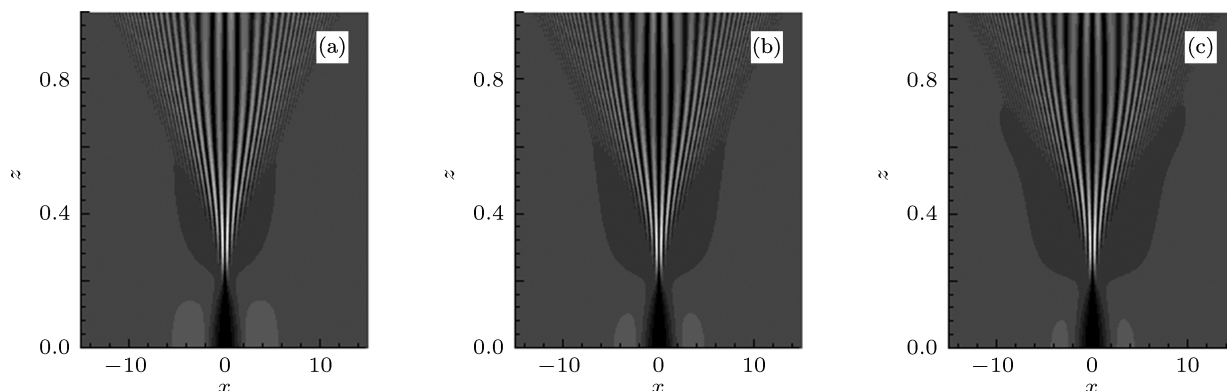


图 3 无损耗相同光强比不同非局域程度下暗孤子成丝的数值模拟传输图 初始输入  $\varphi(x, z = 0) = \varphi_0 u(x)$ ,  $I_{in}/I_c = 500$ . (a)  $\sigma = 2.4$ ; (b)  $\sigma = 3.2$ ; (c)  $\sigma = 3.9$

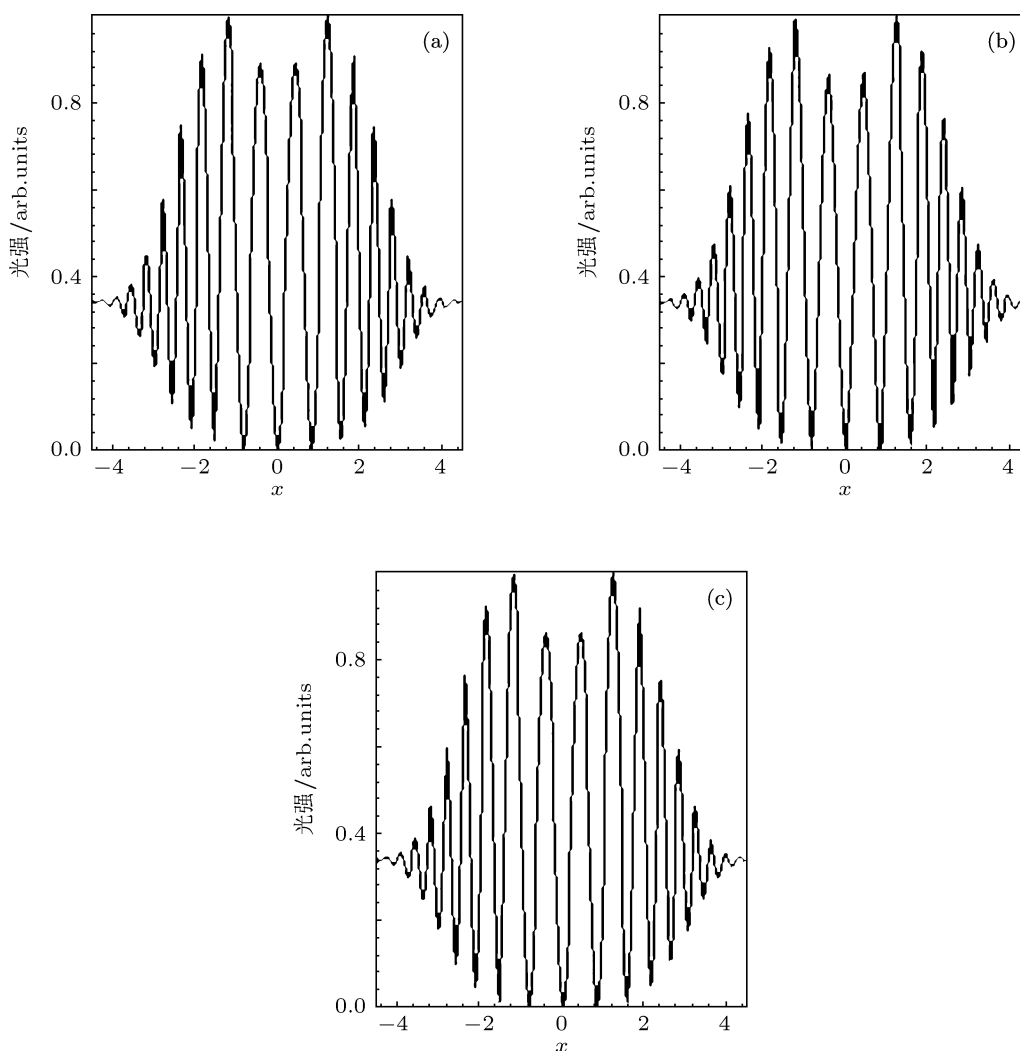


图 4 无损耗相同光强比不同非局域程度下暗孤子成丝的光强分布  $Z = 0.5$ , 初始输入  $\varphi(x, z = 0) = \varphi_0 u(x)$ ,  $I_{in}/I_c = 500$ . (a)  $\sigma = 2.4$ ; (b)  $\sigma = 3.2$ ; (c)  $\sigma = 3.9$

能力就越大,也就是非局域程度越大,非线性效应越弱,从而暗条纹越难汇聚,成丝起始点就越远,成丝数量也越少.在 $\sigma \rightarrow 0$ 的极限情况下(也就是局域情况下),成丝数量等于 $^{[14]}2N - 1$ ,其中 $N$ 取整数,且 $N = \sqrt{I_{in}/I_c}$ .这说明局域情况下成丝数量只和入射背景光强与临界光强之比 $I_{in}/I_c$ 有关.为了更加清楚地看到这一结果,可以观察传输一定距离后暗孤子成丝的光强分布,图2所示为传输 $0.5L_d$ 后暗孤子成丝的光强分布.

由于孤子临界光强与非局域程度有关,所以下面进一步研究入射背景光强与临界光强之比 $I_{in}/I_c$ 一定时非局域程度对暗孤子成丝的影响.取 $I_{in}/I_c = 500$ 进行模拟传输,结果如图3所示.

从图3可以看出,在入射背景光强与临界光强之比 $I_{in}/I_c$ 一定的情况下,非局域程度不会影响成丝起始点和成丝数量,且成丝数量也接近 $2N - 1$ .

以上所述说明非局域程度会影响暗孤子成丝,但成丝主要取决于 $I_{in}/I_c$ .为了更加清楚地看到这一结果,可以观察传输一定距离后暗孤子成丝的光强分布图,图4所示为传输 $0.5L_d$ 后暗孤子成丝的光强分布.

接着研究吸收系数对暗孤子成丝的影响.取初始输入为传播常数 $\beta = 1$ 的孤子解 $\varphi(x, z = 0) = \varphi_0 u(x)$ ,其中 $\varphi_0 = 25$ ,其波形如图5(a)所示;取非局域程度 $\sigma = 3$ ,通过分步傅里叶法进行暗孤子成丝的模拟传输.图5(b), (c), (d)所示为吸收系数 $\alpha = 7, 11, 19$ 时,传输 $1L_d$ 后的光强分布.由此可以看到,吸收系数越大,成丝数量越少.这是因为吸收系数越大,光强损耗越大,暗孤子临界光强 $I_c$ 就越大.所以当入射背景光强一定时,吸收系数越大,相对而言非线性效应就越弱,暗条纹越难汇聚,从而成丝数量越少.

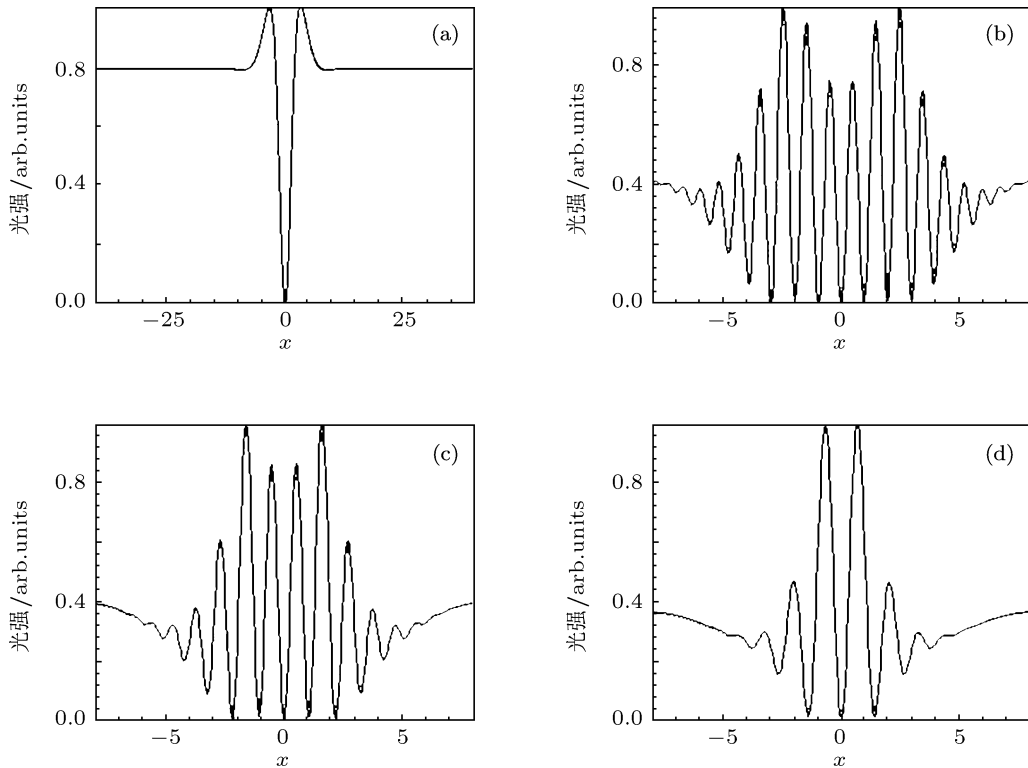


图5 相同背景光强相同非局域程度不同吸收系数下暗孤子成丝的光强分布  $Z = 1$ , 初始输入  $\varphi(x, z = 0) = \varphi_0 u(x)$ , 其中振幅  $\varphi_0 = 25$ , 非局域程度  $\sigma = 3$ . (a) 初始波形; (b)  $\alpha = 7$ ; (c)  $\alpha = 11$ ; (d)  $\alpha = 19$

总之,非局域程度 $\sigma$ 会影响暗孤子的临界光强 $I_c$ ,从而也会影响暗孤子成丝.由于非局域程度越小,孤子的临界光强越小,所以在一定的入射背景光强 $I_{in}$ 下,非局域程度越小,相对而言非线性效应就越强,暗条纹越容易汇聚,成丝起始点就越近,

成丝数量也越多.但当入射背景光强与临界光强之比 $I_{in}/I_c$ 一定时,非局域程度不再影响成丝起始点以及成丝数量,且成丝数量为 $2N - 1$ ,其中 $N$ 取整数, $N = \sqrt{I_{in}/I_c}$ ,与局域情况下的规律一致,说明成丝主要取决于 $I_{in}/I_c$ .此外,吸收系数也会影响暗

孤子的临界光强  $I_c$ , 从而也会影响暗孤子成丝. 由于吸收系数越大, 暗孤子临界光强  $I_c$  越大, 所以当入射背景光强一定时, 吸收系数越大, 相对而言非线性效应就越弱, 暗条纹越难汇聚, 从而成丝数量越少.

### 3 实验

观察非局域空间暗孤子成丝的实验装置如图 6 所示. 实验采用 Verdi-12 型激光器作为光源, 其功率可调且最大功率为 12 W, 可以输出波长为 532 nm 的连续高斯光束; 样品为染料罗丹明 B 的甲醇溶液, 置于横向尺寸为 2.4 cm × 2.4 cm、传输方向尺寸为 1 cm 的准密封薄玻璃盒 (上表面留有小孔, 用来注入样品) 中. 通过  $Z$  扫描实验我们确定罗丹明 B 的甲醇溶液为一种热致非局域自散焦介质. 罗丹明 B 的甲醇溶液吸收光产生热, 热扩散形成温度梯度, 温度梯度通过热光效应引起非局域的非线性折射率改变.

从激光器出来的高斯光束通过柱面凸透镜后由分束棱镜等分成两路, 在焦平面处 (位于棱镜之后) 形成长轴沿  $x$  轴、短轴沿  $y$  轴的椭圆高斯光束. 在光路 1 的焦平面处放置一块薄玻璃片, 使其垂直于光束且一条边放入光束的中心位置. 然后用共焦球面凸透镜组将其成像于样品前表面. 在光路 2 的相同位置放置同样的共焦球面凸透镜组, 光路 2 与光路 1 两束光发生干涉, 并用 CCD1 记录干涉图样. 通过调节薄玻璃片, 在 CCD1 中记录到图 6 所示的干涉条纹, 使得椭圆高斯光束沿  $x$  轴在  $y = 0$  处发生  $\pi$  相位跃变, 从而在样品前表面处获得沿  $y$  方向在  $x = 0$  处的椭圆高斯光束背景下的暗条纹. 通过改变柱面凸透镜的焦距, 可以改变背景椭圆高斯光束的椭圆率  $e$ . 通过改变共焦球面凸透镜组的焦距

比, 可以改变暗条纹的宽度以及入射光斑的大小. 该椭圆高斯光束背景下的中心暗条纹通过样品盒后, 将样品后表面的光强分布经透镜进行成像, 并记录于 CCD2.

首先研究样品浓度对暗孤子成丝的影响. 图 7 所示为入射背景平均光强  $\bar{I}_{in}$  一定时样品后表面的光强分布. 所选参数如下: 入射背景椭圆光斑的椭圆率  $e = a/b \approx 0.01$ , 其中  $a$  为长轴,  $a \approx 1000 \mu\text{m}$ ,  $b$  为短轴,  $b \approx 10 \mu\text{m}$ ; 入射背景平均光强  $\bar{I}_{in} = P_{in}/A \approx 1.8 \times 10^5 \text{ mW/mm}^2$ , 其中  $P_{in}$  为入射功率,  $P_{in} \approx 1.8 \text{ W}$ ,  $A$  为光斑面积; 入射暗条纹宽度  $w \approx 40 \mu\text{m}$ ; 传输距离  $Z \approx 1 \text{ cm}$ ; 样品浓度  $c$  分别为 2.5, 1.5, 0.5 mg/L.

从图 7 可以看出, 样品浓度越小, 成丝数量越少. 这是因为样品浓度越小, 吸收系数  $\alpha_0$  越小, 产生的热量越少, 从而热致非线性效应越弱, 暗孤子临界光强越大. 当入射背景光斑平均光强一定时, 样品浓度越小, 暗条纹越难聚拢, 成丝也越少. 实验中采用椭圆率较小的椭圆背景光斑, 一方面可以保证沿  $y$  轴的暗条纹在  $x$  轴方向获得强度峰较为宽平的背景光强; 另一方面可以有效地减小入射背景光斑的面积, 从而在同样的入射功率下可以得到更强的光强和更强的非线性效应, 进而更有利于成丝.

从图 7 还可以看出: 沿  $y$  方向出现了冲击波现象, 即背景光场由于非线性效应向下方偏转, 形成陡峭的边缘; 样品浓度越小, 冲击波现象越不明显. 这是因为样品浓度越小, 非线性效应越弱, 而冲击波现象需要在很强的非线性效应下才能观察到. 非线性效应越强, 该现象就越明显. 此外, 由于样品受热产生对流效应, 所以我们观察到的冲击波是向下偏转的. 为了更加清楚地看到这一结果, 可以对图 7 中的光强分布沿  $y$  轴进行平均. 图 8 所示为与图 7 相对应的光强对  $y$  轴平均后沿  $x$  轴的分布.

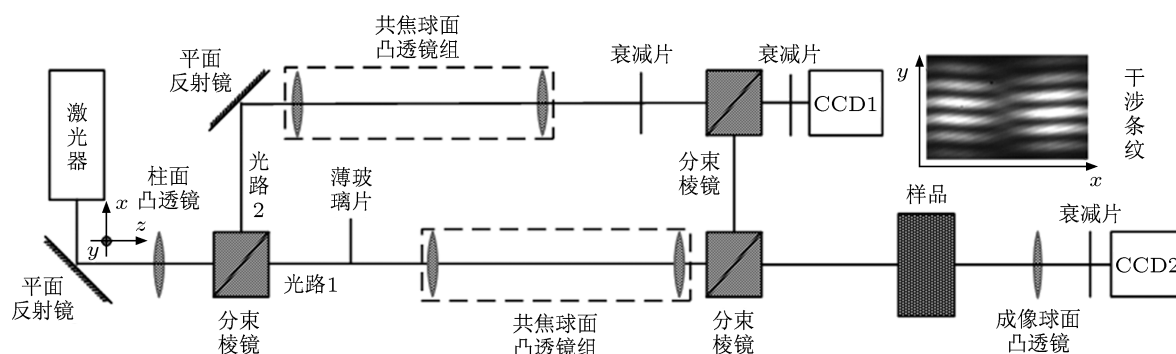


图 6 实验装置示意图

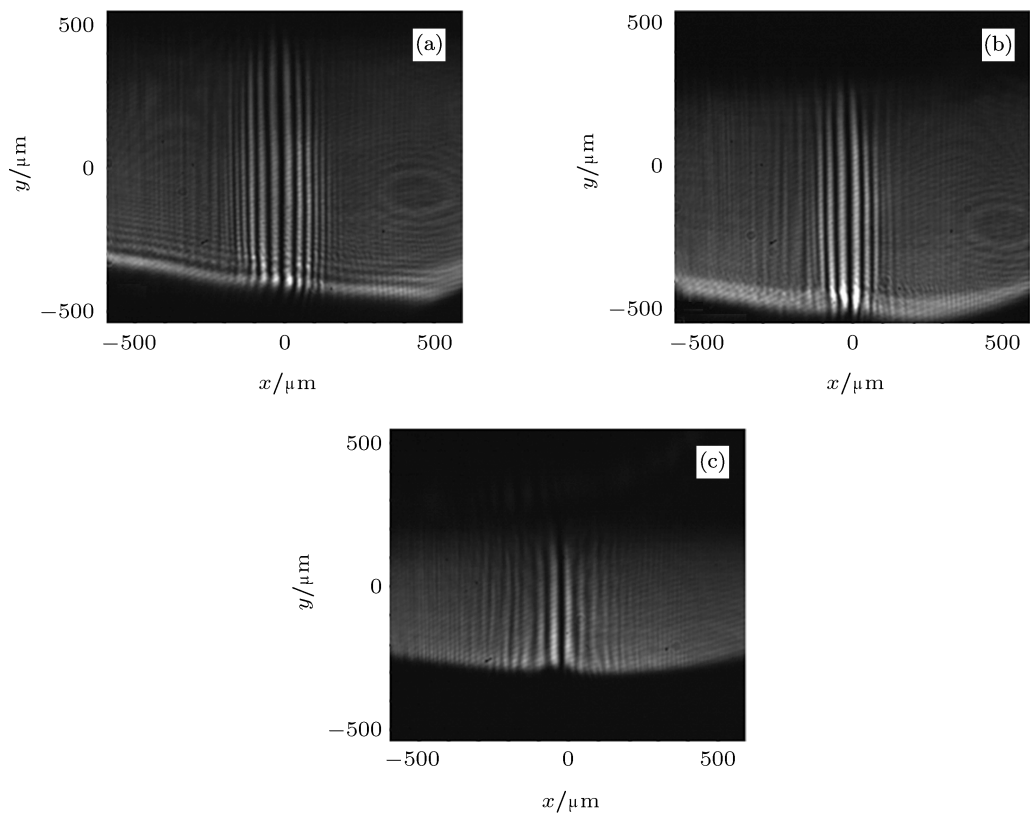


图7 入射背景平均光强一定时不同浓度下样品出射面的光强分布 (a)  $c \approx 2.5 \text{ mg/L}$ ; (b)  $c \approx 1.5 \text{ mg/L}$ ; (c)  $c \approx 0.5 \text{ mg/L}$

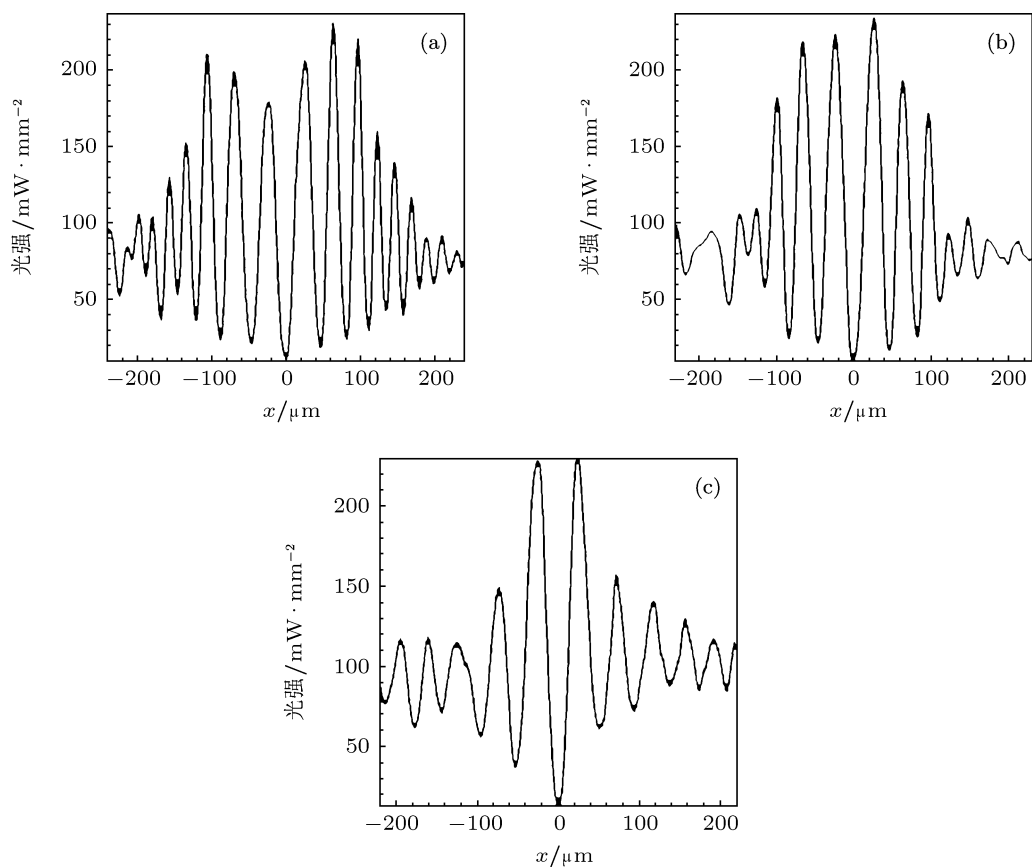


图8 入射背景平均光强一定时不同浓度下样品出射面的光强对  $y$  轴平均后沿  $x$  轴的分布 (a)  $c \approx 2.5 \text{ mg/L}$ ; (b)  $c \approx 1.5 \text{ mg/L}$ ; (c)  $c \approx 0.5 \text{ mg/L}$

在研究了入射背景平均光强一定时样品浓度对暗孤子成丝的影响之后,下面研究入射背景平均光强与临界光强之比  $\bar{I}_{in}/I_c$  一定时样品浓度对暗孤子成丝的影响.图 9 所示为入

射背景光斑椭圆率  $e \approx 0.01$ ,入射暗条纹宽度  $w \approx 40 \mu\text{m}$ ,传输距离  $Z \approx 1 \text{ cm}$ ,平均光强与临界光强之比  $\bar{I}_{in}/I_c \approx 9.3$  时样品后表面的光强分布.

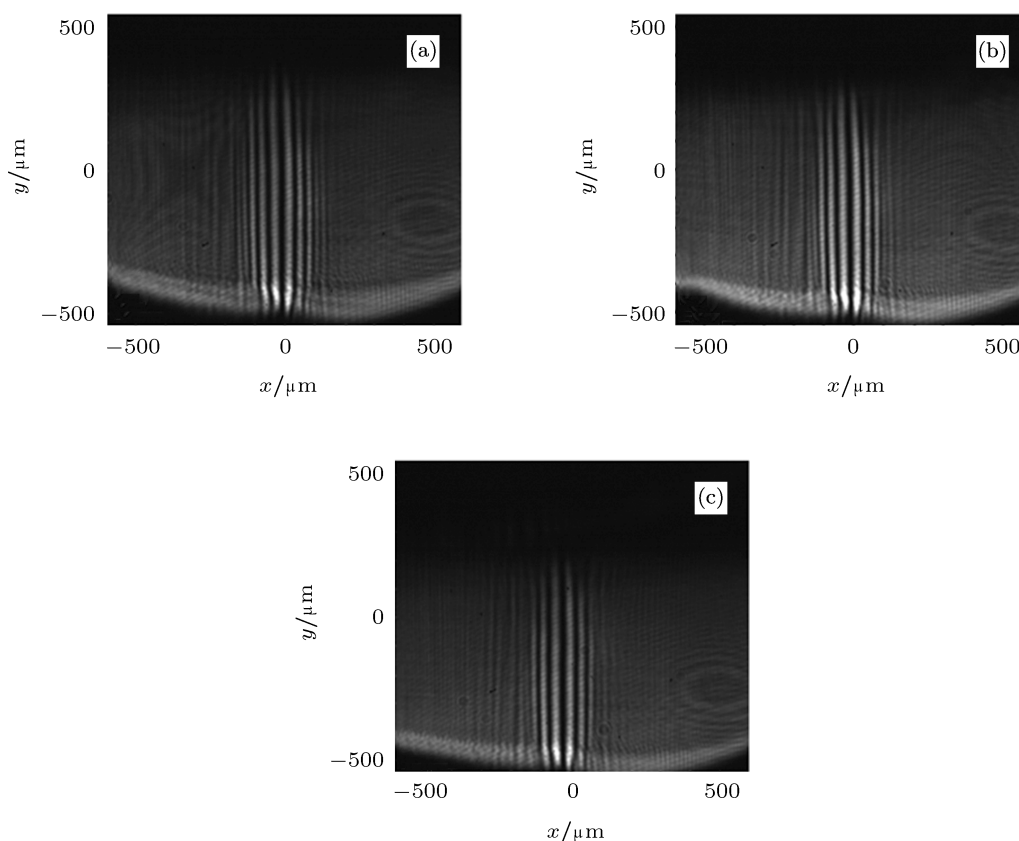


图 9 入射背景平均光强与临界光强之比一定时不同浓度下样品出射面的光强分布 (a)  $c \approx 2.5 \text{ mg/L}$ ; (b)  $c \approx 1.5 \text{ mg/L}$ ; (c)  $c \approx 0.5 \text{ mg/L}$

从图 9 可以看出:当保持平均光强与临界光强之比  $\bar{I}_{in}/I_c$  一定时,成丝的数量基本不受样品浓度影响;成丝的数量也接近  $2N - 1$ ,其中  $N$  取整数,且  $N = \sqrt{\bar{I}_{in}/I_c}$ .这说明样品浓度会影响暗孤子成丝,但成丝主要取决于  $\bar{I}_{in}/I_c$ .为了更加清楚地看到这一结果,可以对图 9 中的光强分布沿  $y$  轴进行平均.图 10 所示为与图 9 相对应的光强对  $y$  轴平均后沿  $x$  轴的分布.

下面我们来研究椭圆率对暗孤子成丝的影响.图 11 所示为入射背景平均光强  $\bar{I}_{in}$  一定,背景椭圆光斑椭圆率  $e \approx 0.05, 0.01, 0.005$  时样品后表面的光强分布.所选参数如下:入射背景平均光强  $\bar{I}_{in} \approx 3 \times 10^4 \text{ mW/mm}^2$ ,入射暗条纹宽度  $w \approx 40 \mu\text{m}$ ,传输距离  $Z \approx 1 \text{ cm}$ ,样品浓度  $c \approx 1.5 \text{ mg/L}$ .

从图 11 可以看出:改变背景椭圆高斯光束的

椭圆率但保持其平均光强不变时,成丝的数量随椭圆率的减小而减小;冲击波现象随椭圆率的减小而变弱.这是因为当背景椭圆高斯光束的椭圆率减小时,短轴方向的衍射效应就会变强,暗孤子临界光强变大.所以当入射背景光斑平均光强一定时,椭圆率越小,相对而言非线性效应越弱,暗孤子越难成丝,冲击波现象越不明显.

总之,实验通过改变染料溶液的浓度研究了样品浓度对暗孤子成丝的影响.实验结果表明:当入射背景平均光强一定时,样品浓度越小成丝数量越少,冲击波现象也越不明显;而当入射背景平均光强与临界光强之比一定时,样品浓度基本不影响成丝数量.通过改变入射椭圆背景高斯光束的椭圆率研究了背景光斑椭圆率对成丝的影响,当入射背景平均光强一定时,背景光斑椭圆率越小成丝数量越少,冲击波现象也越弱.



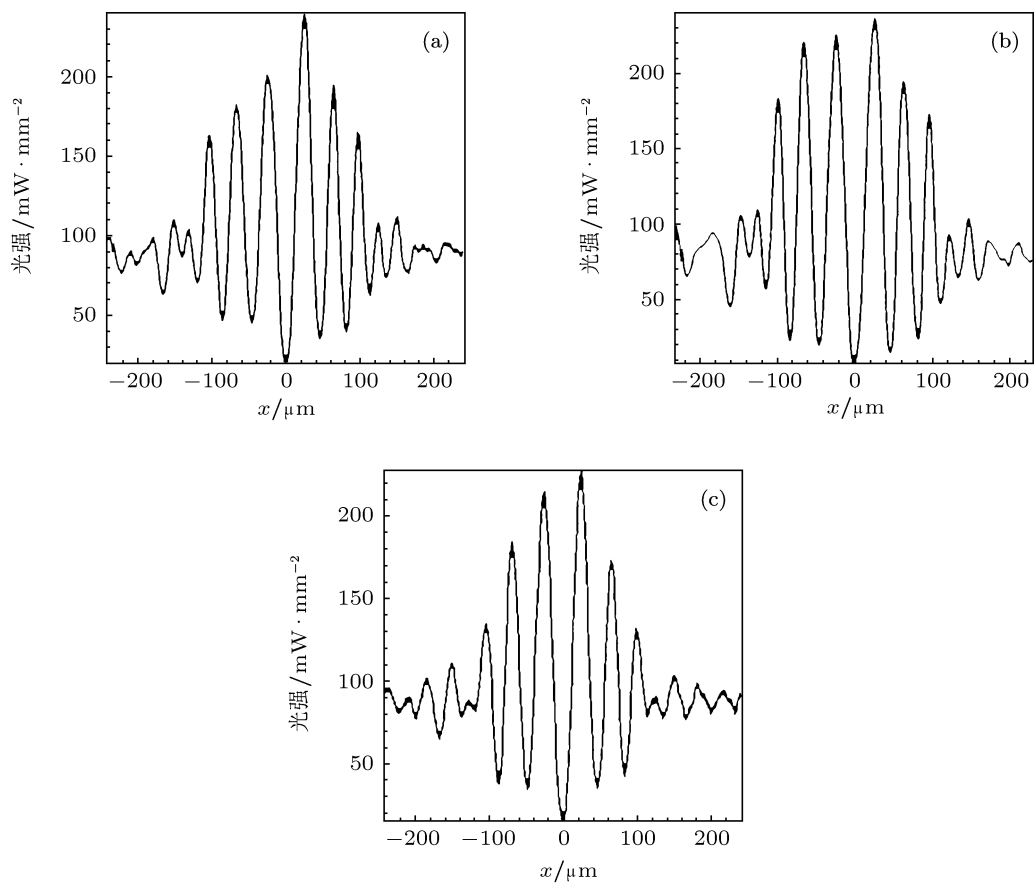


图 10 入射背景平均光强与临界光强之比一定时不同浓度下样品出射面的光强对  $y$  轴平均后沿  $x$  轴的分布 (a)  $c \approx 2.5$  mg/L; (b)  $c \approx 1.5$  mg/L; (c)  $c \approx 0.5$  mg/L

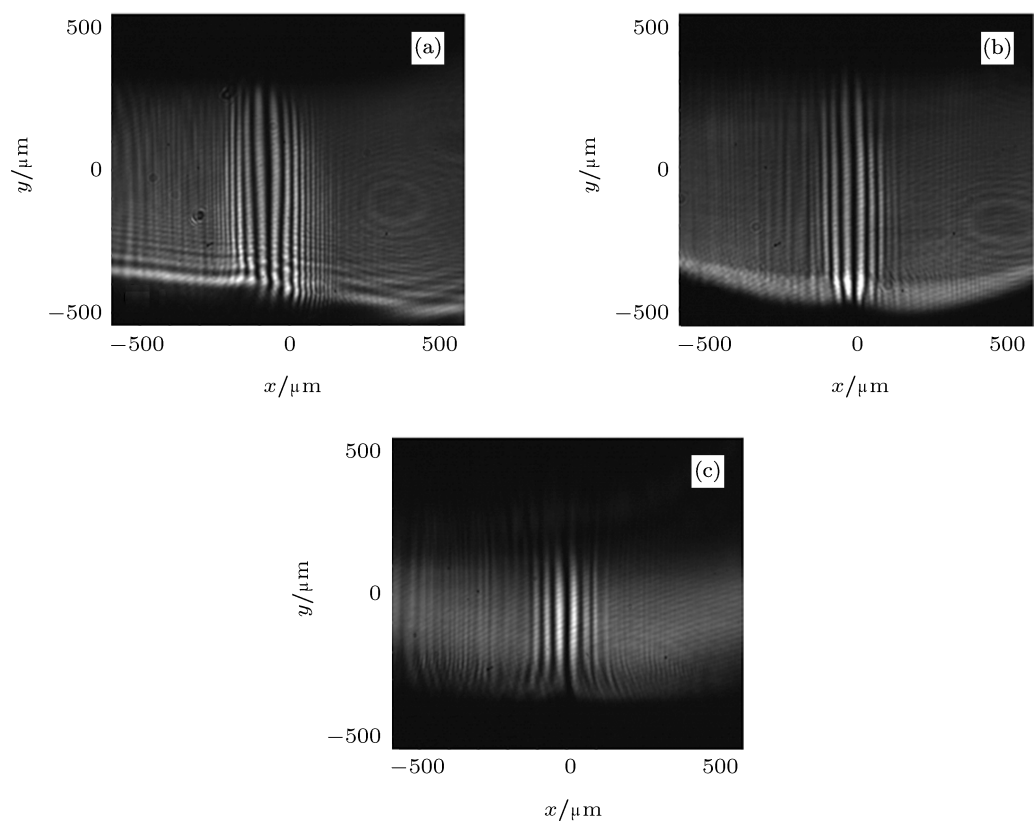


图 11 入射背景平均光强一定时不同椭圆率光束入射时样品出射面的光强分布 (a)  $e \approx 0.05$ ; (b)  $e \approx 0.01$ ; (c)  $e \approx 0.005$

## 4 结论

本文从非局域非线性理论模型出发,运用分步傅里叶法数值模拟暗孤子成丝的整个过程.理论研究发现:当入射背景光强一定时,非局域程度越大成丝起始点越远、成丝数量越少;而当入射背景光强与临界光强之比一定时,非局域程度基本不影响成丝起始点和成丝数量,且非局域下的成丝数量与局域下一样;此外,当入射背景光强一定时,吸收系

数越大成丝数量越少.实验上,通过改变染料溶液的浓度研究了样品浓度对暗孤子成丝的影响.实验结果表明:当入射背景平均光强一定时,样品浓度越小成丝数量越少;而当背景平均光强与临界光强之比一定时,样品浓度基本不影响成丝数量.同时,在实验中还发现:当入射背景平均光强一定时,样品浓度越小冲击波现象越不明显;背景光斑、椭圆率越小,成丝数量越少,冲击波现象也越不明显.

- [1] Kivshar Y S, Agrawal G P 2003 *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals* (San Diego: Academic Press)
- [2] Snyder A W, Mitchell D J 1997 *Science* **276** 1538
- [3] Conti C, Peccianti M, Assanto G 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 113902
- [4] Peccianti M, Brzdakiewicz K A, Assanto G 2002 *Opt. Lett.* **27** 16
- [5] Hu W, Zhang T, Guo Q, Xuan L, Lan S 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 071111
- [6] Serak S V, Tabiryani N V, Peccianti M, Assanto G 2006 *IEEE Photon. Techn. Lett.* **18** 1094
- [7] Ouyang S G, Guo Q 2007 *Phys. Rev. A* **76** 053833
- [8] Hu W, Ouyang S G, Yang P B, Guo Q, Lan S 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033842
- [9] Rotschild C, Cohen O, Manela O, Segev M 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 213904
- [10] Alfassi B, Rotschild C, Manela O, Segev M, Christodoulides D N 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 213901
- [11] Krolikowski W, Bang O 2000 *Phys. Rev. E* **63** 016610
- [12] Dreischuh A, Neshev D N, Petersen D E, Bang O, Krolikowski W 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 043901
- [13] Nikolov N I, Neshev D, Krolikowski W, Bang O, Rasmussen J J, Christiansen P L 2004 *Opt. Lett.* **29** 286
- [14] Conti C, Fratallocchi A, Peccianti M, Ruocco G, Trillo S 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 083902
- [15] Zabusky N J, Kruskal M D 1965 *Phys. Rev. Lett.* **15** 240
- [16] Kamchatnov A M, Kraenkel R A, Umarov B A 2002 *Phys. Rev. E* **66** 036609
- [17] Bettelheim E, Abanov A G, Wiegmann P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 246401
- [18] Whitman G B 1974 *Linear and Nonlinear Waves* (New York: Wiley)
- [19] Ghofraniha N, Conti C, Ruocco G, Trillo S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 043903
- [20] Zhou L H, Gao X H, Yang Z J, Lu D Q, Guo Q, Cao W W, Hu W 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 044208 (in Chinese) [周罗红, 高星辉, 杨振军, 陆大全, 郭旗, 曹伟文, 胡巍 2011 物理学报 **60** 044208]
- [21] Krolikowski W, Bang O, Rasmussen J J, Wyller J 2001 *Phys. Rev. E* **64** 016612
- [22] Ouyang S G, Guo Q 2009 *Opt. Express* **17** 5170

# Theoretical and experimental investigations of spatial optical dark soliton filamentization in nonlocal self-defocusing Kerr medium\*

Wang Jing Zheng Yi-Zhou Zhou Luo-Hong Yang Zhen-Jun Lu Da-Quan  
Guo Qi Hu Wei<sup>†</sup>

(School of Information and Optoelectronic Science and Engineering, South China Normal University, Guangzhou 510006, China)

(Received 12 July 2011; revised manuscript received 21 December 2011)

## Abstract

In this paper, the spatial optical dark soliton filamentization in a nonlocal self-defocusing Kerr medium is investigated. Theoretically, starting from nonlocal nonlinear theoretical model, we examine the influences of the degree of nonlocality and the attenuation constant on the formation of dark soliton filaments by numerical simulation method. We find that when the input background optical intensity is determined, the greater the degree of nonlocality, the farther the initial point of the formation of dark filaments is and the less the number of dark filaments decreases with the increase of the degree of nonlocality; when the ratio of the background optical intensity to the critical optical intensity is fixed, the degree of nonlocality can hardly influence the number of dark filaments and the number of dark filaments under nonlocality is equal to that under locality. Besides, when the input background optical intensity is determined, the number of dark filaments decreases with the increase of the attenuation constant. Experimentally, by changing the concentration of dye solution and the ellipticity of background light, we discuss the influences of the concentration of sample and the ellipticity of background light on the formation of dark soliton filaments respectively and find that when the input background average optical intensity is determined, the number of dark filaments decreases with the increases of the concentration of sample and the ellipticity of background light; when the ratio of the background average optical intensity to the critical optical intensity is fixed, the concentration of sample can hardly influence the number of dark filaments. Besides, the phenomenon of optical shock wave is found in our experiment.

**Keywords:** nonlocal self-defocusing, optical dark soliton filamentizations, optical shock wave

**PACS:** 42.65.Tg, 42.65.Jx, 47.40.-x

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10804033, 11174090, 11174091), the Science and Technology Innovative Research Team Program of Institution of Higher Education of Guangdong Province, China (Grant No. 06CXTD005), and the Specialized Research Foundation for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 200805740002).

<sup>†</sup> E-mail: huwei@senu.edu.cn