

孤子光束倾斜入射非局域非线性分界面的传输特性研究

肖毅^{1,2} 陈哲^{1,2} 余健辉^{1,2} 唐洁媛^{1,2}

(¹暨南大学光电信息与传感技术广东普通高校重点实验室, 广东 广州 510632)
²暨南大学光电工程系, 广东 广州 510632)

摘要 利用数值模拟的方法研究了(1+1)维孤子光束倾斜入射非局域非线性分界面的传输规律。研究发现, 光束在非局域非线性分界面处的传输规律的光强依赖特性可以用入射光束的 5 个束宽节点来刻画, 分别标志导致反射或透射光束的传输规律发生突变时的入射光束的 5 个临界光强值。计算还发现, 如果保持入射光束束宽不变, 而增加其功率, 呼吸子光束入射分界面后的传输也能呈现相应的 5 个突变点, 说明功率依赖实质上就是光强依赖。此外还研究了 5 个束宽节点的值随非局域程度的变化而变化的规律。

关键词 非线性光学; 空间光孤子; 分步傅里叶方法; 非局域非线性分界面; 非线性情形; 束宽节点

中图分类号 O437 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/AOS201131.0519001

Propagation of Spatial Optical Solitons at an Oblique Angle of Incidence to Nonlocal Nonlinear Interfaces

Xiao Yi^{1,2} Chen Zhe^{1,2} Yu Jianhui^{1,2} Tang Jieyuan^{1,2}

(¹Key Laboratory of Optoelectronic Information and Sensing Technologies of Guangdong Higher Education Institutes, Jinan University, Guangzhou, Guangdong 510632, China)
²Department of Optoelectronic Engineering, Jinan University, Guangzhou, Guangdong 510632, China)

Abstract The propagation of a (1+1)D spatial optical soliton beam at an oblique angle of incidence to a nonlocal nonlinear interface is studied by using numerical method. It is found that the intensity dependence of the propagation of a light beam at a nonlinear nonlocal interface can be portrayed by 5 node points of beam width of the incident soliton beam, which mark respectively 5 critical intensity value of the incident beam that cause the sudden changes of the propagation of the reflection or the transmission beam. It is also found that with the incident beam width keep unchanged and its power is increased, the 5 sudden change points of the propagation of the incident optical breathing beam can also arise, which illustrate that the power dependence is essentially intensity dependence. The change of the values of the 5 node points of beam width of the incident soliton beam with the change of nonlocality degree is also studied.

Key words nonlinear optics; spatial optical soliton; split-step Fourier method; nonlocal nonlinear interface; nonlinear regime; node of beam width

OCIS codes 190.4350; 190.6135; 240.3695; 240.6690

1 引言

光束以一定倾斜角入射分隔两种非线性介质的分界面(称为非线性分界面)后的传输问题受到人们越来越多的关注。由于非线性折射率依赖于光强, 非线性分界面会表现出如光学双稳等不同于线性分

界面的特点, 因而在全光计算、全光开关和全光逻辑门的开发方面具有潜在的应用价值。Aceves 等^[1,2]在总结有关平面光波以及光束入射非线性分界面的理论^[3~5]的和实验^[6~9]的研究的基础上, 进而研究了空间光孤子倾斜入射局域克尔非线性分界面的传

收稿日期: 2010-07-19; 收到修改稿日期: 2011-01-05

基金项目: 国家青年自然科学基金(21310019)资助课题。

作者简介: 肖毅(1968—), 男, 博士, 讲师, 主要从事非线性传输光学方面的研究。E-mail: xiaoyi109@sina.com

输规律,发现当非线性分界面两边介质的非线性系数的比值 $\alpha \in (4/9, 1)$ 区间,并且入射孤子光束的束宽小到一定程度(即入射光束的光强大到一定程度)时,会出现如下情形:当孤子光束的入射角大于全反射临界角时,将形成单一的反射孤子光束;当入射角小于全反射临界角时,将形成单一的透射孤子光束(而不是如线性分界面情形那样形成部分反射光和部分透射光),只损失很少一部分辐射能量。此种情形被称为非线性情形(nonlinear regime)。利用文献[1]提出的针对非线性情形适用的等效粒子理论,人们相继研究了光束倾斜入射扩散性非线性分界面的问题^[10],脉冲光束倾斜入射非线性分界面的问题^[11,12],以及光学格子孤子倾斜入射分隔两种周期性非线性介质的分界面的传输问题^[13]。超越傍轴近似限制的基于非线性亥姆霍兹方程的孤子光束倾斜入射非线性分界面的传输问题也得到了研究^[14]。

随着非局域介质及非局域空间孤子研究的深入^[15~19],有必要对空间孤子倾斜入射非局域非线性分界面(分隔两种不同非局域非线性介质的分界面)的传输规律展开研究。文献[10]中研究的扩散性非线性分界面实际上具有非局域的性质,文献[20,21]利用向列型液晶(非局域材料)构成分界面进行实验的研究,但是孤子光束在非局域非线性分界面附近传输的光强依赖特性尚未被全部揭示出来,并且介质非局域程度的变化所带来的影响也有待于进一步研究。

本文给出了研究光束倾斜入射非局域非线性分界面的近似模型,通过数值模拟,研究了非局域情形下,分界面两边非线性系数的比值在 $5/9 \leq \alpha \leq 8/9$ 范围内变动时孤子光束倾斜入射分界面后的传输规律。

2 理论模型和数值方法

非局域非线性分界面如图1所示。傍轴光束以很小的掠射角 θ (是指光束与分界面的夹角,与通常所说的入射角是互余的关系)入射非局域非线性分界面,其传输可表示为

$$2i\beta k_0 \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + k_0^2 (n_j^2 - \beta^2) \psi = 0, \quad (1)$$

式中 $\psi(x, z)$ 是傍轴光束的慢变包络函数, β 表示分界面附近的有效线性折射率, $k_0 = \omega/c$ 是光束在真空中的波数。假定分界面两边介质的非局域响应函数是相同的和不受分界面影响的,而线性折射率和非线性系数却有所差异,则有

$$n_j^2 = n_{0j}^2 + \alpha_j \int R(x-x') |\psi(x', z)|^2 dx', \quad (2)$$

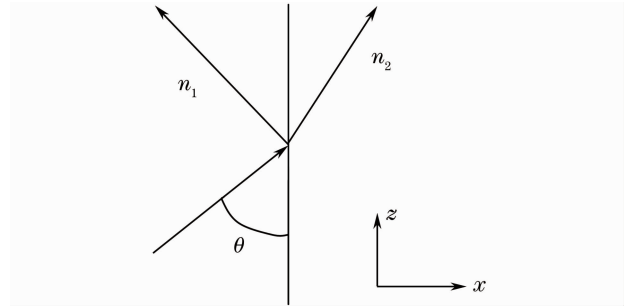


图1 非线性分界面示意图

Fig. 1 Sketch map of a nonlinear interface

式中 $n_{0j} (j = 1, 2)$ 表示分界面两边的线性折射率, $\alpha_j (j = 1, 2)$ 表示分界面两边的非线性系数, $R(x)$

是非局域响应函数,满足 $\int_{-\infty}^{\infty} R(x) dx = 1$ 。显然,当非局域响应函数为 δ 函数时,就与文献[1]中的局域非线性分界面情形的理论模型是一致的。本文的理论模型采用了如下近似考虑:即光束在分界面两边传输时均可认为处在无限大均匀非局域克尔介质中(非线性系数不同)。与文献[1]和文献[10]一样,本文仅讨论 $n_{01} > n_{02}, 0 < \alpha_1 < \alpha_2$ 的情况。

对(1)式进行计算的数值方法为分步傅里叶方法,即光场从 z 到 $z+h$ 的传输过程分两步进行,第一步,仅有非线性作用,第二步,仅有空间衍射作用,数学表示为

$$\psi(z+h, x) \approx \exp(h\hat{D}) \exp(h\hat{N}) \psi(z, x), \quad (3)$$

式中 $\hat{D} = \frac{i}{2\beta k_0} \frac{\partial^2}{\partial x^2}$, $\hat{N} = \frac{ik_0}{2\beta} (n_{0j}^2 + \alpha_j \int R(x-x') \times |\psi(x', z)|^2 dx' - \beta^2)$ 。在 x 方向将计算窗口分成512份(即取513个点),在这些离散点上定义的线性折射率 n_0 以及非线性系数 α 成为两个数组,而分界面的存在就可以用两个数组取值的跃变来实现。

3 数值模拟结果及讨论

在数值模拟中, $n_{01} = 1.56, n_{02} = 1.55, \alpha_2 = 6.3786 \mu\text{m}^2/\text{V}^2, \alpha_1/\alpha_2 = \alpha$, α 的值在 $5/9 \leq \alpha \leq 8/9$ 范围变化, β 的值取为 $2n_{01} \cos \theta^{[10]}$, 初始输入光束的波形取为双曲正割形

$$\psi(x, 0) = A_0 \text{sech}\left(\frac{x-x_0}{\omega_0}\right) \exp(i\beta k_0 x \sin \theta), \quad (4)$$

式中 A_0, ω_0, x_0 分别为入射光束的初始振幅,初始束宽,以及光束中心的初始位置,非局域响应函数则为高斯型

$$R(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\omega_m} \exp\left(-\frac{x^2}{2\omega_m^2}\right), \quad (5)$$

式中 w_m 是其特征宽度, 可以引入 $b = w_m/w_0$ 来表征非局域程度的大小。通过变分计算可知, 双曲正割光束在弱非局域非线性介质 ($b \leq 0.6$) 及强非局域非线性介质 ($b \geq 3$) 中做孤子传输的临界功率分别为 $P_c = 4/[\omega_0 k_0^2 \alpha_1 (1 - 6b^2/5)]$ 及 $P_c = b^3 (128/\pi^3)^{1/2} / (\omega_0 k_0^2 \alpha_1)$, 初始振幅 A_0 的值可以令 $\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(x, 0)|^2 \cdot dx = P_c$ 而得到, 从而使得入射光束的功率总是达到临界功率 (而不论初始入射束宽如何变化)。数值模拟中入射光束的束宽单位是 μm , 精确到小数点后一位, 掠射角的单位是 ($^\circ$), 也精确到小数点后一位。入射光束的波长选为

表 1 $b=0.1$ 时各 α 值下处于非线性情形的束宽值及相应的全反射临界掠射角的值

Table 1 Values of the incident beam widths and the corresponding critical total reflection glancing angle as the reflection and transmission behavior is nonlinear regime in each $\alpha = \text{const}$ plane when $b=0.1$

α	$w_0 (\mu\text{m})/\theta_c (^\circ)$							
8/9				1.2/3.0	1.1/2.9	1.0/2.8	0.9/2.8	0.8/5.0
7/9		1.3/2.8		1.2/2.5	1.1/2.3	1.0/1.8	0.9/1.3	0.8/3.9
6/9	1.5/2.7	1.4/2.5	1.3/2.2	1.2/1.8	1.1/1.1	1.0/0.9	0.9/0.9	0.8/3.7
5/9	1.7/2.5	1.5/2.1	1.3/1.1	1.2/1.0	1.1/0.8	1.0/0.7	0.9/0.7	0.8/3.7

表 1 中, 在每个 α 值下, 随着入射束宽逐渐减小 (即光强逐渐增大), 全反射临界掠射角先逐渐减小, 但到了入射束宽为 $0.8 \mu\text{m}$ 处, 全反射临界掠射角却陡然增大。下面分条来阐述表 1 所反映出的孤子光束倾斜入射非局域非线性分界面后的传输规律:

1) w_{0N} 是上述第一个束宽节点, 当 $w_0 \leq w_{0N}$ 时, 处于非线性情形, 即孤子光束倾斜入射分界面后, 或者产生单一的反射孤子, 或者产生单一的透射孤子。表 2 是各 α 值下 w_{0N} 的值以及该束宽处全反射临界掠射角 (记为 θ_N) 的值 (即表 1 中各行第一个数据)。

表 2 各 α 值下束宽节点 w_{0N} 及相应的 θ_N 的值

Table 2 Values of node of beam width w_{0N} and the corresponding θ_N in each $\alpha = \text{const}$ plane

α	8/9	7/9	6/9	5/9
$w_{0N}/\mu\text{m}$	1.2	1.3	1.5	1.7
$\theta_N/(^\circ)$	3.0	2.8	2.7	2.5

由表 2 可见, 随着 α 值的减小, w_{0N} 的值逐渐增大, 而 w_{0N} 处全反射临界掠射角 θ_N 的值却逐渐减小。

2) 随着入射光束束宽自 w_{0N} 继续减小, 会出现第二个束宽节点 w_{0G} , 当 $w_0 \leq w_{0G}$ 时, 反射孤子光束的中心轨迹不穿越分界面, 反射孤子的非线性 Goos-Hanchen 平移变得很小。计算表明光束倾斜入射局域非线性分界面时也存在这样一个束宽节点, 但文献[1]并没有指出来。表 3 给出了各个 α 值

的束宽节点 w_{0G} 的值, 而 w_{0G} 处相应的全反射临界掠射角 θ_c 用 θ_G 表示。(注: $\alpha=8/9$ 时不出现该束宽节点)。

3.1 弱非局域情形

研究弱非局域情形时的传输规律时以 $b=0.1$ 为例。表 1 是在非局域程度为 $b=0.1$ 时, 不同的 α 值下, 光束倾斜入射非局域非线性分界面而处于非线性情形时入射光束的束宽以及相应的全反射临界掠射角 (即该束宽处能够产生反射孤子的最大掠射角, 记为 θ_c)。表格中各行的第一个束宽值是各 α 值下能够处于非线性情形的最大束宽值, 记为 w_{0N} 。

的束宽节点 w_{0G} 的值, 而 w_{0G} 处相应的全反射临界掠射角 θ_c 用 θ_G 表示。(注: $\alpha=8/9$ 时不出现该束宽节点)。

表 3 各 α 值下束宽节点 w_{0G} 及相应的 θ_G 的值

Table 3 Values of node of beam width w_{0G} and corresponding θ_G in each $\alpha = \text{const}$ plane

α	8/9	7/9	6/9	5/9
$w_{0G}/\mu\text{m}$		0.9	1.1	1.3
$\theta_G/(^\circ)$		1.3	1.1	1.1

以 $\alpha=5/9$ ($w_{0G}=1.3 \mu\text{m}$) 为例, 图 2 是入射束宽分别取 $w_0=1.5, 1.4, 1.3, 1.2 \mu\text{m}$, 掠射角则分别取上述束宽相应的全反射临界掠射角 $\theta_c=2.1^\circ, 1.8^\circ, 1.1^\circ, 1.0^\circ$ 产生反射孤子时的光束中心的轨迹图, 可以看到以 $w_{0G}/\theta_G (1.3 \mu\text{m}/1.1^\circ)$ 为界, 前后有较大差异, 当 $w_0 > w_{0G}$ 时, 光束中心轨迹穿越分界面并返回, 非线性 Goos-Hanchen 平移量较大; 而当 $w_0 \leq w_{0G}$ 时, 光束中心轨迹不穿越分界面, 非线性 Goos-Hanchen 平移量明显减小。而在束宽节点 w_{0G} 处 (或附近), 在掠射角稍大于 θ_c 的一定范围内, 会出现横跨分界面并沿分界面传输的孤子 (可称为界面波孤子), 其特点是传输中其部分能量在分界面处左右振荡, 如图 3 所示。可以验证, 当 $\alpha=5/9$, $w_0=1.35 \mu\text{m}$, $\theta \in [1.3^\circ, 1.4^\circ]$ 时都会产生这种界面波孤子, 当掠射角 $\theta > 1.4^\circ$ 时, 又会产生沿远离分界面方向传输的透射孤子。别的 α 值 ($\alpha=8/9$ 除外) 也

都是这种情形,例如,当 $\alpha=6/9, \omega_0=1.13 \mu\text{m}, \theta \in [1.25^\circ, 1.32^\circ]$ 时也会产生界面波孤子。

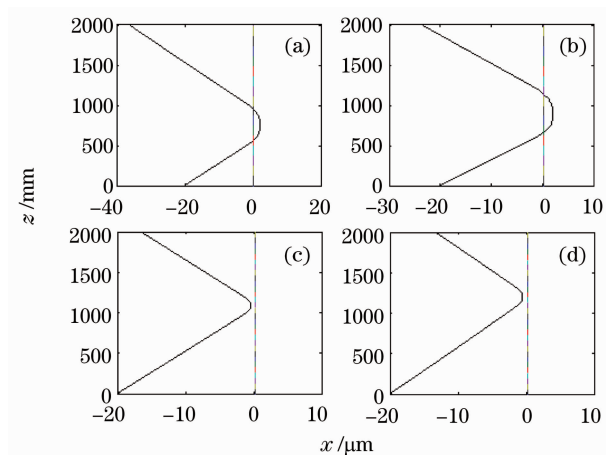


图 2 $b=0.1, \alpha=5/9$, 各 ω_0/θ 值下光束中心轨迹图。(a) $1.5 \mu\text{m}/2.1^\circ$, (b) $1.4 \mu\text{m}/1.8^\circ$, (c) $1.3 \mu\text{m}/1.1^\circ$, (d) $1.2 \mu\text{m}/1.0^\circ$

Fig. 2 Locus drawing of centre of the light beam when $b=0.1, \alpha=5/9, \omega_0/\theta=\theta$ (a) $1.5 \mu\text{m}/2.1^\circ$, (b) $1.4 \mu\text{m}/1.8^\circ$, (c) $1.3 \mu\text{m}/1.1^\circ$, (d) $1.1 \mu\text{m}/1.0^\circ$

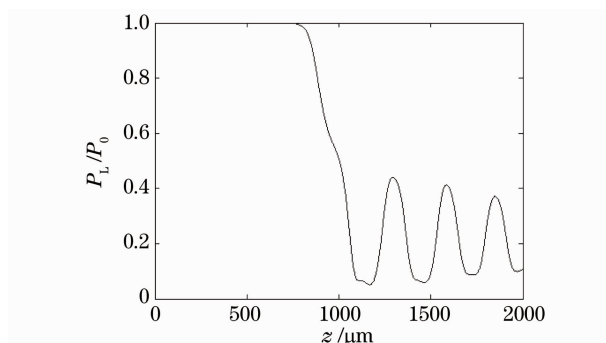


图 3 $b=0.1, \alpha=5/9, \omega_0=1.35 \mu\text{m}, \theta=1.3^\circ$ 时分界面左边的光功率(P_L)与初始入射光束总功率(P_0)的比值随传输坐标的变化图

Fig. 3 Evolution of the value of the ratio between P_L and P_0 with the propagation coordinate when $b=0.1, \alpha=5/9, \omega_0=1.35 \mu\text{m}, \theta=1.3^\circ$

3)随着入射光束束宽的继续减小,将出现第三个束宽节点 ω_{0S} ,当 $\omega_0 \leq \omega_{0S}$ 时,透射孤子光束会沿着平行于分界面的方向传输,并且继续增大掠射角都是如此,这表示在分界面右边出现了势阱,透射孤子被势阱所俘获。表 4 给出了各 α 值下束宽节点 ω_{0S} 的值。

表 4 各 α 值下束宽节点 ω_{0S} 的值

Table 4 Values of node of beam width ω_{0S} in each $\theta=\text{const}$ plane

α	8/9	7/9	6/9	5/9
$\omega_{0S}/\mu\text{m}$	0.8	0.9	0.9	1.0

以 $\alpha=5/9(\omega_{0S}=1.0 \mu\text{m})$ 为例,取 $\omega_0=1.0 \mu\text{m}$,掠射角分别取 $\theta=0.7^\circ, 0.8^\circ, 1.5^\circ, 2.0^\circ$,如图 4 所示,当 $\theta=0.7^\circ$ (全反射临界掠射角)时,形成反射孤子,当 $\theta > 0.7^\circ$ 时,形成透射孤子,并且沿着平行于分界面的方向传输(称之为表面波孤子),即便掠射角继续增大,透射孤子仍然沿着平行于分界面的方向传输。应当指出,此种情形的表面波孤子是有别于前述的界面波孤子的,区别有二:1)界面波孤子是横跨分界面的,而透射分界面后产生的表面波孤子是在分界面的右边介质中平行于分界面传输;2)在 $\omega_0=\omega_{0G}$ 处(或附近)继续增大掠射角到一定程度,将不再形成界面波孤子,而是形成不沿平行于分界面的方向传输的透射孤子,而在 $\omega_0=\omega_{0S}$ 处继续增大掠射角,仍然形成沿平行于分界面的方向传输的表面波孤子,只不过到分界面之间的距离将有所增加。

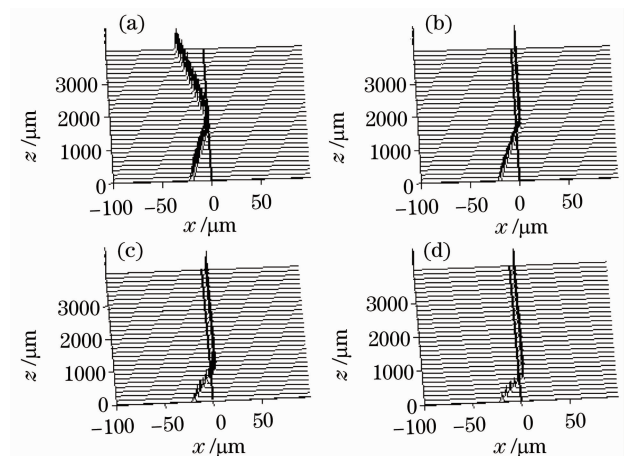


图 4 $b=0.1, \alpha=5/9, \omega_0=1.0 \mu\text{m}$, 掠射角分别取 $\theta=0.7^\circ$ (a), 0.8° (b), 1.5° (c), 2.0° (d) 时光束波形演化图

Fig. 4 Evolution picture of the beam waveform of the light beam when $b=0.1, \alpha=5/9, \omega_0=1.0 \mu\text{m}, \theta=0.7^\circ$ (a), 0.8° (b), 1.5° (c), 2.0° (d)

4)表 1 中,全反射临界掠射角陡然增大的 $0.8 \mu\text{m}$ 处可以认为是第四个束宽节点,记为 ω_{0B} 。与前三个束宽节点不同的是,不同 α 值下 ω_{0B} 的值却大致相同。当 $\omega_0 \leq \omega_{0B}$ 时,全反射临界掠射角陡然变大,如果掠射角小于等于全反射临界掠射角,光束将被分界面左边的势阱俘获而形成表面波孤子,如图 5 所示;如果掠射角大于全反射临界掠射角,透射光束会在分界面右边形成表面波孤子(这是因为通常有 $\omega_{0B} \leq \omega_{0S}$)。计算表明光束倾斜入射局域非线性分界面时也存在这样一个束宽节点,但文献[1]只是说明在非线性的情形,全反射临界掠射角随束宽的减小而减小,并未指出这个束宽节点的存在,显然

也未曾在分界面左边介质中会形成表面波孤子。

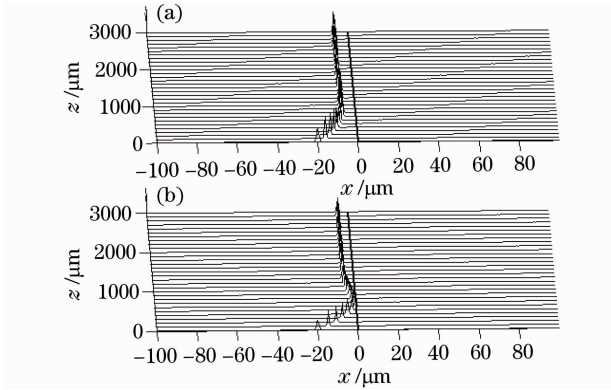


图 5 $b=0.1, \alpha=7/9, \omega_0=0.8 \mu\text{m}$, 掠射角分别取 $\theta=3.0^\circ$ (a), 3.9° (b) 时光束波形演化图

Fig. 5 Evolution picture of the beam waveform of the light beam when $b=0.1, \alpha=7/9, \omega_0=0.8 \mu\text{m}, \theta=3.0^\circ$ (a), 3.9° (b)

3.2 功率依赖与光强依赖

在保持入射光束的功率为临界功率 P_C 的前提下, 改变入射束宽实质上改变了入射光强, 前述 4 个束宽节点的出现说明了光束在非线性和分界面处传输规律的光强依赖特性。如果保持入射光束的束宽不变, 适当增加入射光束的功率, 能够实现减小束宽同样的效果。这是因为束宽不变而增加功率, 同样可以增大光强, 也说明光束在非线性和分界面处传输规律的功率依赖实质上就是光强依赖。

取 $\omega_0=1.2 \mu\text{m} > 0.9 \mu\text{m} (\omega_{0S}), \theta=1.9^\circ$, 入射功率分别取 $P_C, 1.1P_C, 1.2P_C, 1.5P_C, 1.6P_C, 2.4P_C$, 产生透射光束的情形, 如图 6 所示, 随着入射光束功率的增大, 透射光束与分界面的夹角先是逐渐增大, 然后又逐渐减小, 然后会出现沿平行于分界面传输的表面波孤子情形(其实应是光呼吸子), 直至光束不能穿过分界面, 而在左边形成表面波孤子传输(也应是光呼吸子)。其中在入射光束功率为 $1.6P_C$ 时出现了类似透射表面波孤子的情形, 不难想到此时的光强水平达到了以临界功率 P_C 入射且入射束宽 $\omega_0 \leq \omega_{0S}$ 时的光强水平, 而入射功率为 $2.4P_C$ 时的光强水平则达到了以临界功率 P_C 入射且入射束宽 $\omega_0 \leq \omega_{0B}$ 时的光强水平。

为检测逐渐增加入射光束的功率对于反射孤子有何影响, 取 $\omega_0=1.2 \mu\text{m} > 1.1 \mu\text{m} (\omega_{0G}), \theta=1.7^\circ$, 入射光束的功率分别取 $P_C, 1.030P_C, 1.040P_C, 1.045P_C, 1.047P_C, 1.048P_C$, 如图 7 所示, 可以看到, 随着入射光束功率的增大, 反射呼吸

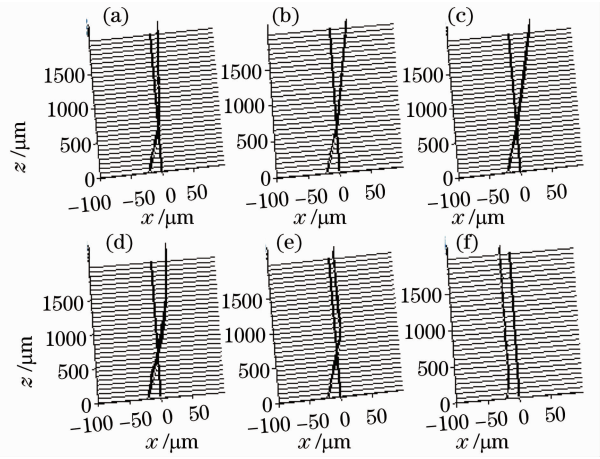


图 6 $b=0.1, \alpha=6/9, \omega_0=1.2 \mu\text{m}, \theta=1.9^\circ, P_0=P_C$ (a), $1.1P_C$ (b), $1.2P_C$ (c), $1.5P_C$ (d), $1.6P_C$ (e), $2.4P_C$ (f) 时光束波形演化图

Fig. 6 Evolution picture of the beam waveform of the light beam when $b=0.1, \alpha=6/9, \omega_0=1.2 \mu\text{m}, \theta=2.8^\circ, P_0=P_C$ (a), $1.1P_C$ (b), $1.2P_C$ (c), $1.5P_C$ (d), $1.6P_C$ (e), $2.4P_C$ (f)

子光束的非线性 Goos-Hanchen 平移逐渐增大(最大可达到束宽量级的 10^3 倍, 如果对入射功率进行更精细的调控, 例如取更多的小数位数, 还可以变得更大), 而离开分界面后的传输方向大致是平行的, 直至最后变成透射光束。而变成透射光束后如果继续增加功率, 其变化趋势与图 6 又是相同的了。需要注意, 当 $\omega_0 < \omega_{0G}$ 时, 增大入射功率并不能增加反射光束的非线性 Goos-Hanchen 平移量。

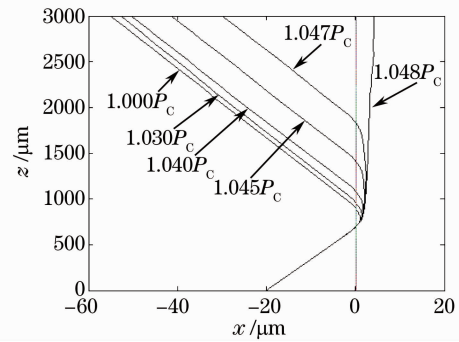


图 7 $b=0.1, \alpha=6/9, \omega_0=1.2 \mu\text{m}, \theta=1.7^\circ, P_0=P_C, 1.030P_C, 1.040P_C, 1.045P_C, 1.047P_C, 1.048P_C$ 时光束中心的轨迹图

Fig. 7 Locus drawing of centre of the light beam when $b=0.1, \alpha=6/9, \omega_0=1.2 \mu\text{m}, \theta=1.7^\circ, P_0=P_C, 1.030P_C, 1.040P_C, 1.045P_C, 1.047P_C, 1.048P_C$

3.3 非局域程度的变化对各束宽节点的影响

研究了 $b \leq 0.6$ 的弱非局域情形及 $b \geq 3$ 的强非局域情形, 暂时不考虑 $0.6 < b < 3$ 的中间非局域情

形。表 5 反映随着非局域程度的变化,各 α 值下的束宽节点 w_{0N} 的变化情况。可以看出随着非局域程度的增强,各 α 值下的 w_{0N} 的值基本上呈现逐渐增大的趋势。

表 5 各 α 值下束宽节点 w_{0N} 的值随非局域程度的变化情况
Table 5 Evolution of the value of node of beam width w_{0N} with the increase of nonlocality degree in each

α	$\alpha = \text{const plane}$				μm
	8/9	7/9	6/9	5/9	
$b=0.1$	1.2	1.3	1.5	1.7	
$b=0.2$	1.0	1.2	1.4	1.7	
$b=0.3$	1.0	1.2	1.4	1.7	
$b=0.4$	1.1	1.3	1.5	1.8	
$b=0.5$	1.2	1.4	1.6	1.9	
$b=0.6$	1.3	1.5	1.7	2.1	
$b=3$	1.5	1.8	2.4	2.9	
$b=4$	1.9	2.4	3.1	3.9	
$b=5$	2.1	3.0	3.8	4.8	
$b=6$	2.5	3.5	4.6	5.7	
$b=8$	3.2	4.6	6.1	7.6	
$b=10$	3.9	5.8	7.6	9.5	

但是在强非局域情形 ($b \geq 3$), 当 $w_0 \leq w_{0N}$ 时并不总是处于非线性情形。当入射孤子光束的束宽减小至某一束宽值(记为 w_{0H})以下时, 透射光束不能保持单孤子的形状, 而呈现多峰结构。图 8 是 $b=5, \alpha=7/9, w_0=1.5 \mu\text{m} < 2.5 \mu\text{m}(w_{0H}), \theta=2.0^\circ$ 时的波形演化图, 可以看出透射光束呈现多峰结构。 w_{0H} 是在强非局域情形存在的第 5 个束宽节点。显然在强非局域情形, 只有当 $w_{0H} < w_0 \leq w_{0N}$ 时, 非线性情形才会出现。

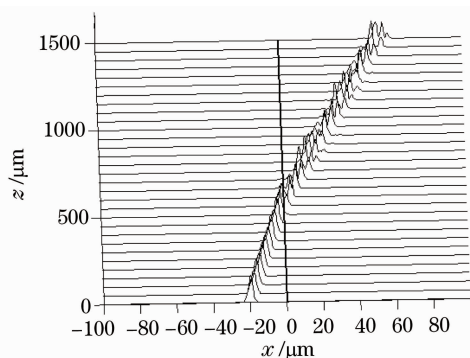


图 8 $b=5, \alpha=7/9, w_0=1.5 \mu\text{m}, \theta=2.0^\circ$ 时的波形演化图

Fig. 8 Evolution picture of the beam waveform of the light beam when $b=5, \alpha=7/9, w_0=1.5 \mu\text{m}, \theta=2.0^\circ$

表 6 反映随着非局域程度的增强, 各 α 值下束宽节点 w_{0H} 的值是增加的。而当非局域程度减弱时 ($b \leq 3$), 束宽节点 w_{0H} 将消失。对比表 6 和表 5 的

强非局域部分, 不难发现相同 α 值下, 区间 $(w_{0H}, w_{0N}]$ 的长度随着非局域程度的增强而逐渐减小; 相同非局域程度下, 区间 $(w_{0H}, w_{0N}]$ 的长度随着 α 值的减小而逐渐减小。

表 6 各 α 值下束宽节点 w_{0H} 的值随非局域程度的变化情况
Table 6 Evolution of the value of node of beam width w_{0H} with the increase of nonlocality degree in each

α	$\alpha = \text{const plane}$				μm
	8/9	7/9	6/9	5/9	
$b=3$		0.7	1.5	2.2	
$b=4$	0.7	1.8	2.7	3.5	
$b=5$	1.5	2.5	3.4	4.5	
$b=6$	2.0	3.1	4.1	5.1	
$b=8$	2.7	4.1	5.7	7.3	
$b=10$	3.5	5.5	7.3	9.3	

表 7 反映随着非局域程度的变化, 各 α 值下的束宽节点 w_{0G} 的变化情况。可以看出随着非局域程度的增强, 各 α 值下的 w_{0G} 的值基本上呈现逐渐增大的趋势。对于 $\alpha=8/9$ 情形, 当 $b < 0.6$ 时不会出现束宽节点 w_{0G} , 当 $b \geq 0.6$ 时开始出现。

表 7 各 α 值下束宽节点 w_{0G} 的值随非局域程度的变化情况
Table 7 Evolution of the value of node of beam width w_{0G} with the increase of nonlocality degree in each

α	$\alpha = \text{const plane}$				μm
	8/9	7/9	6/9	5/9	
$b=0.1$		0.9	1.1	1.3	
$b=0.2$		0.7	0.8	1.1	
$b=0.3$		0.6	0.8	1.1	
$b=0.4$		0.6	0.9	1.1	
$b=0.5$		0.7	0.9	1.2	
$b=0.6$	0.5	0.8	1.1	1.4	
$b=3$	1.0	1.5	2.1	2.6	
$b=4$	1.5	2.1	2.8	3.6	
$b=5$	1.8	2.7	3.6	4.6	
$b=6$	2.2	3.3	4.4	5.6	
$b=8$	2.9	4.5	5.9	7.5	
$b=10$	3.7	5.6	7.4	9.4	

表 8 反映随着非局域程度的变化, 各 α 值下的束宽节点 w_{0S} 的变化情况。可以看出随着非局域程度的增强, 各 α 值下束宽节点 w_{0S} 的值逐渐减小, 这说明随着非局域程度的增强, 在分界面右边介质中形成透射表面波孤子越来越困难, 这与文献[10]的结论是一致的。

表 9 反映随着非局域程度的变化, 束宽节点 w_{0B} 的变化情况。在弱非局域情形, 随着非局域程度的逐渐增强, 束宽节点 w_{0B} 的值逐渐减小; 在强非局域情形 ($b \geq 3$), 束宽节点 w_{0B} 的值却又缓慢增大。

比较表 8 和表 9,发现当 $b \geq 0.5$ 时,各 α 值下 ω_{0S} 与 ω_{0B} 的值已经完全相同了,显示此时两个束宽节点已经合而为一了。但须注意,在强非局域情形,由于 $\omega_{0B} < \omega_{0H}$,当 $\omega_0 \leq \omega_{0B}$ 时,尽管反射光束仍能保持孤子形状,但透射光束不能保持孤子形状。

表 8 各 α 值下束宽节点 ω_{0S} 的值随非局域程度的变化情况
Table 8 Evolution of the value of node of beam width ω_{0S} with the increase of nonlocality degree in each

α	$\alpha = \text{const plane}$				μm
	8/9	7/9	6/9	5/9	
$b=0.1$	0.8	0.9	0.9	1.0	1.0
$b=0.2$	0.6	0.7	0.7	0.7	0.7
$b=0.3$	0.5	0.5	0.6	0.6	0.6
$b=0.4$	0.4	0.4	0.5	0.5	0.5
$b=0.5$	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4
$b=0.6$	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4

表 9 各 α 值下束宽节点 ω_{0B} 的值随非局域程度的变化情况
Table 9 Evolution of the value of node of beam width ω_{0B} with the increase of nonlocality degree in each

α	$\alpha = \text{const plane}$				μm
	8/9	7/9	6/9	5/9	
$b=0.1$	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8
$b=0.2$	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6
$b=0.3$	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5
$b=0.4$	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4
$b=0.5$	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4
$b=0.6$	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4
$b=3$	0.2	0.3	0.3	0.3	0.3
$b=5$	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4
$b=10$	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5

4 结 论

研究了(1+1)维孤子光束倾斜入射非局域非线性分界面的传输规律,并着重研究了其中的非线性情形。根据数值模拟的结果,可以总结如下:

1)孤子光束倾斜入射非局域非线性分界面后其传输规律的光强依赖可以用入射光束的 5 个束宽节点($\omega_{0N}, \omega_{0G}, \omega_{0S}, \omega_{0B}, \omega_{0H}$)来刻画,当 $\omega_0 \leq \omega_{0N}$ 时,处于非线性情形;当 $\omega_0 \leq \omega_{0G}$ 时,反射光束的中心轨迹不穿越分界面,非线性 Goos-Hanchen 平移变得很小,在 ω_{0G} 处(或附近)会产生界面波孤子;当 $\omega_0 \leq \omega_{0S}$ 时,透射孤子将被分界面右边的势阱俘获而形成表面波孤子;束宽节点 ω_{0B} 的存在则揭示,随着 ω_0 的减小,全反射临界掠射角并非一直持续减小,并且揭示在分界面左边介质中同样能形成表面波孤子;在强非局域情形,当 $\omega_0 \leq \omega_{0H}$,透射光束不能保持单

孤子形状,而呈现多峰结构。束宽节点 ω_{0G}, ω_{0B} 以及 ω_{0H} 的发现有助于更加全面地揭示了光束倾斜入射非线性分界面后其传输规律的光强依赖特性。

2)保持入射光束的束宽不变,增大入射光束的功率,可以达到以孤子光束的临界功率入射而不断减小入射束宽同样的效果,这说明光束入射非线性分界面后传输规律的功率依赖实质上就是光强依赖,而通过改变入射光束的功率来改变光强更具可操作性。

3)随着非局域程度的增加,各束宽节点的值均发生变化, ω_{0N} 的值基本呈逐渐增大的趋势;仅在强非局域情形($b \geq 3$)存在的 ω_{0H} 的值也呈逐渐增大的趋势; ω_{0G} 的值基本呈逐渐增大的趋势;在弱非局域情形 ω_{0S} 及 ω_{0B} 的值均呈逐渐减小的趋势,且在 $b \geq 0.5$ 时二者合而为一,到了强非局域情形($b \geq 3$), ω_{0B} 的值又呈现缓慢增大的趋势。

仅针对 $n_{01} > n_{02}, 0 < \alpha_1 < \alpha_2$ 的光学参数配置,计算和讨论了光束由左边介质入射分界面的情况,对于另外 3 种光学参数的配置,也可做一概括:当 $n_{01} > n_{02}, \alpha_1 > \alpha_2 > 0$ 时,计算发现在全反射临界掠射角附近,孤子光束很容易分裂或变形,说明此种配置下不存在非线性情形;当 $n_{01} < n_{02}, 0 < \alpha_1 < \alpha_2$ 时,束宽较大时,孤子光束几乎都是透射的,束宽较小时,能在入射一侧形成表面波孤子,也能形成透射表面波孤子;对于 $n_{01} < n_{02}, \alpha_1 > \alpha_2 > 0$ 的配置,则相当于第一种配置下光束由右边介质入射分界面的情况,当束宽较大(光强较小)时,孤子光束几乎都是透射的(即便掠射角已经很小),当束宽减小到一定程度,能够在入射一侧形成表面波孤子,但不能形成透射表面波孤子。考虑分界面的存在,(1)式中的非局域响应函数应取的形式为 $R(x, x')$,即不再仅仅跟 $x - x'$ 有关。例如,分界面左边某点 (x, z) 处的非线性折射率应当写为 $n_{NL}(x, z) = \alpha_1 \int_{-\infty}^0 R(x, x') |\psi(x', z)|^2 dx' + \alpha_2 \int_0^{\infty} R(x, x') |\psi(x', z)|^2 dx'$,这样计算就比较麻烦,首先 $R(x, x')$ 的具体形式需要用格林函数法来确定,其次不能直接应用基于无限大均匀非局域非线性介质中孤子传输的研究成果(如利用变分法得到的孤子传输的临界功率等)。而不考虑分界面破坏空间平移不变性(即采用本文的近似理论模型),其造成的影响主要在量的方面,并非是质的方面。由于能够直接应用无限大介质中非局域孤子的研究成

果,本文能够更全面地揭示光束倾斜入射非局域非线性分界面后传输的光强依赖特性。当然,如何进行更精确的计算并验证本文的计算结果仍是一个值得关注的问题。

参 考 文 献

- 1 Aceves A. B., Moloney J. V., Newell A. C.. Theory of light-beam propagation at nonlinear interfaces. I. Equivalent-particle theory for a single interface[J]. *Phys. Rev. A*, 1989, **39**(4): 1809~1827
- 2 Aceves A. B., Moloney J. V., Newell A. C.. Theory of light-beam propagation at nonlinear interfaces. II. Multiple-particle and multiple-interface extensions [J]. *Phys. Rev. A*, 1989, **39**(4): 1828~1840
- 3 Kaplan A. E.. Theory of hysteresis reflection and refraction of light by a boundary of a nonlinear medium [J]. *Sov. Phys. JETP*, 1977, **45**: 896~905
- 4 Kaplan A. E.. Conditions of excitation of new waves at nonlinear interfaces and diagram of wave states of the system[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1981, **17**(3): 336~340
- 5 Tomlinson W. J., Gordon J. P., Smith P. W. *et al.*. Reflection of a Gaussian beam at a nonlinear interface[J]. *Appl. Opt.*, 1982, **21**(11): 2041~2051
- 6 Smith P. W., Hermann J. P., Tomlinson W. J. *et al.*. Optical bistability at a nonlinear interface[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1979, **35**(11): 846~848
- 7 Smith P. W., Tomlinson W. J., Maloney P. J. *et al.*. Experimental studies of a nonlinear interface [J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1981, **17**(3): 340~348
- 8 Smith P. W., Tomlinson W. J.. Nonlinear optical interfaces: Switching behavior [J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1984, **20**(1): 30~36
- 9 Strobl K. H., Cuykendall R.. Single-step switching at a nonlinear interface[J]. *Phys. Rev. A*, 1989, **40**(9): 5143~5146
- 10 Varatharajah P., Newell A. C., Moloney J. V. *et al.*. Transmission, reflection, and trapping of collimated light beams in diffusive Kerr-like nonlinear media[J]. *Phys. Rev. A*, 1990, **42**(3): 1767~1774
- 11 Adachihara H., Moloney J. V., Polky J. N.. Pulsed spatial switching at the interface separating Kerr-like instantaneous and relaxing dielectric media [J]. *Phys. Rev. A*, 1990, **41**(9): 5000~5011
- 12 Aceves A. B., Varatharajah P., Newell A. C. *et al.*. Particle aspects of collimated light channel propagation at nonlinear interfaces and in waveguides[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1990, **7**(6): 963~974
- 13 Kominiis Y., Hizanidis K.. Power-dependent reflection, transmission, and trapping dynamics of lattice solitons at interfaces[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, **102**(13): 133903
- 14 Sanchez-Curto J., Chamorro-Posada P., McDonald G. S.. Nonlinear interfaces: intrinsically nonparaxial regimes and effects [J]. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2009, **11**(5): 054015
- 15 Chen Susong. Two-dimensional self-similar soliton waves in highly nonlocal media [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(6): 1653~1658
陈粟宋. 强非局域介质中的二维自相似孤子波[J]. *光学学报*, 2009, **29**(6): 1653~1658
- 16 Zeng Chunxiang, Wang Xinghua, Xie Liangxing *et al.*. 1+2-Dimensional super gaussian nonlocal spatial soliton [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(s1): 213~216
曾春香, 王形华, 谢良星 等. 1+2 维超高斯型非局域空间光孤子 [J]. *中国激光*, 2009, **36**(s1): 213~216
- 17 Zhu Yeqing, Hu Wei, Cao Longgui. (1+1)-D breathers solution in nematic liquid crystals [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(10): 3000~3004
朱叶青, 胡 巍, 曹龙贵. 向列相液晶中的(1+1)维呼吸子解 [J]. *光学学报*, 2010, **30**(10): 3000~3004
- 18 Xuan Wentao, Zheng Yajian, Cao Weiwen *et al.*. Investigation of Z-scan for strongly nonlocal nonlinear medium [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(4): 1117~1121
宣文涛, 郑亚建, 曹伟文 等. 强非局域非线性介质的 Z 扫描研究 [J]. *光学学报*, 2010, **30**(4): 1117~1121
- 19 Wang Yuqing, Zhong Dongzhou, Huang Dong. Influence of phase-front curvature for an optical beam in strongly nonlocal media [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(8): 2377~2382
王玉青, 钟东洲, 黄 东. 初始波前曲率对强非局域介质中光束演化的影响 [J]. *光学学报*, 2010, **30**(8): 2377~2382
- 20 Peccianti M., Dyadyusha A., Kaczmarek M. *et al.*. Tunable refraction and reflection of self-confined light beams [J]. *Nature Physics*, 2006, **2**(11): 737~742
- 21 Assanto G., Minzoni A. A., Peccianti M. *et al.*. Optical solitary waves escaping a wide trapping potential in nematic liquid crystals: Modulation theory [J]. *Phys. Rev. A*, 2009, **79**(3): 033837