

输入面纵向偏移诱导的强非局域非线性光传输特性变化*

陆大全[†] 段秋玲 詹强

(华南师范大学信息光电子科技学院, 广东省微纳光子功能材料与器件重点实验室, 广州 510631)

(2012年12月25日收到; 2013年3月7日收到修改稿)

基于模式分解方法, 分析了输入面纵向偏移诱导的强非局域非线性光传输特性变化的普适性规律. 结果表明光束输入面移动后导致的影响包括: 光斑在每个周期内出现的位置和顺序的变化、相同形状的光斑在输入面移动前后大小的差异以及波面曲率因子的演化. 这些性质可用一个简单的数学公式进行归纳; 利用这一公式可方便地由输入面移动前的任意光束解得到输入面纵向移动后的光束解.

关键词: 强非局域非线性, 光束, 输入面

PACS: 42.65.Tg, 42.65.Jx

DOI: 10.7498/aps.62.124205

1 引言

非线性光传输问题作为光学学科的一个重要研究领域, 从 20 世纪 60 年代激光发明之后一直保持旺盛的生命力. 十多年前强非局域非线性模型的提出^[1], 为非线性光传输领域增加了新的研究内容, 注入了新的活力. 强非局域非线性介质对光场的非线性响应不仅与该点的光强有关, 而且与足够大空间范围内其他点的光强有关. 由于这一特点, 复杂的光传输方程可简化为线性化的 Snyder-Mitchell 模型, 并引起了针对强非局域非线性介质的研究热潮. 在过去十几年里, 得到了许多强非局域非线性传输的光束解析解. 实际上所有的光束在强非局域非线性介质中传输时光束的形状和大小都表现为周期性的可恢复演化^[2]; 传输过程中不变形状只变大小的呼吸子为周期演化的特例; 而形状和大小均不改变的孤子又为呼吸子的特例; 它们是依次包含的关系. 但在数学上, 孤子和呼吸子的求解比其他解要简单得多, 因此研究结果最多的为孤子和呼吸子^[3-17](如涡旋孤子^[4], 多极孤子^[5], 旋转孤子^[8], 椭圆孤子等^[13]). 对于相对较复杂的形状大小均发

生变化的光束的传输问题, 我们也做了一些探索, 发现了强非局域非线性介质中的自诱导分数傅里叶变换效应^[2], 并求得了自由空间中的传输解和强非局域非线性介质中的传输解之间的转换关系^[18].

本文针对一般光束的强非局域非线性传输, 探究输入面纵向偏移导致光束传输特性变化的普遍适用规律. 在过去的研究中, 由于传输方程在数学上的复杂性, 一般只能针对特定光束进行方程求解, 很难得到对各种光束形式普遍适用的解析解. 本文通过另一途径即模式分解的方式来解决一般光束的求解问题. 基于模式分解后的解析解, 研究了输入面纵向偏移对光斑形状、光斑演化速度、光斑大小变化, 以及相位演化的影响的基本规律, 并用一个简单的数学公式对这些影响进行归纳.

2 输入面纵向偏移对光传输性质的影响

2.1 强非局域非线性介质中任意光束的模式分解

对于复振幅为 A 的光束在强非局域非线性

* 国家自然科学基金(批准号: 10804033, 11174090, 11174091)和教育部高等学校博士点专项科研基金(批准号: 200805740002)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: ludq@scnu.edu.cn

介质中的传输, 可用非局域非线性薛定谔方程描述^[1,13]:

$$2ikn_0\partial_z A + n_0(\partial_{xx} + \partial_{yy})A + 2k^2\Delta n A = 0, \quad (1)$$

其中 k 为波数, n_0 为线性折射率,

$$\Delta n = n_2 \int R(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_a|) |A(\mathbf{r}_a)|^2 d^2\mathbf{r}_a \quad (2)$$

为非局域非线性导致的折射率, n_2 为非线性系数, R 为介质的响应函数, $\mathbf{r} \equiv (x, y)$, $\mathbf{r}_a \equiv (x_a, y_a)$.

对于强非局域非线性介质, 响应函数比激光的特征宽度大得多, 因此将 Δn 展开到 \mathbf{r} 的二阶项, 可将方程 (1) 线性化为

$$2ik\partial_z A + (\partial_{xx} + \partial_{yy})A - k^2\gamma^2 P r^2 A = 0, \quad (3)$$

其中 $\gamma = \sqrt{-n_2 R''_0/n_0}$, $P = \int |A|^2 d^2\mathbf{r}$ 为光功率.

方程 (3) 是适用于任意光束在强非局域非线性介质中传输的理论模型. 由于数学上的限制, 即使是对特殊光束 (如孤子和呼吸子) 传输性质的直接求解都已经比较复杂和繁琐; 因此通过对方程 (3) 直接求解来讨论输入面纵向偏移对任意光束演化的影响显然是不可行的. 后面的讨论中将通过另一种途径, 即模式分解来解决这一问题. 首先假设输入光束保持不变, 而强非局域介质的输入面发生纵向移动, 为讨论方便, 将移动前后介质输入面的纵坐标均定为 $z = 0$. 输入面纵向位置移动前后强非局域非线性介质中的光传输解分别为 $A(x, y, z)$ 和 $A_s(x, y, z)$. 通过对二者传输性质的对比来探讨输入面纵向移动对任意光束传输性质影响的一般规律.

输入面的任意光场分布 $A(x, y, 0)$ 均可用正交完备的厄米高斯函数进行模式分解, 即

$$\begin{aligned} A(x, y, 0) &= \sum_{p,q} c_{pq} A^{(p,q)}(x, y, 0) \\ &= \sum_{p,q} c_{pq} H_p\left(\frac{x}{w_0}\right) H_q\left(\frac{y}{w_0}\right) \\ &\quad \times \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{(\sqrt{2}w_0)^2}\right], \end{aligned} \quad (4)$$

其中 H_p 为 p 阶厄米函数. 上述各组成模式为等价共焦激光谐振腔的本征模式, 其在自由空间中的传输性质已得到深入的认识并有解析解. $A(x, y, 0)$ 的自由传输解为各模式解析解的线性叠加, 即

$$\begin{aligned} &A^{(f)}(x, y, z) \\ &= \sum_{p,q} c_{pq} \frac{w_0}{w_f} H_p\left(\frac{x}{w_f}\right) H_q\left(\frac{y}{w_f}\right) \\ &\quad \times \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{(\sqrt{2}w_f)^2}\right] \exp\left(\frac{ikr^2}{2R_f} - i\phi_f\right), \end{aligned} \quad (5)$$

式中 $w_f(z) = w_0[1 + z^2/z_0^2]^{1/2}$, $R_f(z) = z[1 + z_0^2/z^2]$, $\phi_f(z) = (p + q + 1) \arctan[z/z_0]$, $z_0 = kw_0^2$.

而对于输入面发生了纵向移动的情况, 如果仍将输入面的纵坐标定为 $z = 0$, 则相当于光束移动了 z_s 的距离. 因此移动后输入面光场分布及自由空间解析解分别为

$$A_s(x, y, 0) = A^{(f)}(x, y, -z_s), \quad (6)$$

$$A_s^{(f)}(x, y, z) = A^{(f)}(x, y, z - z_s). \quad (7)$$

在文献 [18] 中, 我们通过一个变换式将方程 (3) 与描述自由衍射的线性傍轴传输方程联系起来, 并证明了自由传输光束解和强非局域非线性介质中的光束解析解间满足转换关系

$$A(\mathbf{r}, z) = F_1 F_2 \times A^{(f)}(F_1(\mathbf{r}), F_3), \quad (8)$$

式中

$$\begin{cases} F_1(z) = (-1)^a [1 + \tan^2(\alpha)]^{1/2}, \\ F_2(\mathbf{r}, z) = \exp\left\{-\frac{ikF_1(z)r^2}{2z_p[\tan(\alpha) + 1/\tan(\alpha)]}\right\}, \\ F_3(z) = z_p \tan(\alpha), \\ a(z) = \frac{1}{\pi} \{\alpha - \arctan[\tan(\alpha)]\}, \\ z_p = (\gamma^2 P)^{-1/2}, \quad \alpha = z/z_p. \end{cases} \quad (9)$$

若将 (5) 式中分解模式的束宽参量选取为

$$w_0 = \sqrt{z_p/k}, \quad (10)$$

则运用 (8) 式并经整理可得输入面移动前与移动后强非局域非线性介质中的光束传输解

$$\begin{aligned} &A(x, y, z) \\ &= \sum_{p,q} c_{pq} A^{(p,q)}(x, y, z) \\ &= \sum_{p,q} c_{pq} \frac{w_0}{w} H_p\left(\frac{x}{w}\right) H_q\left(\frac{y}{w}\right) \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{(\sqrt{2}w)^2}\right] \\ &\quad \times \exp\left(\frac{ikr^2}{2R} - i\phi\right), \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} &A_s(x, y, z) \\ &= \sum_{p,q} c_{pq} A_s^{(p,q)}(x, y, z) \\ &= \sum_{p,q} c_{pq} \frac{w_0}{w_s} H_p\left(\frac{x}{w_s}\right) H_q\left(\frac{y}{w_s}\right) \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{(\sqrt{2}w_s)^2}\right] \\ &\quad \times \exp\left(\frac{ikr^2}{2R_s} - i\phi_s\right), \end{aligned} \quad (12)$$

式中各参量为

$$\left\{ \begin{aligned} w &= w_0, \quad w_s = w_0 \left[1 + \left(\tan \left(\frac{z}{z_p} \right) - \frac{z_s}{z_p} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \times \left[1 + \tan^2 \left(\frac{z}{z_p} \right) \right]^{-\frac{1}{2}}, \\ R &= \infty, \quad R_s = \frac{1}{1 + \tan^2 \left(\frac{z}{z_p} \right)} \frac{1}{\left[z_p \tan \left(\frac{z}{z_p} \right) - z_s \right] \left[1 + 1 / \left(\tan \left(\frac{z}{z_p} \right) - \frac{z_s}{z_p} \right)^2 \right]} - \frac{1}{z_p \tan \left(\frac{z}{z_p} \right) \left[1 + 1 / \tan^2 \left(\frac{z}{z_p} \right) \right]}, \\ \phi^{(p,q)} &= (p+q+1) \frac{z}{z_p}, \quad \phi_s^{(p,q)} = (p+q+1) \left\{ a\pi + \arctan \left[\tan \left(\frac{z}{z_p} \right) - \frac{z_s}{z_p} \right] \right\}, \end{aligned} \right. \quad (13)$$

上述推导得到了输入面移动前后一般光束模式分解形式的解析解. 比较 (11) 和 (12) 式可知, 光束输入面移动 z_f 后, 各组成模式的束宽、相位、等相位面曲率均发生了周期性改变; 这一特点将导致光束传输过程中出现有趣的现象. 下一小节中将基于 (11) 和 (12) 式分析这些现象, 得到对任意光束普遍适用的一般性规律.

2.2 输入面纵向移动对强非局域介质中传输性质的影响

首先讨论输入面纵向移动对光斑形状的影响. 从模式分解的角度来看, 由于各阶模式间的相位差随传输距离变化, 一般光束在强非局域非线性传输过程中光斑形状是不断变化的 (光斑形状保持不变的孤子和呼吸子为特例). 为直观起见, 我们在图 1 中设以下移动前输入场作为例子来演示光斑演化的性质:

$$\begin{aligned} A(x, y, 0) &= A_0 \left[L_1^1 \left(\frac{x^2 + y^2}{w_0^2} \right) \left(\frac{x + iy}{w_0} \right) \right. \\ &\quad \left. + L_0^2 \left(\frac{x^2 + y^2}{w_0^2} \right) \left(\frac{x + iy}{w_0} \right)^2 \right] \\ &\quad \times \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{2w_0^2} \right], \end{aligned} \quad (14)$$

其中 L_1^1 和 L_0^2 分别为 (1, 1) 阶和 (0, 2) 阶拉盖尔函数, $w_0 = (k^2 \gamma^2 P)^{-1/4}$ 为各模式的束宽参量, A_0 为使得 $\iint A(x, y, 0) dx dy = P$ 的系数. 对其进行模式分解可得:

$$\begin{aligned} A(x, y, 0) &= A_0 \left[-\frac{1}{4} A^{(0,2)}(x, y, 0) + \frac{I}{2} A^{(1,1)}(x, y, 0) \right. \\ &\quad + \frac{1}{4} A^{(2,0)}(x, y, 0) - \frac{1}{8} A^{(3,0)}(x, y, 0) \\ &\quad - \frac{I}{8} A^{(2,1)}(x, y, 0) - \frac{1}{8} A^{(1,2)}(x, y, 0) \\ &\quad \left. - \frac{I}{8} A^{(0,3)}(x, y, 0) \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

由 (11) 和 (12) 式可得, 在此输入条件下移动前和移动后的强非局域非线性传输解分别为

$$\begin{aligned} A(x, y, z) &= A_0 \left[-\frac{1}{4} A^{(0,2)}(x, y, z) + \frac{I}{2} A^{(1,1)}(x, y, z) \right. \\ &\quad + \frac{1}{4} A^{(2,0)}(x, y, z) - \frac{1}{8} A^{(3,0)}(x, y, z) \\ &\quad - \frac{I}{8} A^{(2,1)}(x, y, z) - \frac{1}{8} A^{(1,2)}(x, y, z) \\ &\quad \left. - \frac{I}{8} A^{(0,3)}(x, y, z) \right] \end{aligned} \quad (16)$$

和

$$\begin{aligned} A_s(x, y, z) &= A_0 \left[-\frac{1}{4} A_s^{(0,2)}(x, y, z) + \frac{I}{2} A_s^{(1,1)}(x, y, z) \right. \\ &\quad + \frac{1}{4} A_s^{(2,0)}(x, y, z) - \frac{1}{8} A_s^{(3,0)}(x, y, z) \\ &\quad - \frac{I}{8} A_s^{(2,1)}(x, y, z) - \frac{1}{8} A_s^{(1,2)}(x, y, z) \\ &\quad \left. - \frac{I}{8} A_s^{(0,3)}(x, y, z) \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

根据上两式做图如图 1.

由 (11) 和 (12) 式知, 在传输过程中, 输入面移动前后光束相邻模式之间的相位差随传输距离的变化可分别表示为

$$\Delta\phi(z) = \phi^{(p,q)} - \phi^{(p,q-1)} = \frac{z}{z_p}, \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \Delta\phi_s(z) &= \phi_s^{(p,q)} - \phi_s^{(p,q-1)} \\ &= \left\{ a\pi + \arctan \left[\tan \left(\frac{z}{z_p} \right) - \frac{z_s}{z_p} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (19)$$

对比 (18) 和 (19) 式可知: 1) 随着邻模相位差的变化, 光斑图样会发生改变, 且每当 $\Delta\phi(z)$, $\Delta\phi_s(z)$ 变化 2π , 光斑回到 $z = 0$ 处的光斑分布, 如此循环, 形成周期性光斑图样演化. 在每个周期内, 输入面移动前和移动后的光斑图样 (只考虑形状不考虑大小) 有一一对应关系, 但同样光斑在两种情况下出现的位置会不同 (如图 1). 如在各自的第一个周期内, 若 $z_s > 0$ (图 1 第一行), 则输入面移动后出现在 $z = L_s$

处的光斑形状在输入面移动前出现的位置为

$$L = \begin{cases} z_p \left\{ (a+2)\pi + \arctan \left[\tan \left(\frac{L_s}{z_p} \right) - \frac{|z_s|}{z_p} \right] \right\} \\ (0 < L_s < z_p \arctan(|z_s|/z_p)) \\ z_p \left\{ a\pi + \arctan \left[\tan \left(\frac{L_s}{z_p} \right) - \frac{|z_s|}{z_p} \right] \right\} \\ (z_p \arctan(|z_s|/z_p) < L_s < 2\pi z_p) \end{cases}, \quad (20)$$

因此移动后周期初 ($0 < L_s < z_p \arctan(|z_s|/z_p)$) 的图像对应于移动前周期末的图像. 从 $L_s = z_p \arctan(|z_s|/z_p)$ 直到周期末, 同样图像比入射位置移动前滞后出现.

若 $z_s < 0$ (图 1 第三行), 有

$$L = \begin{cases} z_p \left\{ a\pi + \arctan \left[\tan \left(\frac{L_s}{z_p} \right) + \frac{|z_s|}{z_p} \right] \right\} \\ (0 < L_s < 2\pi z_p - z_p \arctan(|z_s|/z_p)) \\ z_p \left\{ (a-2)\pi + \arctan \left[\tan \left(\frac{L_s}{z_p} \right) + \frac{|z_s|}{z_p} \right] \right\} \\ (2\pi z_p - z_p \arctan(|z_s|/z_p) < L_s < 2\pi z_p) \end{cases}, \quad (21)$$

故入射位置移动后, 从输入面直到 $L_s = 2\pi z_p - z_p \arctan(|z_s|/z_p)$, 同样图像出现得比入射位置移

动前早; 而移动后周期末 ($2\pi z_p - z_p \arctan(|z_s|/z_p) < L_s < 2\pi z_p$) 的图像则对应于移动前周期初的图像.

其次, 输入面的变化将导致光斑形状的演化速度发生变化. 因光斑形状的变化由邻模相位差的变化引起, 我们以邻模相位差的变化速度来衡量图样的演化快慢. 输入面移动前的邻模相位差演化速度

$$V = \partial_z \Delta \phi \equiv \frac{1}{z_p} \quad (22)$$

为定值. 移动输入面后, 演化速度变为

$$V_s(L_s) = \partial_z \Delta \phi_s = \frac{1 + \left(\tan \frac{L_s}{z_p} \right)^2}{z_p \left[1 + \left(\frac{z_s}{z_p} - \tan \left(\frac{L_s}{z_p} \right) \right)^2 \right]}, \quad (23)$$

故移动后图样的演化速度发生了变化. 如图 2 中实线所示, 输入面后移时 ($z_s < 0$), 在输入面处的演化速度较小, 继而随着传输继续变小并很快达到最小值, 随后将增大, 到最大值后又降下来, 如此以 πz_p 为周期循环变化. 而当输入面前移时 ($z_s > 0$), 在输入面处的演化速度也较小, 但不同的是其一开始就增大, 到最大值后又降下来, 如此往复亦形成 πz_p 为周期性变化. 此外, 若将具有同样的移动距离但移动方向相反 (比如 $z_s = z_p$ 和 $z_s = -z_p$) 的两种情况比较, 则二者在一个周期内的演化互为逆向关系.

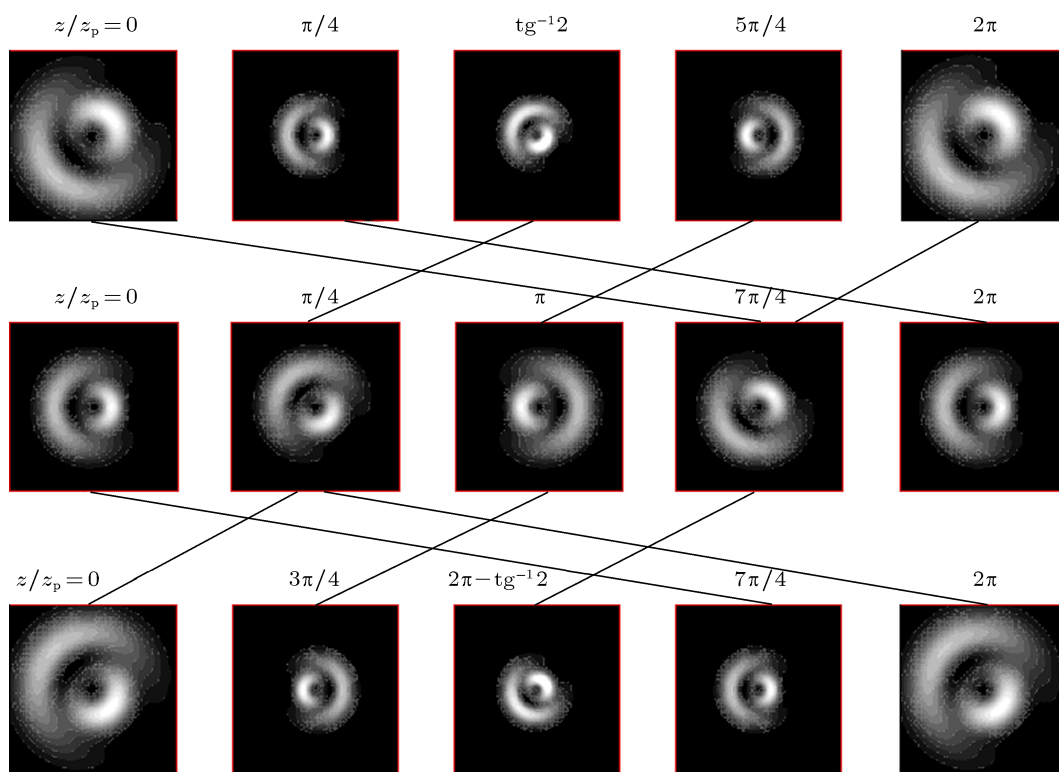


图 1 光束在 $z_s = z_p$ (第一行), 0 (第二行), $-z_p$ (第三行) 三种情况下在强非局域非线性介质中的光斑演化对比, 输入面移动前光束的入射光场分布设为 (14) 式形式

那么,为什么输入面移动前邻模相位差演化速度为定值,而移动后邻模相位差演化速度会发生周期性变化呢?其物理机制如下:光束的相位演化速度实际上是和束宽成负相关关系的(一个明显的例子为自由空间中的高斯光束).在束腰入射情况下,各模式的衍射效应刚好和非线性波导的聚焦效应平衡,各模式在传输过程中保持大小和形状不变,故各模式相位演化速度以及邻模相位差演化速度均保持不变.而当输入面移动后,每一个模式均由束腰输入变成了偏离束腰输入.此时由于在入射面处光束有发散或汇聚的惯性,因此进入强非局域非线性介质后会形成束宽的周期性变化,从而导致各模式相位演化速度以及邻模相位差演化速度也发生周期性变化.具体而言,当入射面后移(前移)时为束腰后(前)入射,入射面处光斑比束腰入射情况下要大,故入射面处有较小的各模式相位演化速度以及邻模相位差演化速度.入射后由于光束发散(汇聚)的惯性,光束继续变大(小),故邻模相位差演化速度变小(大).束宽达最大(小)值后由于聚焦效应强(弱)于衍射效应,故束宽会变小(大),导致邻模相位差演化速度变大(小).束宽达最小(大)值后由于聚焦效应弱(强)于衍射效应,故束宽又会变大(小),导致邻模相位差演化速度变小(大).如此循环形成了邻模演化速度的周期性变化.

再次,尽管在一个周期内输入面的纵向移动前后光斑形状有一一对应关系,但相同形状的光斑,在输入面移动前后其大小会有差异.定量上讲,在移动后与移动前对应形状光斑宽度的比值为

$$\Gamma(L_s) = \frac{w_s(L_s)}{w(L)} = \frac{\left[1 + \left(\tan\left(\frac{L_s}{z_p}\right) - \frac{z_s}{z_p}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}}{\left[1 + \tan^2\left(\frac{L_s}{z_p}\right)\right]^{\frac{1}{2}}}. \quad (24)$$

由(23)和(24)式知,光斑宽度比与表征光斑演化速度的邻模相位差演化速度之间满足关系

$$V_s = \frac{1}{z_p \Gamma^2}. \quad (25)$$

这是因为光束光斑越小,各模式相位演化速度以及邻模相位差变化速度越快,故光斑演化速度越快(如图2中实、虚线所示).

此外,由于输入面的移动,各分量间还有一个共同的波面曲率因子 R ,此因子也与光斑宽度比 Γ 存在关联(如图2中虚线和点虚线所示).从物理机制上讲, Γ , R 之间关联性产生的原因如下:对于光束输入面顺着光束传输方向移动(即 $z_s < 0$)情形,相当于在入射强非局域非线性介质之前多了一段

自由衍射,使得光束的发散性增强,入射面光斑相对变宽($\Gamma > 1$),同时迎着光传播方向看等相位面将变凸(多了一个球面波因子 R 且 $1/R > 0$);而等相位面变凸后,光束呈发散趋势,故入射后 Γ 继续增大;当 Γ 增大到一定程度后,非线性自聚焦效应将比衍射效应更强,此时 Γ 开始变小即光束发生汇聚,故 $1/R < 0$.在介质中衍射效应和自聚焦效应的强弱关系交替变化将使得 Γ 和 R 在传输过程中发生周期性变化.对于输入面逆着光束传输方向移动(即 $z_s > 0$)的情况亦同理,不赘述.

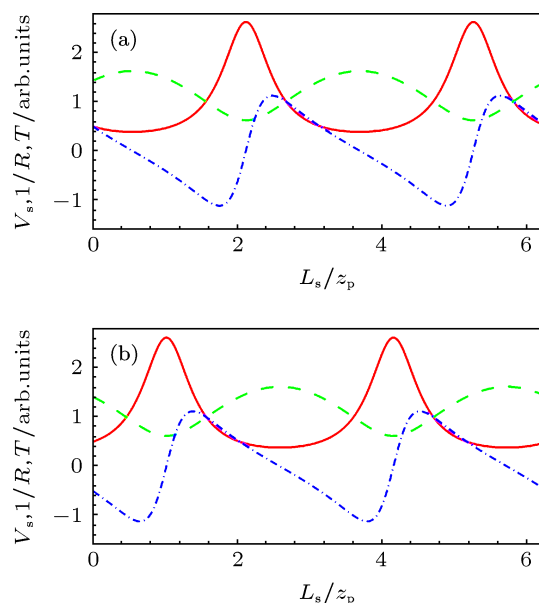


图2 (a)输入面顺光束传输方向移动($z_s = -z_p$)时的邻模相位差演化速度 V_s (实线),光斑宽度比 Γ (虚线),及波面曲率因子 $1/R$ (点虚线)的演化;(b)输入面逆光束传输方向移动($z_s = z_p$)时的邻模相位差演化速度 V_s (实线),光斑宽度比 Γ (虚线),及波面曲率因子 $1/R$ (点虚线)的演化

最后,对上述性质进行综合,输入面变化对任意光束传输规律的影响可用一个简单的数学公式进行归纳:

$$A_s(x, y, L_s) = A\left(\frac{x}{\Gamma}, \frac{y}{\Gamma}, L\right) \exp\left\{\frac{ikr^2}{2R(L_s)} - i\left[\left\{a\pi + \arctan\left[\tan\left(\frac{L_s}{z_p}\right) - \frac{z_s}{z_p}\right]\right\} - \frac{L}{z_p}\right]\right\}, \quad (26)$$

式中参量在前面叙述中已定义.上式将输入面纵向移动前后的光束演化联系起来;利用这一公式可方便地由输入面移动前的任意光束解 $A(x, y, L)$ 得到输入面纵向移动后的光束解 $A_s(x, y, L_s)$.

3 结论

总之, 本文基于模式分解方法分析了输入面纵向偏移诱导的强非局域非线性光传输特性变化的普适性规律. 输入面移动对光束演化的影响包括几个方面: 1) 由于邻模相位差发生变化, 尽管在每个周期内, 输入面移动前和移动后的光斑图样(只考虑形状不考虑大小)有一一对应关系, 但同样光斑在两种情况下出现的位置会不同; 2) 输入面的纵向移动将导致光斑形状的演化速度发生周期性变化, 若将具有同样的移动距离但移动方向相反的两种

情况比较, 则二者在一个周期内的演化互为逆向关系; 3) 尽管在一个周期内输入面的纵向移动前后光斑形状有一一对应关系, 但相同形状的光斑, 在输入面移动前后大小会有差异; 并且由于光束光斑越小, 其衍射作用越强, 图样的变化就越剧烈, 故光斑宽度比与光斑演化速度存在负相关关联; 4) 由于输入面的移动, 各分量间还有一个共同的波面曲率因子, 此因子也与光斑宽度比及光斑演化速度存在关联, 这些影响可用一个简单的数学公式进行归纳, 利用这一公式可很方便地由输入面移动前的任意光束解得到输入面纵向移动后对应的光束解.

-
- [1] Snyder A W, Mitchell D J 1997 *Science* **276** 1538
 - [2] Lu D Q, Hu W, Zheng Y J, Liang Y B, Cao L G, Lan S, Guo Q 2008 *Phys. Rev. A* **78** 043815
 - [3] Yakimenko A I, Lashkin V M, Prikhodko O O 2006 *Phys. Rev. E* **73** 066605
 - [4] Buccoliero D, Desyatnikov A S, Krolikowski W, Kivshar Y S 2008 *Opt. Lett.* **33** 198
 - [5] Buccoliero D, Desyatnikov A S, Krolikowski W, Kivshar Y S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 053901
 - [6] Zhong W P, Lin Y 2007 *Phys. Rev. A* **75** 061801
 - [7] Peccianti M, Conti C, Assanto G, Luca A D, Umetsu C 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 3335
 - [8] Lopez-Aguayo S, Desyatnikov A S, Kivshar Y S 2006 *Opt. Express* **14** 7903
 - [9] Królikowski W, Bang O 2000 *Phys. Rev. E* **63** 016610
 - [10] Deng D M, Guo Q 2007 *Opt. Lett.* **32** 3206
 - [11] Mamaev A V, Zozulya A A, Mezentsev V K, Anderson D Z, Saffman M 1997 *Phys. Rev. A* **56** R1110
 - [12] Nikolov N I, Neshev D, Królikowski W, Bang O, Rasmussen J J, Christiansen P L 2004 *Opt. Lett.* **29** 286
 - [13] Lopez-Aguayo S, Gutiérrez-Vega J C 2007 *Opt. Express* **15** 18326
 - [14] Ouyang S G, Hu W, Guo Q 2007 *Phys. Rev. A* **76** 053832
 - [15] Guo Q, Luo B, Yi F, Chi S, Xie Y 2004 *Phys. Rev. E* **69** 016602
 - [16] Guo Q, Zhang X P, Hu W, Shou Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1832 (in Chinese) [郭旗, 张霞萍, 胡巍, 寿倩 2006 物理学报 **55** 1832]
 - [17] Bai Z Y, Deng D M, Guo Q 2012 *Chin. Phys. B* **21** 64218
 - [18] Lu D Q, Hu W, Guo Q 2009 *Europhys. Lett.* **86** 44004

Influence of the longitudinal shift of the entrance plane on the propagation properties of beams in strongly nonlocal nonlinear medium*

Lu Da-Quan[†] Duan Qiu-Ling Zhan Qiang

(Laboratory of Nanophotonic Functional Materials and Devices, School of Information and Optoelectronic Science and Engineering,

South China Normal University, Guangzhou 510631, China)

(Received 25 December 2012; revised manuscript received 7 March 2013)

Abstract

Based on the approach of mode decomposition, the influence of the longitudinal shift of the entrance plane on the propagation properties of beams in strongly nonlocal nonlinear medium is analyzed. The shift of the entrance plane changes the order and the longitudinal position of beam patterns in a period, the size of patterns, and the radius of the cophasal surface. These properties can be described with a simple mathematical equation, therefore the beam solution after the entrance plane is shifted can be easily obtained from that before the entrance plane is shifted.

Keywords: strongly nonlocal nonlinearity, beam, entrance plane

PACS: 42.65.Tg, 42.65.Jx

DOI: 10.7498/aps.62.124205

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10804033, 11174090, 1174091) and the Specialized Research Foundation for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 200805740002).

[†] Corresponding author. E-mail: ludq@scnu.edu.cn