

梯度负折射率介质中高斯光束传输特性的研究*

周建华[†] 李栋华 曾阳素 朱鸿鹏

(邵阳学院信息工程系, 激光与信息技术研究所, 邵阳 422000)

(2013年12月8日收到; 2014年1月22日收到修改稿)

导出了高斯光束在梯度负折射率介质中的 $ABCD$ 矩阵, 据此得到光束在此介质中的传输模型. 并利用此模型分析了高斯光束在梯度负折射率介质中的传输特性, 发现它能产生空间孤子及呼吸子形式的传输, 并发现光束的束腰半径不一定是最小束宽半径. 还研究了梯度系数对介质聚焦能力的影响, 据此可以设计出相应聚焦能力所需要的折射率分布. 最后分析了传输时高斯光束曲率半径的变化情况, 与光束束宽半径的变化显著不同, 曲率半径始终从无穷大开始, 然后产生一个个周期性的变换.

关键词: 高斯光束, 梯度负折射率介质, $ABCD$ 定律, 传输特性

PACS: 42.25.-p, 42.79.-e, 41.20.Jb

DOI: 10.7498/aps.63.104205

1 引言

在研究激光器和激光光束传输时, 常常会遇到各种非均匀激光介质, 这些介质所产生的效应会影响高斯光束在介质中的传输特性, 也会影响到激光腔输出激光的光束参数. 因此, 研究高斯光束在非均匀介质中的传输变换特性具有十分重要的意义和实用价值. 近年来, 一种新型的人工周期结构的负折射率材料^[1,2]已被成功构造, 由于其具有异常的电磁性能而受到了特别地关注, 本文将结合负折射率材料的奇异特性^[3-6], 研究高斯光束在典型的非均匀介质——梯度负折射率介质中的传输特性和变换特性.

具有梯度折射率分布的光学材料早在1850年就已经被发现^[7]. 具有梯度折射率分布的透明的平行平板材料可以对平行光束进行聚焦, 如同常规的凸透镜一样可产生聚焦作用. 目前在自然界中还没有发现梯度负折射率介质, 全部来自于人为构造. 首先在微波波段构造和实验验证了梯度负折射率介质^[8,9]. Greigor等^[10]将各向同性的程函方程用于构造梯度负折射率介质, 即使负折射率介质

的折射率呈梯度分布, 并指出了梯度负折射率介质平板在聚焦和成像上的一些优点. 文献^[11]进行了17.4 GHz频率段的电磁波通过梯度负折射率材料的实验. 文献^[12, 13]提出了一种用金属薄膜构造的负折射率材料, 其折射率具有梯度分布, 和常规的均匀的负折射率介质平板透镜相比, 它能将光频率段的平行光束聚焦. 梯度负折射率材料有着广泛的应用领域和应用前景. Xi等^[14]利用梯度负折射率材料制造了高性能的光束扫描天线, 通过使用梯度负折射材料实现阻抗的匹配和波束方向的控制. Nguyen等^[15]研究发现利用梯度负折射率材料制作的透镜能校正慧差, 具有改善透镜性能的潜力.

目前, 大部分文献采用傅里叶光学的角谱理论研究梯度负折射率材料中光束的传输特性. 本文将用传输矩阵法对负折射率平板介质中高斯光束的传输特性进行研究, 和常用的傅里叶光学的角谱理论相比, 它避免了复杂的积分运算和傅里叶变换. 传输矩阵法是一个非常简洁却又十分高效的研究工具, 且每一个矩阵元都有着十分明确的物理意义. Born和Wolf^[16]利用特性矩阵求解光通过多层介质模时的透射率和反射率问题. Yariv^[17]利用光线矩阵处理光线通过透镜或类透镜介质的传输问题.

* 国家自然科学基金 (批准号: 11247296) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: zjh598@126.com

2 高斯光束在正梯度负折射率介质中的传输模型

我们选择高斯光束作为研究对象,同时选取折射率分布为沿径向呈二次变化的梯度负折射率介质,这样的梯度负折射率介质有两种情形:第一种为中间部分折射率的绝对值比边沿部分折射率的绝对值要大,这种梯度负折射率介质称为正梯度负折射率介质;第二种情形则相反,即边沿部分折射率的绝对值比中间部分折射率的绝对值要大,这种梯度负折射率介质称为负梯度负折射率介质.我们首先研究正梯度负折射率介质,其折射率 $n(r)$ 分布模型为

$$n(r) = n_0(1 - \beta^2 r^2/2), \quad (1)$$

式中 β 为梯度系数, $\beta > 0$.由于所选取的是负折射率介质,故选择 $n_0 < 0$.

下面研究高斯光束在梯度负折射率介质中传输时,其 q 参数的传播规律.从亥姆霍兹方程出发,

$$\frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} - 2k(r) \frac{\partial A}{\partial z} - k^2(r) \beta^2 r^2 A = 0, \quad (2)$$

(2)式为在梯度折射率介质中,慢变化振幅近似下的亥姆霍兹方程,其中 $k(r)$ 为波数.假设高斯光束的场振幅 $A(x, y, z)$ 为

$$A(x, y, z) = A_0 \exp \left\{ -i \left[P(z) + \frac{\pi r^2}{\lambda q(z)} \right] \right\}. \quad (3)$$

将(3)式代入(2)式可得,

$$\frac{-k^2(r)r^2}{q^2(z)} - \frac{2ik(r)}{q(z)} - 2k(r) \frac{dP(z)}{dz} - k^2(r)r^2 d \left(\frac{1}{q(z)} \right) / dz - k^2(r) \beta^2 r^2 = 0. \quad (4)$$

由于(4)式对于任意的 r 值都成立,因此 r^2 项和常数项的系数必须为零,

$$\frac{1}{q^2(z)} + \frac{d(1/q(z))}{dz} + \beta^2 = 0, \quad (5)$$

$$\frac{i}{q(z)} + \frac{dP(z)}{dz} = 0. \quad (6)$$

为了能从(5)式中求得 $q(z)$ 的解,我们做如下变量变换:

$$q(z) = S(z)/S'(z), \quad (7)$$

式中 $S'(z)$ 为 $S(z)$ 的一阶导数.把(7)式代入(5)式得

$$\frac{d^2 S(z)}{dz^2} + \beta^2 S(z) = 0. \quad (8)$$

(8)式的解为

$$\begin{aligned} S(z) &= b_1 \sin(\beta z) + b_2 \cos(\beta z), \\ S'(z) &= \frac{dS(z)}{dz} \\ &= b_1 \beta \cos(\beta z) - b_2 \beta \sin(\beta z), \end{aligned} \quad (9)$$

式中 b_1 和 b_2 为待定常数.

在 z 处 q 参数为

$$q(z) = \frac{b_1 \sin(\beta z) + b_2 \cos(\beta z)}{-b_2 \beta \sin(\beta z) + b_1 \beta \cos(\beta z)}. \quad (10)$$

在 $z = 0$ 处 q 参数为纯虚数,即

$$\begin{aligned} q_0 &= q(z = 0) = iZ_0 = i \frac{1}{2} k w_0^2 \\ &= i \frac{\pi w_0^2}{\lambda}, \end{aligned} \quad (11)$$

式中, $\lambda = \lambda_0/n_0$,其中 λ_0 为光束在自由空间中的波长.根据(10)式可以得到

$$q_0 = b_2/(b_1 \beta). \quad (12)$$

利用(12)式可将 $q(z)$ 表达式改写为

$$q(z) = \frac{q_0 \cos(\beta z) + (1/\beta) \sin(\beta z)}{-q_0 \beta \sin(\beta z) + \cos(\beta z)}. \quad (13)$$

由此可知,正梯度负折射率介质的变换矩阵为

$$\begin{aligned} &\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} \cos(\beta z) & \frac{1}{\beta} \sin(\beta z) \\ -\beta \sin(\beta z) & \cos(\beta z) \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (14)$$

则 $q(z)$ 的表达式可以写为

$$q(z) = \frac{Aq_0 + B}{Cq_0 + D}. \quad (15)$$

当然,(15)式也可以根据高斯光束 $ABCD$ 定律直接得出.

假设在 $z = 0$ 处场强分布:

$$\begin{aligned} E(r, 0) &= A(r, q_0) \exp(-ikz) \\ &= \exp \left(-\frac{r^2}{w_0^2} \right), \end{aligned} \quad (16)$$

则高斯光束在梯度负折射率介质中传输了 z 距离后,可以得到 z 处的场强分布为

$$\begin{aligned} E(r, z) &= \left(\frac{q_0}{Aq_0 + B} \right) \exp(-ikz) \\ &\times \exp \left(-\frac{ikr^2}{2q} \right). \end{aligned} \quad (17)$$

将相应矩阵元及 q_0, q 代入 (17) 式并化简可得

$$E(r, z) = \left(\frac{\beta^2 Z_0^2 \cos(\beta z) + i\beta Z_0 \sin(\beta z)}{\beta^2 Z_0^2 \cos^2(\beta z) + \sin^2(\beta z)} \right) \times \exp(-ikz) \exp \left[-\frac{ikr^2}{2} \left(\frac{1}{R(z)} - \frac{i\lambda}{\pi w^2(z)} \right) \right], \quad (18)$$

式中, $R(z), w(z)$ 分别为高斯光束在传输距离 z 处的曲率半径和束宽半径,

$$R(z) = \frac{Z_0^2 \beta^2 \cos^2(\beta z) + \sin^2(\beta z)}{\cos(\beta z) \sin(\beta z) (\beta - Z_0^2 \beta^3)}, \quad (19)$$

$$w^2(z) = w_0^2 \cos^2(\beta z) \left[1 + \frac{\tan^2(\beta z)}{\beta^2 Z_0^2} \right]. \quad (20)$$

束宽半径表达式 (20) 也可以写为

$$w^2(z) = w_0^2 \left(1 + \frac{\lambda^2 - \pi^2 w_0^4 \beta^2}{\pi^2 w_0^4 \beta^2} \sin^2(\beta z) \right), \quad (21)$$

其中 w_0 为高斯光束的束腰半径. (18)—(21) 式即为我们导出的高斯光束在正梯度负折射率介质中的传输模型. 这也是我们进行下一步研究工作的理论基础.

3 高斯光束在正梯度负折射率介质中的传输特性

由于在常规的梯度折射率介质中, 高斯光束可能出现光孤子传输现象. 下面研究在正梯度负折射率介质中是否会出现类似的现象, 以及出现光孤子现象时正梯度负折射率介质的折射率分布特点.

高斯光束在正梯度负折射率介质中的主要传输特性为场强分布、束宽半径和曲率半径等. 根据正梯度负折射率介质中光束传输方程 (18) 式, 可以明确得到在给定的一个 z 平面内, 高斯光束的强度分布. 首先研究光束的宽度属性, 这也是是否产生孤子传输的判据. 由 (21) 式可知在正梯度负折射率介质中光束宽度随传输距离的变化. 为分析方便起见, (21) 式改写为

$$w^2(z) = w_0^2 \left(1 + \frac{1 - Z_0^2 \beta^2}{Z_0^2 \beta^2} \sin^2(\beta z) \right). \quad (22)$$

从 (22) 式可以观察到, 当

$$\beta = 1/Z_0 = \frac{\lambda}{\pi w_0^2} \quad (23)$$

时, 入射到正梯度负折射率介质中的高斯光束被准直, 光斑不随传输距离的变化而改变, 它在任

意一点的光斑半径都等于初始光腰半径 w_0 , 也就是高斯光束在梯度负折射率介质中传输时场强度分布保持不变, 形成所谓的空间孤子, 与常规介质中的孤子一样, 在传输过程中形态不产生变化, 如图 1(a) 所示. 当然正梯度负折射率介质中的孤子传输是由于折射率的空间分布而导致光束的衍射效应被抵消, 并非常规介质中的非线性效应和衍射效应共同作用形成. 其实在常规非线性介质中的孤子的形成还是与折射率的梯度分布相关, 只不过此时折射率的梯度分布与光束的场强度有关, 也就是光束的强度分布变化导致了折射率分布变化, 从而抵消衍射形成孤子. 在常规线性介质或各向同性均匀负折射率介质中, 由于光束的衍射效应, 将使得光束的宽度在空间上发散, 即束宽展宽而不会形成孤子传输现象, 但是在正梯度负折射率介质中却产生了空间孤子, 这是正梯度负折射率介质的一个特性.

而当

$$\beta \neq 1/Z_0 \quad (24)$$

时, 高斯光束会在正梯度负折射率介质中形成周期性的汇聚和发散, 也有人将之称为呼吸子现象. 此时光束的束宽半径存在两个极值, 在

$$\beta z = l\pi \quad (l = 0, 1, 2, \dots) \quad (25)$$

时, 束宽半径取得第一个极值,

$$w^2(z) = w_0^2. \quad (26)$$

进一步限定条件, 如果 $\beta < 1/Z_0$, 则 (26) 式为束宽半径的最小值, 即 w_0 为最小束宽半径, 如图 1(b) 所示; 反之为最大值, 即 w_0 为最大束宽半径, 如图 1(c) 所示. 当

$$\beta z = (2l + 1)\pi/2 \quad (l = 0, 1, 2, \dots) \quad (27)$$

时, 高斯光束的束宽半径取另外一个极值,

$$w^2(z) = w_0^2 \left(1 \pm \frac{|1 - Z_0^2 \beta^2|}{Z_0^2 \beta^2} \right). \quad (28)$$

当 $\beta < 1/Z_0$ 时, (28) 式的括号部分取正号, (28) 式为最大束宽半径, w_0 则为最小束宽半径, 如图 1(b) 所示; 反之则取负号, 得最小值, 此时 (28) 式为光束束宽半径的最小值, w_0 则为最大束宽半径, 如图 1(c) 所示. 上述的分析中我们假设光源也在梯度负折射率介质中, 若光束是从正折射率介质中入射到梯度负折射率介质中, 图 1(b) 和 (c) 所示的两种情形的条件恰好互换, 即当 $\beta < 1/Z_0$ 时, 光束的最大束宽半径为 w_0 , 最小束宽半径为 (28) 式; 当

$\beta > 1/Z_0$ 时, 光束的最小束宽半径为 w_0 , 最大束宽半径为 (28) 式.

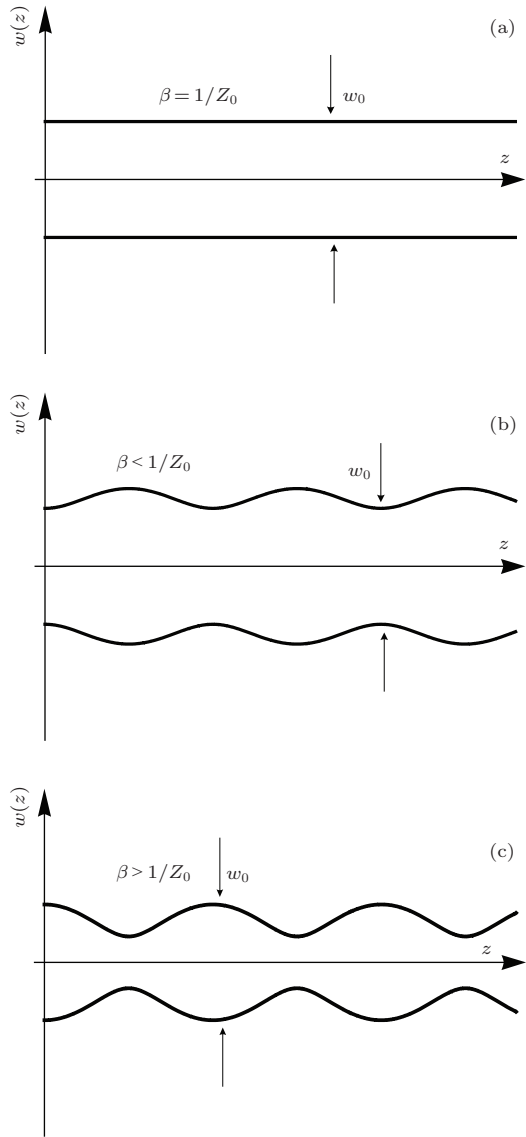


图1 正梯度负折射率介质中高斯光束束宽半径的变化 (a) $\beta = 1/Z_0$; (b) $\beta < 1/Z_0$; (c) $\beta > 1/Z_0$

图1给出了高斯光束在正梯度负折射率介质中传输时束宽半径随传输距离的变化. 从图1可以看出, 当 $\beta \neq 1/Z_0$ 时, 高斯光束在正梯度负折射率中传输时产生周期性的聚焦和发散, 形成所谓的呼吸子. 高斯光束在正梯度负折射率中传输时, 其束宽半径的极大值与极小值的比值有如下关系:

$$\frac{w(z)^2}{w_0^2} = \frac{1}{Z_0^2 \beta^2}. \quad (29)$$

(29) 式说明在正梯度负折射率介质中, 梯度系数 β 越大, 则类透镜效应越强, 聚焦能力越大, 在焦点处可获得的焦斑半径则越小. 由于根据 (29) 式可以获得相应聚焦能力所需要的折射率分布规律, 因

此其可作为构造不同聚焦能力的正梯度负折射率介质的理论依据和指导.

关于正梯度负折射率介质中折射率的梯度分布, 前面我们已经对梯度系数 β 取值不同时高斯光束的传输特性进行了分析, 主要分为三种情况: $\beta = 1/Z_0$, $\beta < 1/Z_0$ 和 $\beta > 1/Z_0$. 当 $\beta = 1/Z_0$ 时, 光束表现为孤子传输, 而其他两种情况下为呼吸子传输, 呼吸子的最大束宽半径和最小束宽半径随梯度系数的变化而改变, 如图2所示. 当 $\beta < 1/Z_0$ 时, 呼吸子的最大束宽半径随着梯度系数的增加而变小 (图2(a)), 当梯度系数增大到 $1/Z_0$ 时, 呼吸子的最大束宽半径也减少到一个极值处, 即为 w_0 . 当 $\beta > 1/Z_0$ 时, 呼吸子的最小束宽半径也随着梯度系数的增加而变小 (图2(b)), 且最小束宽半径的极大值为 w_0 , 此时的梯度系数值对应为 $1/Z_0$. 可见增加梯度系数有利于光束的聚焦. 图3是当 $\beta < 1/Z_0$ 时二维光场强度分布的示意图.

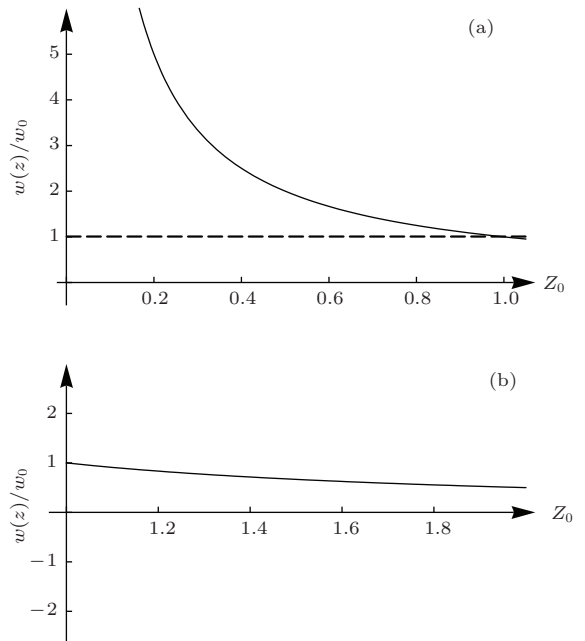


图2 束宽半径随梯度系数 β 的变化 (a) $Z_0 \beta < 1$ 时, 最大束宽半径随 β 的变化; (b) $Z_0 \beta > 1$ 时, 最小束宽半径随 β 的变化

下面我们对梯度系数 β 取极值的情况进行分析, 也就是研究当 $\beta = 0$ 时, 正梯度负折射率介质转变为均匀负折射率介质, 光束的传输规律会发现什么变化. 我们计算梯度系数 β 趋于零时 (20) 式的极限, 可以得到

$$\begin{aligned} w^2(z) &= \lim_{\beta \rightarrow 0} w_0^2 \cos^2(\beta z) \left[1 + \frac{\tan^2(\beta z)}{\beta^2 Z_0^2} \right] \\ &= w_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{Z_0^2} \right). \end{aligned} \quad (30)$$

(30) 式所示结果和各向同性均匀负折射率介质中的规律是完全一致的^[18].

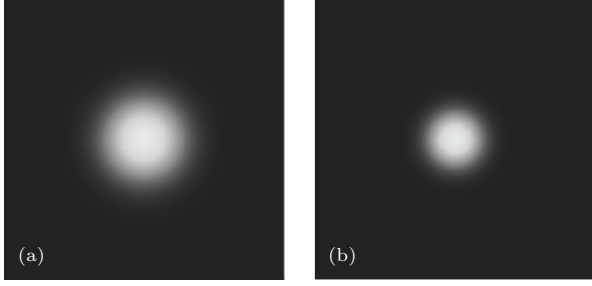


图3 $\beta < 1/Z_0$ 时二维光场强度分布示意图 (a) $\beta z = (2l+1)\pi/2 (l = 0, 1, 2, \dots)$ 时, 在呼吸子的最大束宽半径处二维场强的分布; (b) $\beta z = l\pi (l = 0, 1, 2, \dots)$ 时, 在呼吸子的最小束宽半径处二维场强的分布

关于曲率半径的变化, 我们可以通过分析(19)式得出, 根据前面的梯度系数分类, 当 $\beta = 1/Z_0$ 时, 曲率半径为

$$R(z) = \frac{Z_0^2 \beta^2 \cos^2(\beta z) + \sin^2(\beta z)}{\cos(\beta z) \sin(\beta z) (\beta - Z_0^2 \beta^3)} \rightarrow \infty. \quad (31)$$

也就是, 当高斯光束在正梯度负折射率介质中以空间孤子形式传输时, 其束宽半径保持不变, 其曲率半径也是不变的, 始终保持为无穷大极值, 此时的波前相当于一个平面波前.

当 $\beta < 1/Z_0$ 时, 在 $z = (2l + 1)\pi/(2\beta)$ 传输距离处光束束宽半径取得最大时, 根据前面高斯光束的有关性质可以发现, 此时光束的曲率半径也应为一个极值,

$$R(z) \rightarrow \infty. \quad (32)$$

而在 $z = l\pi/\beta$ 传输距离处光束束宽半径取得最小值时, 也就是焦点的位置, 这时根据前面高斯光束的有关性质可以得到, 此处的曲率半径也为最大值, 即为无穷大, 波前也趋于平面波前,

$$R(z) \rightarrow \infty. \quad (33)$$

综上所述可知高斯光束在正梯度负折射率介质中传输时, 如果以空间孤子形式传输, 则曲率半径不变化, 一直为无穷大; 如果以呼吸子形式传输, 则曲率半径在束宽半径的两个极值 (最大值和最小值) 位置处都为无穷大, 在其中任意一个极值左右, 波前反相, 曲率半径也开始减少, 并在两个极值之间的位置处, 曲率半径取得最小值:

$$R(z) = \frac{1 + Z_0^2 \beta^2}{\beta - Z_0^2 \beta^3}. \quad (34)$$

此处的传输距离为

$$z = \frac{(2n + 1)\pi}{4\beta}. \quad (35)$$

通过上面的分析发现, 如果高斯光束在正梯度负折射率介质中以呼吸子形式传输时, 其曲率半径也发生周期性的变化, 不论 $\beta < 1/Z_0$ 还是 $\beta > 1/Z_0$, 它始终都是从无穷大值开始 (这一点与光束束宽半径的变化显著不同), 然后逐渐地减少, 达到最小值(34)式时, 再逐渐增大, 最后又到达无穷大, 此后波前反相, 曲率半径再次开始减少, 到最小值(34)式时, 又逐渐增大到无穷大, 开始下一个周期性的变化. 这是高斯光束在正梯度负折射率介质中传输时所表现出的特有性质.

4 高斯光束在负梯度负折射率介质中的传输特性

负梯度负折射率介质即边缘部分折射率的绝对值比中间部分折射率的绝对值大, 这种负梯度负折射率介质的折射率分布模型为

$$n(r) = n_0(1 + \beta^2 r^2/2), \quad (36)$$

式中 $\beta > 0$, 同样由于所选取的是负折射率介质, 故选择 $n_0 < 0$. 仍然假设入射光束的束腰位于坐标原点处, 此处的复参数 q_0 为

$$\begin{aligned} q_0 &= q(z = 0) = iZ_0 = i\frac{1}{2}kw_0^2 \\ &= i\frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \end{aligned} \quad (37)$$

负梯度负折射率介质的传输矩阵为

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{ch}(\beta z) & \frac{1}{\beta} \text{sh}(\beta z) \\ -\beta \text{sh}(\beta z) & \text{ch}(\beta z) \end{bmatrix}. \quad (38)$$

当光束在负梯度负折射率介质中从坐标原点处传输到距离 z 处时, 复参数 q 为

$$\begin{aligned} q(z) &= \frac{Aq_0 + B}{Cq_0 + D} \\ &= \frac{q_0 \text{ch}(\beta z) + (1/\beta) \text{sh}(\beta z)}{-q_0 \beta \text{sh}(\beta z) + \text{ch}(\beta z)}. \end{aligned} \quad (39)$$

将 q_0, q 代入(17)式并化简可得

$$\begin{aligned} E(r, z) &= \left(\frac{\beta^2 Z_0^2 \text{ch}(\beta z) + i\beta Z_0 \text{sh}(\beta z)}{\beta^2 Z_0^2 \text{ch}^2(\beta z) + \text{sh}^2(\beta z)} \right) \\ &\times \exp(-ikz) \exp \left[-\frac{ikr^2}{2} \left(\frac{1}{R(z)} - \frac{i\lambda}{\pi w^2(z)} \right) \right]. \end{aligned} \quad (40)$$

(40) 式中 $R(z)$, $w(z)$ 分别为高斯光束在传输距离 z 处的曲率半径和束宽半径,

$$R(z) = \frac{Z_0^2 \beta^2 \operatorname{ch}^2(\beta z) + \operatorname{sh}^2(\beta z)}{\operatorname{ch}(\beta z) \operatorname{sh}(\beta z) (\beta + Z_0^2 \beta^3)}, \quad (41)$$

$$w^2(z) = w_0^2 \left(\operatorname{ch}^2(\beta z) + \frac{\operatorname{sh}^2(\beta z)}{\beta^2 Z_0^2} \right). \quad (42)$$

(42) 式也可改写为

$$w^2(z) = w_0^2 \left(\operatorname{ch}^2(\beta z) + \frac{\operatorname{ch}^2(\beta z)}{\beta^2 Z_0^2} - \frac{1}{\beta^2 Z_0^2} \right). \quad (43)$$

由双曲函数的有关性质可以发现, 高斯光束在这种介质中传输时, 束宽半径随着传输距离的增加而增大, 不再呈现出空间孤子和呼吸子传输的现象. 这与在正梯度负折射率介质中的传输特性显著不同.

5 结 论

本文研究了高斯光束在梯度负折射率介质中的传输特性. 梯度负折射率介质分为两种情形: 第一种为中间部分折射率的绝对值比边沿部分折射率的绝对值大, 称为正梯度负折射率介质; 第二种情形相反, 即边沿部分折射率的绝对值比中间部分折射率的绝对值大, 称为负梯度负折射率介质. 我们首先研究了高斯光束在正梯度负折射率介质中的传输特性, 导出了高斯光束在正梯度负折射率介质中的 $ABCD$ 矩阵, 据此得到光束在此介质中的传输模型, 然后分析了高斯光束在此介质中的传输特性, 发现它能产生空间孤子及呼吸子形式的传输, 给出了相应的条件和光束束宽半径极值处的传输距离, 并发现高斯光束的束腰半径不一定是最小束宽半径. 还研究了梯度系数对介质聚焦能力的影响, 发现梯度系数越大, 则类透镜效应越强, 聚焦能力越大, 在焦点处可获得的焦斑半径则越小. 这可作为构造不同聚焦能力的梯度负折射率介质的理论依据和指导, 据此可以设计相应聚焦能力所需要的折射率分布. 最后分析了高斯光束曲率半径的变化情况, 发现与光束束宽半径的变化显著不同, 曲率半径始终都是从无穷大开始, 然后逐渐产生一个个周期性的变换. 也分析了高斯光束在负梯度

负折射率介质中的传输, 发现高斯光束在负梯度负折射率介质中传输时, 束宽半径随着传输距离的增大而增加, 不再呈现出空间孤子和呼吸子传输的现象, 这与在正梯度负折射率介质中的传输特性显著不同.

参考文献

- [1] Shelby R A, Smith D R, Schultz S 2001 *Science* **292** 77
- [2] Yao J, Liu Z W, Liu Y M, Wang Y, Sun C, Bartal G, Stacy A M, Zhang X 2008 *Science* **321** 930
- [3] Alù A, Engheta N 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 043901
- [4] Zhou J H, Luo H L, Wen S C, Fang A L, Zhuang B X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1765 (in Chinese) [周建华, 罗海陆, 文双春, 方安乐, 庄彬先 2009 物理学报 **58** 1765]
- [5] Tang M, Zhou X X, Luo H L, Wen S C 2012 *Chin. Phys. B* **21** 124201
- [6] Wang G D, Liu M H, Hu X W, Kong L H, Cheng L L, Chen Z Q 2014 *Chin. Phys. B* **23** 017802
- [7] Moore D T 1980 *Appl. Opt.* **19** 1035
- [8] Smith D R, Mock J J, Starr A F, Schurig D 2005 *Phys. Rev. E* **71** 036609
- [9] Driscoll T, Basov D N, Starr A F, Rye P M, Nemat-Nasser S, Schurig D, Smith D R 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 081101
- [10] Greeger R B, Parazzoli C G, Nielsen J A, Thompson M A, Tanielian M H, Smith D R 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 091114
- [11] Ramakrishna S A, Pendry J B, Schurig D, Smith D R, Schultz S 2002 *J. Mod. Opt.* **49** 1747
- [12] Pinchuk A O, Schatz G C 2007 *J. Opt. Soc. Am. A* **24** A39
- [13] Pinchuk A O, Schatz G C 2007 *Solid State Electron.* **51** 1381
- [14] Xi C, Xu H S, Yang X M 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 094107
- [15] Nguyen V, Larouche S, Landy N, Lee J S, Smith D R 2012 *J. Opt. Soc. Am. A* **29** 2479
- [16] Born M, Wolf E 1999 *Principle Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light* (7th Ed.) (Cambridge: Cambridge University Press) pp58–74
- [17] Yarocv A 1975 *Quantum Electronics* (2nd Ed.) (NewYork: Wiley & Sons) pp67–81
- [18] Zhou J H, Luo H L, Wen S C, Zeng Y S 2009 *Opt. Commun.* **282** 2670

Propagation properties of Gaussian beam in gradient negative index of refraction material*

Zhou Jian-Hua[†] Li Dong-Hua Zeng Yang-Su Zhu Hong-Peng

(Institute of Laser Technology and Information, Department of Information Engineering, Shaoyang University,
Shaoyang 422000, China)

(Received 8 December 2013; revised manuscript received 22 January 2014)

Abstract

We apply the *ABCD* formalism to a gradient negative index medium (NIM) and investigate the propagation and transformation properties of Gaussian beams in this medium. First, we derive the *ABCD* formalism in a positive gradient NIM and obtain the propagation model. Spatial soliton and the spatial breather propagation in this medium are revealed. Our research suggests that the gradient coefficient has a significant effect on the focusing ability of slab. When the gradient coefficient increases, the quasi-lense effect becomes more prominent and notable. As a result, the focusing ability improves and the beam waist in the focal point shrinks. Second, when Gaussian beams propagate in the negative gradient NIM, the beam waist enlarges as the distance increases. There is neither spatial soliton phenomenon nor breather transmission phenomenon, which is completely different from the propagation characteristics in the positive gradient NIM.

Keywords: Gaussian beam, gradient negative index media, *ABCD* law, propagation property

PACS: 42.25.-p, 42.79.-e, 41.20.Jb

DOI: [10.7498/aps.63.104205](https://doi.org/10.7498/aps.63.104205)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11247296).

[†] Corresponding author. E-mail: zjh598@126.com