

## 空间诱导产生艾里-贝塞尔光弹研究\*

任志君<sup>†</sup> 吴琼 周卫东 吴根柱 施逸乐

(浙江师范大学信息光学研究所, 金华 321004)

(2011年12月6日收到; 2012年1月6日收到修改稿)

利用波动方程, 研究了脉冲贝塞尔光束在自由空间传输时的空间诱导群速度色散 (SIGVD) 效应. 结果表明, 三阶 SIGVD 能使脉冲贝塞尔光束的时域逐渐演化为艾里分布. 由于艾里-贝塞尔光弹是一种新奇的时、空都不扩展的局域波包, 能在光与物质相互作用的很多应用领域发挥作用. 因此, 本文提出了通过色散管理技术补偿二阶 SIGVD, 利用三阶 SIGVD 在自由空间产生艾里-贝塞尔光弹的方案. 为分析这种光弹的时空传输特性, 数值模拟了它在色散介质中的传输情况. 结果表明, 这种光弹能在色散介质中保持空域不衍射、时域不色散的稳定传输.

**关键词:** 光弹, 空间诱导群速度色散, 贝塞尔光束, 艾里分布

**PACS:** 42.68.Ay, 42.65.Re, 42.60.Jf

## 1 引言

光波的传输满足电磁场的波动方程, 空间衍射和时域色散是光波的基本传输现象. 光束传输过程中, 衍射和色散会改变光场的空域及时域分布. 但在生物光学、原子光学、等离子体物理等研究领域, 特别需要一种可长距离稳定传输的局域波包<sup>[1]</sup>. 过去, 利用介质的非线性效应, 虽能形成时空传输不变的三维孤子, 但形成孤子需要极高的光波峰值功率, 这影响了三维孤子的使用. 比如, 就不能用高功率孤波来探测生物组织<sup>[2]</sup>. 此外, 非线性孤波只有在非线性介质中才能维持稳态传输, 因此不能在自由空间存在, 这大大妨碍了它的实际应用.

1987年, Durnin 发现了波动方程的一类新颖解——贝塞尔 (Bessel) 函数形式解<sup>[3]</sup>, 这意味着具有贝塞尔分布的光束在传播过程中, 与传播方向垂直的任一横截面的光强分布函数总能保持不变, 因此被称之为无衍射光束. 随后, 实验上实现了无衍射贝塞尔光束<sup>[4]</sup>. 贝塞尔光束主瓣大小约为波长量级, 作为一种聚焦模式波, 它的能量高度局域化, 并

在传播过程中不会遭受衍射扩展<sup>[3-5]</sup>. 结果, 贝塞尔光束在科学研究的许多领域发挥作用, 从根本上改变了很多研究领域的工作方式, 因而受到了科技工作者的高度重视. 此外, Berry 等在量子力学的背景下, 理论上推得了波动方程的另一个具有不扩散特性的解——艾里 (Airy) 波包解. 2007年, 实验上证实了空域为艾里分布的光束与贝塞尔光束相同, 也是一种无衍射光束<sup>[6,7]</sup>.

相对于连续波无衍射光束, 脉冲无衍射光束具有更大的实用价值<sup>[8-16]</sup>. 但无衍射脉冲光束在传输过程中, 纵然空域不衍射, 但受传输介质色散等的影响, 很难保证脉冲光束时域稳定不变. 脉冲时域展宽, 不仅导致脉冲峰值功率降低, 而且, 还会有其他不利的影晌. 比如, 在微观粒子的探测研究中, 人们尤其需要一种时、空均不扩散的稳定波包, 但常规的脉冲贝塞尔光束却难以胜任这样的要求<sup>[17]</sup>.

由于人们知道波动方程具有贝塞尔函数和艾里函数这样的不扩散传输模式, 因此, 人们试图构造这样一种脉冲光束: 它的时、空域均为贝塞尔或艾里分布. 显然, 这种光束在传输过程中, 时、空均

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11074221, 61178034), 浙江省自然科学基金 (批准号: Y1100041) 和“浙江师范大学创新团队”项目资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: renzhijun@zjnu.cn

均能保持稳定的不扩散模式. 这种传输行为很像粒子, 因此, 人们形象的把这种波包命名为光弹<sup>[18]</sup>. 要形成光弹, 基本思想就是要使空域具有无衍射特性的脉冲光束在时域也具有不扩散的特征. 具有重要价值的研究工作是, 2010年, 利用光栅-望远镜压缩系统, 使得具有无衍射传输特征的脉冲艾里光束的时域, 由高斯分布演化成为具有不扩散传输模式的艾里分布, 最终实现了时、空均为艾里分布的光弹——时空艾里光束<sup>[18]</sup>. 随后, 理论证实了板状波导中也存在时、空均不衍射的 Airy-Airy-Airy 波导模式, 这意味着利用板状波导, 也能形成时空艾里光弹<sup>[19]</sup>. 由于时、空分布均稳定的光弹, 特别适合于探测微观世界及其超快过程, 因此实现光弹具有重要的科学意义.

本文根据脉冲贝塞尔光束在自由空间传输过程中存在的空间诱导色散 (SIGVD) 效应<sup>[20,21]</sup>, 在深入研究脉冲贝塞尔光束时空行为的基础上, 发现通过补偿二阶 SIGVD, 利用三阶 SIGVD 效应, 能在自由空间形成艾里-贝塞尔光弹. 进一步的数值模拟证明: 由三阶 SIGVD 在自由空间产生的艾里-贝塞尔光弹, 即使在色散介质中, 也能保持空域不衍射、时域不色散的稳定传输, 表明利用 SIGVD 效应在自由空间形成艾里-贝塞尔光弹是一种可行的方法.

## 2 理论

光波场  $E(x, y, z; t)$  的传输满足电磁场的波动方程

$$\nabla^2 E - (1/c)^2 \partial^2 E / \partial t^2 = 0, \quad (1)$$

式中,  $\nabla^2 = \partial_x^2 + \partial_y^2 + \partial_z^2 = \nabla_{\perp}^2 + \partial_z^2$ .

对波动方程做 Fourier 变换到频率域, 可以得到不含时间的亥姆霍兹方程

$$\nabla^2 \tilde{E} + k^2 \tilde{E} = 0, \quad (2)$$

式中,  $\tilde{E}(x, y, z; \omega)$  为某一频率的单色光场,  $k = \omega/c$ ,  $k$  为脉冲光束不同频率分量的波矢. 在柱坐标系下,  $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2 / \partial r^2 + (1/r)(\partial / \partial r) + (1/r^2)(\partial^2 / \partial \theta^2)$ , 式中  $x^2 + y^2 = r^2$ .

为推导自由空间的无衍射传输模式, 我们先验的假定光场截面分布与传输距离无关, 并具有圆对称性, 即光场截面分布与  $\theta$  无关, 则光场振幅分布在极坐标下可表示为  $F(r)$ , 对于脉冲光束在自由空间

的传输, 还需要考虑脉冲时域慢变包络  $\tilde{A}(z, \omega - \omega_0)$  的演化. 此时脉冲光场传输方程可写为<sup>[20,22,23]</sup>

$$\tilde{E}(r, \theta, z; \omega) = \exp[j\beta_0 z] F(r) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0), \quad (3)$$

$\beta_0$  是载频的传输常数. (3) 式代入 (2) 式, 得

$$\frac{d^2 F}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF}{dr} + [k^2 - \beta^2] F = 0, \quad (4)$$

$$2j\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + (\beta^2 - \beta_0^2) \tilde{A} = 0, \quad (5)$$

(4), (5) 式中,  $\beta$  为脉冲包络在自由空间传播的纵向传播常数, 是研究脉冲贝塞尔光束时域传输特性的主要物理量.

(4) 式为贝塞尔方程, 令

$$a^2 = k^2 - \beta^2, \quad (6)$$

(4) 式的一个特解为<sup>[20]</sup>

$$F(r) = J_0(ar), \quad (7)$$

式中,  $J_0$  为零阶贝塞尔函数,  $a$  是贝塞尔光束的空间参数,  $1/a$  代表了空间贝塞尔光束主瓣的束宽<sup>[3,4,20]</sup>.

在推导 (5) 式的过程中, 由于  $\tilde{A}(z, \omega - \omega_0)$  为  $z$  的慢变化函数, 因而忽略了二阶偏导数  $\partial^2 \tilde{A} / \partial z^2$ . 由于脉冲载频纵向传输常数  $\beta_0$  与脉冲包络纵向传输常数  $\beta$  的大小接近, 可把  $\beta^2 - \beta_0^2$  近似写为  $2\beta_0(\beta - \beta_0)$ , 则 (5) 式可表示为

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = j(\beta - \beta_0) \tilde{A}. \quad (8)$$

上面的推导表明, 脉冲贝塞尔光束在自由空间传输时, 脉冲光束的时、空分布并不独立, (6) 式是连接时、空关系的纽带. 由 (6) 式可知, 慢变包络的纵向传输常数不仅取决于波数  $k$ , 还与光束空间分布  $a$  有关. 与研究脉冲光束在介质中传输的方法相同, 本文也把纵向传播常数  $\beta$  展开为泰勒级数的形式<sup>[22]</sup>

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\beta_m}{m!} (\omega - \omega_0)^m, \quad (9)$$

式中,  $\beta_0$  为载频传输常数;  $\beta_1$  为线性色散系数, 是脉冲包络群速度  $v_g$  的倒数;  $\beta_2, \beta_3$  表示二、三阶群速度色散系数; 一般的有  $\beta_3 < \beta_2$ , 因此只有二阶色散被补偿后才需要考虑三阶色散的影响<sup>[20,22]</sup>. 三阶以上的色散系数  $\beta_n (n \geq 4)$  一般影响很小, 可忽略. 令

$$\sin \phi = a/k_0, \quad (10)$$

式中,  $k_0 = \omega_0/c$ ,  $\omega_0$  为脉冲中心频率. 由 (6), (9) 和 (10) 式, 可得

$$\beta_0 = k_0 \cos \phi, \quad (11a)$$

$$\beta_1 = 1/(c \cdot \cos \phi), \quad (11b)$$

$$\beta_2 = -k_0 t g^2 \phi / \omega_0^2 \cos \phi, \quad (11c)$$

$$\beta_3 = \frac{3k_0 t g^2 \phi}{\omega_0^3 \cos^3 \phi}. \quad (11d)$$

脉冲贝塞尔光束在自由空间中传播时, 各阶色散系数  $\beta_n$  的大小均取决于贝塞尔光束的空间参数  $a$ , 因此定义这种由无衍射光束空间分布结构诱导的“色散”为空间诱导色散.

(9) 式代入 (5) 式, 并利用下式做傅里叶逆变换:

$$A(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \times \exp[-i(\omega - \omega_0)t] d\omega. \quad (12)$$

在做傅里叶逆变换时, 用微分算符  $i(\partial/\partial t)$  代替了  $\omega - \omega_0$ , 保留到三阶色散项, 同时, 采用以群速度  $v_g$  移动的延时系, 即令  $T = t - z/v_g = t - \beta_1 z$ , 最后得到

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{i}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3}. \quad (13)$$

(13) 式表明: 脉冲贝塞尔光束在自由空间传输时, 其时域传输演化行为也受控于色散. 但不同于在介质中传输, 这种色散是一种光束空间分布诱导的“色散”. 空间诱导的“色散”与材料色散虽然起因不同, 但对脉冲时域部分的影响作用却相同.

实际上, 由光束的空间分布结构诱导的色散效应, 早已引起人们的关注 [21,24-26]. 过去的研究早已证明, 除非是具有无限束宽的理想平面波, 否则任意有限束宽的光束在自由空间传输时, 不同角谱分量都会导致时域色散, 因此这种空间分布结构诱导的“色散”也被称作角色散 [21,24-26]. 既然空间诱导的色散是普遍存在的, 但除了类似贝塞尔光束这样的无衍射光束之外, 普通光束在自由空间传输时, 一般并不考虑它的影响. 下面给出原因.

根据文献给出的横向空间频谱  $k_{\perp}$  与纵向传输常数  $\beta$  的关系 [21]

$$\beta^2 = k^2 - k_{\perp}^2. \quad (14)$$

实际上, (7) 和 (14) 式本质是相同的. (7) 式中贝塞尔光束的空间分布  $a$  参量实际上正是贝塞尔光束的横向空间频谱  $k_{\perp}$  [27-31].

由傅里叶变换理论知道,  $k_{\perp}$  的大小与束宽  $R$  成反比.

由衍射长度的定义

$$L_{\text{diff}} = \gamma R^2, \quad (15)$$

式中,  $R$  为束宽. (15) 式的定义也适用于焦点, 本质上, 焦点是一种会聚光束, 因此常被称做焦束 [32,33].

对于束宽较宽的普通光束,  $R$  较大,  $k_{\perp}$  非常小. 由 (14) 式,  $k_{\perp}$  对纵向传波常数  $\beta$  的影响极小, 可以忽略. 对于束宽极小的光束 (包括焦点),  $R$  很小,  $k_{\perp}$  较大, 对  $\beta$  的影响也大. 但由 (15) 式, 窄光束 (焦束) 的衍射长度 (焦深) 极小, 对衍射长度 (焦深) 很小的窄光束 (焦束), 由于色散对脉冲的影响是一个累积的过程, 因此色散不会明显累积. 结果, 对于大部分的光束, 无论是宽光束还是窄光束, 传输过程中的空间诱导色散效应被忽略是正确的. 而只有对于主瓣直径约为波长量级, 并可在极长距离内稳定传输的无衍射聚焦光束, 比如贝塞尔光束, SIGVD 效应才会对脉冲光束的时域特征产生明显的影响.

为对比各阶 SIGVD 效应对脉冲的影响程度, 引入空间诱导群色散长度. 定义二、三阶色散长度为 [22]

$$L_2 = 2\pi\lambda_0 m^2 \cos \phi / t g^2 \phi, \quad (16a)$$

$$L_3 = \frac{4}{3} \pi^2 \lambda_0 m^3 \cos^3 \phi / t g^2 \phi, \quad (16b)$$

式中,  $\lambda_0$  为脉冲中心频率的波长,  $m$  为脉冲长度  $T$  内包含的脉冲振动周期数, 定义为  $m = T/T_0$ ,  $T$  为脉冲宽度,  $T_0$  为光学振动周期.

## 3 艾里-贝塞尔光弹

### 3.1 空间诱导产生艾里-贝塞尔光弹

考虑到一般的脉冲贝塞尔光束, 是时域为高斯分布的脉冲光束经空间调整形后所得, 我们把这种时域为高斯分布、空域为贝塞尔分布的脉冲光束称之为高斯-贝塞尔光束. 以这种常见的高斯-贝塞尔光束为例, 对于中心波长  $\lambda = 800 \text{ nm}$  高斯-贝塞尔光束, 当  $m = 3$ ,  $\phi = 0.1 \text{ (rad)}$  时,  $\beta_2 = -0.0143 \text{ fs}^2/\text{nm}$ , 由 (16a) 式计算可得二阶色散长度为  $L_2 = 5.59 \times 10^3 \lambda = 4.47 \text{ mm}$ , 显然, 对于焦深只有几个或几十个波长的焦点, 完全无需考虑 SIGVD 效应对脉宽的影响. 而对于主瓣直径约为波长量级的无衍射贝塞尔光束, 由于能在极长的

传输距离内保持无衍射传输, 受二阶 SIGVD 效应的影响, 脉冲包络将被展宽, 图 1 为脉冲贝塞尔光束的脉冲展宽因子随传输距离的变化关系.

图 1 表明, 受二阶 SIGVD 的影响, 高斯-贝塞尔光束在自由空间仅传输了 1 cm (对应  $2.24L_2$ ), 高斯脉冲就展宽为原来的 2.45 倍. 显然, 二阶 SIGVD 效应导致了脉冲贝塞尔光束在时域的快速展宽. 所以, 我们说, 纵使脉冲贝塞尔光束的空域分布是稳定非衍射的, 但这样的光束即使在自由空间传输, 其时域分布也是非稳定扩展的. 结果, 我们认为, 具有空间无衍射传输模式的贝塞尔光束并非真正的光弹.

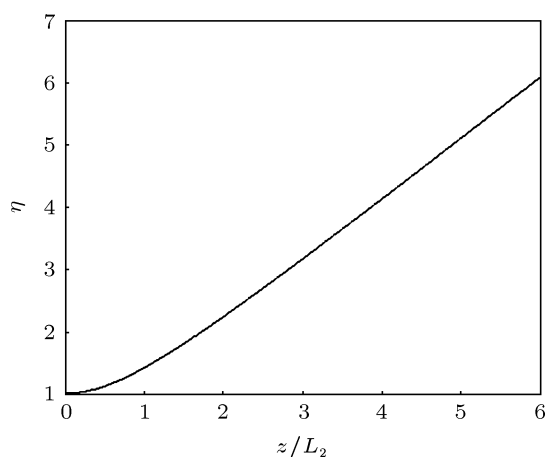


图 1 脉冲贝塞尔光束的脉冲展宽因子  $\eta$  随传输距离  $z/L_2$  的变换

下面分析三阶 SIGVD 效应对脉冲贝塞尔光束时域传输的影响. 当  $m = 3$ ,  $\phi = 0.1$  (rad) 时,  $\beta_3 = 0.0184 \text{ fs}^2/\mu\text{m}$ , 光束的时域演化如图 2 所示, 为便于与下文艾里函数对比, 对图中的脉冲时域分布图做了坐标翻转. 该图表明, 与光纤中三阶材料色散的作用相同, 除了使波包有所展宽外, 三阶 SIGVD 主要导致脉冲的中心偏向一侧, 呈现了明显的自由加速的特点, 同时形成了非对称的拖尾振荡结构. 大约经过  $5L_3$  的传输距离后, 时域强度分布已开始出现类似艾里函数平方的轮廓结构, 相应的振幅分布可近似用艾里函数描述 [22,34-37], 我们称之为近艾里分布的脉冲. 进一步演化, 时域分布越来越接近理想的艾里分布.

这一结果表明, 当脉冲贝塞尔光束在自由空间传输时, 可利用三阶 SIGVD 效应, 使脉冲贝塞尔光束的时域由高斯分布演化为 (近) 艾里分布. 比如, 对于  $\phi = 0.1$ ,  $m = 3$  的脉冲贝塞尔光束, 由 (16b) 式计算可得三阶色散长度为  $L_3 = 3.48 \times 10^4 \lambda = 27.8 \text{ mm}$ , 高斯-贝塞尔光

束在自由空间传输  $5L_3 = 139.1 \text{ mm}$ , 即开始初步演化为艾里-贝塞尔光弹. 这里, 需要指出, 由于  $L_3 > L_2$ , 要使三阶 SIGVD 效应对脉冲传输演化起主要作用, 需要首先采用适当的手段补偿二阶 SIGVD, 补偿的办法可采用色散管理技术中平均色散的概念 [22]. 由 (11c) 式知道, 二阶 SIGVD 系数为负数, 因此可通过任意合适的色散元件, 引入一定量的正二阶色散来抵消空间诱导的负二阶 SIGVD, 以使整个演化过程的平均二阶色散量为零. 同时, 下面将证明, 脉冲一旦演化为艾里分布, 在进一步的传输过程中, 二阶 SIGVD 将不能改变脉冲的时域艾里分布.

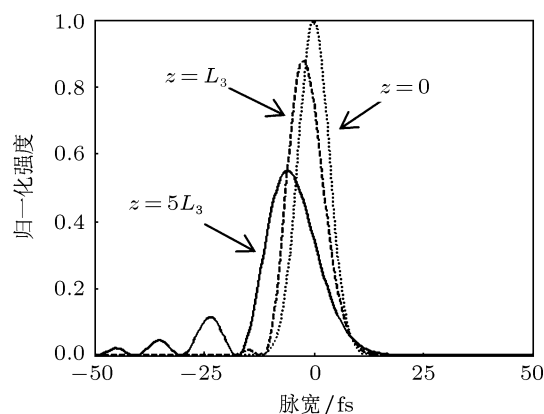


图 2  $z = 0, L_3, 5L_3$  处的脉冲贝塞尔光束时域形状,  $z = 0$  处为初始的入射脉冲

### 3.2 艾里-贝塞尔光弹的传输特性

理论上, 理想的艾里-贝塞尔波包, 由于时、空分布均为波动方程的不扩散传输模式, 因此是一种高度局域化的类粒子光弹. 但我们利用三阶 SIGVD 效应在自由空间形成的波包是否与理想光弹的传输情况相同呢, 需要验证. 由于理论和实验上已经证明了空域贝塞尔光束具有无衍射的传输特性 [1-4,8-13,17,20,23,24,27-30], 下面, 主要验证三阶 SIGVD 效应诱导的时域艾里脉冲, 是否也具有无色散的传输特性. 需要指出的是, 如前文所述, (13) 式已表明了 SIGVD 与材料色散虽然起因不同, 但对脉冲的影响作用却相同. 因此下述在色散介质中的研究结果, 也适用于自由空间.

为便于对比分析, 我们分别将光束时域分布分别为归一化的高斯、理想艾里、以及三阶 SIGVD 效应诱导的近艾里脉冲导入色散介质, 模拟其在色散介质中传输时的时域演化情况, 如图 3 和图 4

所示. 在数值模拟过程中, 由于二阶材料色散是影响脉冲时域传输特性的主要因素<sup>[22]</sup>, 因此, 我们主要考虑了二阶材料色散对脉冲的影响. 为便于对比, 脉冲的纵向传输距离统一以介质的二阶色散长度  $L_D$  为单位计量.

由图 3 可见, 时域为高斯分布的脉冲在介质中快速展宽. 当传输距离为  $D = 5L_D$ , 如图 3 中实线所示, 脉冲宽度已展宽到原来的 5.12 倍. 数值模拟充分证明, 时域为高斯分布、空域为贝塞尔分布的高斯 - 贝塞尔光束, 只能保持空间的无衍射传输, 而不能保持时间的无扩散传输, 这样的脉冲光束只能是无衍射光束, 而不是时、空均不扩展的时空局域光弹.

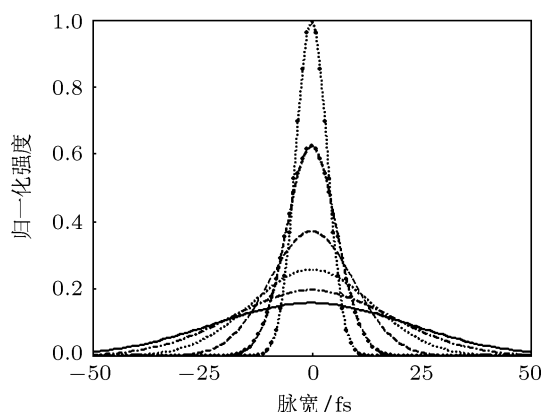


图 3 从上到下, 在二阶材料色散影响下, 高斯脉冲在  $z = 0, L_D, 2L_D, 3L_D, 4L_D, 5L_D$  处的脉冲形状,  $z = 0$  处为初始入射脉冲

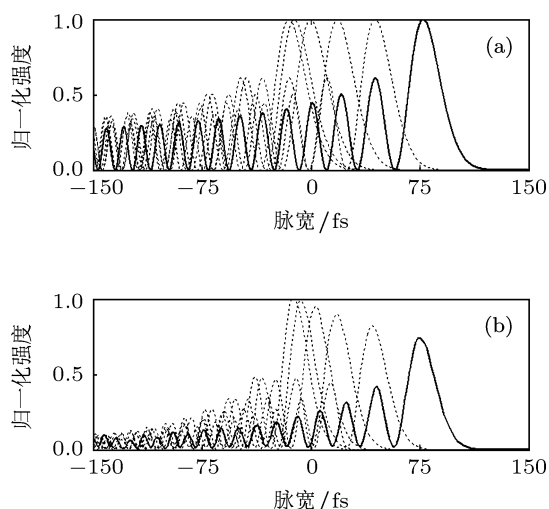


图 4 从左到右, 在二阶材料色散影响下, (a) 理想艾里脉冲; (b) 三阶 SIGVD 效应诱导的近艾里脉冲, 在  $z = 0, L_D, 2L_D, 3L_D, 4L_D, 5L_D$  处的脉冲形状,  $z = 0$  处为初始入射脉冲

而图 4(a) 表明, 当理想艾里脉冲在介质中传输时, 二阶材料色散不会改变脉冲的传输模式, 保持

了时域不扩散的特点. 如图 4(a) 中实线所示, 当传输距离为  $D = 5L_D$ , 脉冲分布与入射时完全相同. 但二阶材料色散使脉冲主峰中心偏向一侧, 呈现了明显的横向加速特点. 结果, 二阶色散作用下的时域艾里分布脉冲传输特征, 与衍射作用下的空域艾里分布光束传输特征相同<sup>[6,7,18,19]</sup>, 这些传输特征是为波动方程的艾里模式解的特点所决定的. 数值模拟结果与理论预期结果的一致性, 充分证实了理想艾里 - 贝塞尔光弹确实是一种时空局域的、具有粒子特性的光弹.

同时, 对比图 3 和图 4(a) 可得到这样的结论, 脉冲贝塞尔光束不论在自由空间还是在介质中传输, 二阶色散会展宽高斯分布脉冲, 但二阶色散不会展宽艾里分布脉冲. 因此, 本文利用色散管理技术补偿二阶 SIGVD 以形成艾里脉冲的方案中, 脉冲的高斯分布一旦演化为具有抖尾结构的艾里分布, 二阶 SIGVD 对脉冲的影响就只限于横向加速, 而不会改变脉冲的时域分布. 此时, 脉冲将能在自由空间一直保持稳定的无扩散传输.

下面分析三阶 SIGVD 诱导的近艾里脉冲是否具有无扩散的传输特性, 我们以在自由空间经过  $50L_3 = 1.39 \text{ m}$  距离演化后形成的近艾里脉冲为例, 模拟其在色散介质中的传输情况, 如图 4(a) 所示. 图 4(a) 中实线为近艾里脉冲在色散介质中传输  $5L_D$  后的分布, 虽然近艾里脉冲的主瓣峰值功率有所下降, 但与入射处的近艾里脉冲主瓣相比, 仅展宽了 1.12 倍, 几乎没有发生明显变化.

对照图 3 和图 4, 表明利用三阶 SIGVD 效应在自由空间形成的时域近艾里分布脉冲, 虽非完全理想, 但与高斯脉冲相比, 基本实现了在色散介质中的无扩散传输. 整个传输过程中, 时域分布虽略有变化, 但整体保持了艾里的无扩散分布.

实际上, 过去利用光栅-望远镜压缩系统<sup>[18]</sup>和板状波导<sup>[19]</sup>形成的时域艾里也并非完全理想, 传输过程中时域分布也略有变化. 利用三阶 SIGVD 效应, 形成的时域艾里脉冲与上述方法形成的时域艾里脉冲基本相近, 表明了自由空间利用三阶 SIGVD 形成艾里 - 贝塞尔光弹是一种可行的方法.

## 4 结论

利用波动方程, 在深入研究脉冲贝塞尔光束时

空行为的基础上,发现:纵使在自由空间传输,由于光束空间分布结构诱导的色散效应,也会影响贝塞尔光束的时域特性.因此说脉冲无衍射贝塞尔光束在传输过程中,即使是在自由空间,时域分布也一定会变换.主要表现为,二阶 SIGVD 效应导致脉冲波包展宽;三阶 SIGVD 效应导致脉冲出现非对称的拖尾振荡结构,这正是艾里分布.因此,我们提出,通过采用色散管理技术补偿二阶 SIGVD 效应,利

用三阶 SIGVD 效应,可在自由空间形成时、空均为不扩散模式的艾里-贝塞尔光弹.进一步的数值模拟表明,利用三阶 SIGVD 效应形成的近艾里分布脉冲,虽非绝对理想,但与高斯脉冲相比,不论是在自由空间还是色散介质中,都基本实现了无扩散的稳定传输.说明了在自由空间,利用三阶 SIGVD 形成艾里-贝塞尔光弹是一种完全可行的方法.

- [1] Valtna-Lukner H, Bowlan P, Lohmus M, Piksarv P, Trebino R, Saari P 2009 *Opt. Express* **17** 14948
- [2] Chong A, Renninger H W, Christodoulides D N, Wise F W 2010 *Nat. Photon* **4** 103
- [3] Durnin J 1987 *J. Opt. Soc. Am. A* **4** 651
- [4] Durnin J, Miceli J J 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 1499
- [5] Sun Q G, Zhou K Y, Fang G Y, Liu Z J, Liu S T 2012 *Chin. Phys. B* **21** 014208
- [6] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, Christodoulides D N 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 213901
- [7] Siviloglou G A, Christodoulides D N 2007 *Opt. Lett.* **32** 979
- [8] Sheppard C J R 2001 *J. Opt. Soc. Am. A* **18** 2594
- [9] Saari P, Sonajalg H 1997 *Laser Phys.* **7** 32
- [10] Polesana P, Franco M, Couairon A, Faccio D, Trapani P D 2008 *Phys. Rev. A* **77** 043814
- [11] Polynkin P, Kolesik M, Roberts A, Faccio D, Trapani P D, Moloney J 2008 *Opt. Express* **16** 15733
- [12] Bhuyan M K, Courvoisier F, Lacourt P A, Jacquot M, Furfaro L, Withford M J, Dudley J M, 2010 *Opt. Express* **18** 566
- [13] Abdollahpour D, Panagiotopoulos P, Turconi M, Jedrkiewicz O, Faccio D, Trapani P D, Couairon A, Papazoglou D G, Tzortzakis S 2009 *Opt. Express* **17** 5052
- [14] Polynkin P, Kolesik M, Moloney J V, Siviloglou G A, Christodoulides D N 2009 *Science* **324** 229
- [15] Salandrino A, Christodoulides D N 2010 *Opt. Lett.* **35** 2082
- [16] Liu W, Neshev D N, Shadrivov I V, Miroshnichenko A E, Kivshar Y S 2011 *Opt. Lett.* **36** 1164
- [17] Longhi S, Janner D, Laporta P 2004 *J. Opt. B: Quantum Semi-class. Opt.* **6** 477
- [18] Abdollahpour D, Sunstov S, Papazoglou D G, Tzortzakis S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 253901
- [19] Kim K Y, Hwang C Y, Lee B 2011 *Opt. Express* **19** 2286
- [20] Hu W, Guo H 2002 *J. Opt. Soc. Am. A* **19** 49
- [21] Porras M A 2001 *Opt. Lett.* **26** 1364
- [22] Agrawal G P 1995 *Nonlinear Fiber Optics* (San Diego: Academic Press)
- [23] Bozhevolnyi S I, Nerkarayan K V 2009 *Opt. Express* **17** 10327
- [24] Agrawal G P 1999 *Opt. Commun.* **167** 15–22
- [25] Rosen J, Salik B, Yariv A, Liu H K 1995 *Opt. Lett.* **20** 423
- [26] Lohmann A W, Mendlovic 1992 *Appl. Opt.* **31** 6212
- [27] Mcgloin D, Dholakia K 2005 *Contemporary Phys.* **46** 15
- [28] Sheppard C J R 2002 *J. Opt. Soc. A* **19** 2218
- [29] Durnin J, Miceli J J, Eberly J J H 1988 *Opt. Lett.* **13** 79
- [30] Ma B T, Wu F T, Ma L *Acta Phys. Sin.* **59** 6213 (in Chinese) [马宝田, 吴逢铁, 马亮 2010 物理学报 **59** 6213]
- [31] Lu W H, Wu F T, Ma B T 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6101 (in Chinese) [卢文和, 吴逢铁, 马宝田 2010 物理学报 **59** 6101]
- [32] Schneider M B, Webb W W 1981 *Appl. Opt.* **20** 1382
- [33] Alexeev I, Kim K Y, Milchberg H M 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 073901
- [34] Besieris I M, Shaarawi A M 2008 *Phys. Rev. E* **78** 046605
- [35] Marcuse D 1980 *Appl. Opt.* **19** 1653
- [36] Marcuse D 1981 *Appl. Opt.* **20** 2969
- [37] Marcuse D 1981 *Appl. Opt.* **20** 3573

# Spatially induced Airy-Bessel light bullets\*

Ren Zhi-Jun<sup>†</sup> Wu Qiong Zhou Wei-Dong Wu Gen-Zhu Shi Yi-Le

(The Institute of Information Optics, Zhejiang Normal University, Jinhua 321004, China)

(Received 6 December 2011; revised manuscript received 6 January 2012)

## Abstract

Based on wave equation, we theoretically study the effect of spatially induced group velocity dispersion (SIGVD) of pulsed Bessel light beam propagation in free space. The results show that the third-order SIGVD can make pulsed Bessel beam gradually evolve into temporally Airy distribution. Airy-Bessel wave packet is such an exotic localized optical wave packet that it can possibly serve versatile tool in the research of light-matter interactions and has extensive applications. Hence we demonstrate the realization scheme of Airy-Bessel light bullets in free space by compensating the second-order SIGVD through utilizing dispersion management technique. To analyze the spatiotemporal propagation properties, we numerically simulate this light bullet propagation in a dispersion medium. The results show that it can retain spatial diffraction-free and temporal dispersion-free propagation in medium.

**Keywords:** light bullets, spatially induced group velocity dispersion, Bessel beam, Airy distribution

**PACS:** 42.68.Ay, 42.65.Re, 42.60.Jf

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11074221, 61178034), the Natural Science Foundation of Zhejiang (Grant No. Y1100041) and the program for Innovative Research Team, Zhejiang Normal University.

<sup>†</sup> E-mail: renzhijun@zjnu.cn