

# 特殊激光光束的非线性传输特性研究

祁义红 钮月萍 崔妮 龚尚庆

(中国科学院上海光学精密机械研究所强场激光物理国家重点实验室, 上海 201800)

**摘要** 介绍了在特殊激光光束非线性传输特性方面的研究。主要包括具有横向效应的超短脉冲的时空演化、半导体量子阱系统的自诱导传输现象及电磁诱导透明介质中的共振多极矢量孤子。由于横向效应, 包络面积为  $2n\pi$  双曲正割脉冲在传输过程中会发生形变甚至分裂, 随后发生月牙形脉冲的干涉, 随着传输距离的增加干涉相长和自聚焦现象在横向轴上及其两侧出现。超短脉冲在量子阱中传输时, 传统的面积定理失效, 通过定义有效面积, 实现了有效面积为  $2\pi$  的自感应传输。研究了四能级原子系统中共振多极矢量孤子的形成与传输, 弱探测矢量场的两个偏振成分相互俘获, 形成稳定的耦合态并实现了非常低的传输损耗。

**关键词** 非线性光学; 超短脉冲; 横向效应; 面积定理; 矢量孤子

中图分类号 O437

OCIS 190.0190 270.0270

文献标识码 A

## Study on Nonlinear Propagation Effects of Special Laser Beams

Qi Yihong Niu Yueping Cui Ni Gong Shangqing

(State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,  
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

**Abstract** The studies on coherent control of extreme nonlinear optical properties via few-cycle laser pulses in atomic and atomic-like systems are reviewed, including self-focus effects on extreme nonlinear optics, self-induced transmission, resonant multipole vector solitons, etc. Due to the transverse effect, the  $2n\pi$  sech-pulse deforms and breaks up during the propagation. With further propagation, interference of the crescent-shape pulses, constructive interference and self-focusing phenomena are observed. Conventional area theorem is invalid in the study of ultrashort pulse in quantum wells. By defining effective area, the self-induced transmission of ultrashort pulse with effective area of  $2\pi$  is investigated. The formation and propagation of resonant multipole vector soliton with weak light intensity are studied in a tripod-type atomic system, in which large nonlinearity and nearly vanishing absorption are achieved due to the quantum interference effect.

**Key words** nonlinear optics; ultrashort pulse; transverse effect; area theorem; vector soliton

## 1 引言

近年来,特殊形式激光光束的非线性传输效应由于其特殊的横向分布而产生了各种有趣的现象,如飞秒光涡旋<sup>[1]</sup>、飞秒激光脉冲成丝<sup>[2,3]</sup>、月牙形涡旋孤子<sup>[4]</sup>、超高斯型空间孤子<sup>[5]</sup>等引起人们的关注。在实际中,光束半径和场分布的横向效应在光与物质相互作用过程中具有重要的作用。基于耦合麦克斯韦-布洛赫方程组和慢变振幅近似(SVEA)及旋转波近似(RWA),横向效应对相干光学脉冲的自聚焦和感应聚焦的影响已被广泛研究<sup>[6~9]</sup>。当激光脉宽接近光周期时,SVEA和RWA将不再有效,在不使用SVEA和RWA的全解麦克斯韦-布洛赫方程组时发现了一些新的光学现象<sup>[10~12]</sup>。最近,通过求解无任何近似下的全波麦克斯韦-布洛赫方程组,我们已经研究了利用二维超短偶极孤子诱导超快瞬态布居光栅<sup>[13]</sup>。

收稿日期: 2010-03-30; 收到修改稿日期: 2010-04-13

基金项目: 上海市重点基础研究基金(08JC1409702)资助课题。

作者简介: 祁义红(1979-),男,博士研究生,主要从事量子相干调控与光孤子方面的研究。E-mail: qiyihong@siom.ac.cn

导师简介: 龚尚庆(1963-),男,研究员,博士生导师,主要从事量子光学与量子信息方面的研究。

E-mail: sqgong@mail.siom.ac.cn

本文中,我们研究了高斯型横向分布的超短脉冲在二维结构中的时空演化<sup>[14]</sup>,讨论了其自聚焦效应;研究了半导体量子阱系统中的自感应传输现象<sup>[15]</sup>,发现通过调整入射脉冲面积可以实现自感应传输;研究了电磁诱导透明(EIT)介质中弱光矢量孤子,实现了弱光条件下共振多极矢量孤子的形成与稳定传输。

## 2 超短少周期脉冲的自聚焦

考虑二维 TE 偏振超短脉冲  $E(r,t) = E_x(y,z,t)$  与二能级原子相互作用,电场  $E_x$  和磁场  $B_y, B_z$  的麦克斯韦方程可写为

$$\partial_t B_y = -\partial_z E_x, \quad \partial_t B_z = \partial_y E_x, \quad \partial_t D_x = \frac{1}{\mu_0}(\partial_y B_z - \partial_z B_y), \quad (1)$$

式中  $z$  为传输方向,  $y$  为横向方向。 $D_x = \epsilon_0 E_x + P_x$  包含了该二能级介质的非线性响应,  $P_x$  为宏观极化强度,  $P_x = -Ndu$ , 由布洛赫方程决定

$$\partial_t u = -\omega_{12}v - \gamma_1 u, \quad \partial_t v = \omega_{12}u - 2\Omega w - \gamma_1 v, \quad \partial_t w = 2\Omega v - \gamma_2(w - w_0), \quad (2)$$

式中  $\omega_{12}$  为原子跃迁频率,  $N$  为原子密度,  $\Omega = dE_x/\hbar$  为拉比频率,  $d$  为偶极矩。 $u$  和  $v$  分别为密度矩阵对角元  $\rho_{11}$  的色散和吸收成分,  $w$  为上、下能级的布居差。 $w_0$  为布居差的初始值,  $\gamma_1$  和  $\gamma_2$  分别为极化和布居衰减率。利用标准时域有限差分(FDTD)方法求解全波麦克斯韦方程,四阶龙格库塔方法求解布洛赫方程。在入射面( $z=0$ ),脉冲形式<sup>[16]</sup>为

$$E_x(y, z=0, t) = \sqrt{e} E_0 \exp\left[-\frac{(y-y_0)^2}{2r^2}\right] \operatorname{sech}\left[\frac{1.76(t-t_0)}{\tau_p}\right] \cos[\omega_p(t-t_0)], \quad (3)$$

式中  $E_0$  为输入电场峰值,  $r$  为光束束腰,  $t_0$  为群时延。这里选择  $t_0 = 120$  fs 以使  $t=0$  时电场可忽略。 $\omega_p$  为脉冲载波频率,  $\tau_p$  为脉宽。场的横向包络峰值位于  $y-y_0$  轴,且轴上脉冲面积  $A_p = dE_0\tau_p/(1.76\hbar)$ 。选择  $y_0 = 20$   $\mu\text{m}$ , 使  $y=0$  处场强为 0。空间步长  $\Delta z = 0.03$   $\mu\text{m}$  (约  $\lambda/27$ ) 和  $\Delta y = 0.1$   $\mu\text{m}$  (约  $r/60$ ), 时间步长  $\Delta t = 0.09$  fs 以满足 Courant 条件。

自感应透明和面积理论<sup>[17]</sup>是场与介质共振相互作用的重要理论。当双曲正割脉冲的包络面积为  $2n\pi$  ( $n=1, 2, 3, \dots$ ) 时,可以实现无损耗传输,并且  $2n\pi$  脉冲分裂成单独的  $2\pi$  双曲正割脉冲。然而,脉冲的横向效应会极大地影响脉冲在时域上的演化规律。如图 1 所示,由于时延正比于拉比频率的倒数,一个束腰为 6  $\mu\text{m}$  的  $2\pi$  双曲正割脉冲逐渐演化成月牙形的脉冲;同时,由于衍射引起外环向内的能流而开始自聚焦<sup>[7]</sup>。由于横向效应,  $2\pi$  双曲正割脉冲在传输过程中会发生形变甚至分裂。因此,尽管整个脉冲开始时经历了自聚焦,但由于横向能量分布而引起的时间形变和脉冲分裂,自散焦会发生。

考虑一个  $2n\pi$  脉冲的传输情况,如  $n=4$ ,束腰为  $r=6$   $\mu\text{m}$  的脉冲,如图 2 所示,这样的脉冲时空演化更加复杂。由于脉冲面积为  $8\pi$ ,它会连续分裂成 4 个  $2\pi$  脉冲。这 4 个脉冲有各自的特征束腰,并且只要特征

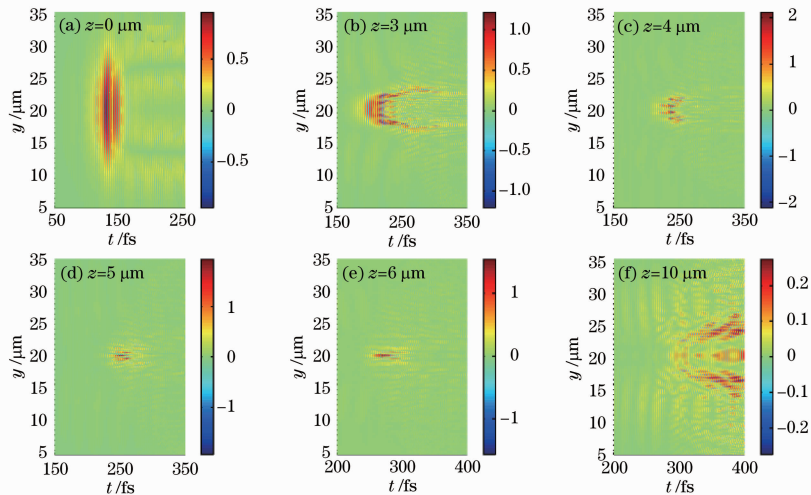


图 1 不同传输距离时  $2\pi$  双曲正割脉冲的二维包络

Fig. 1 Two-dimensional profiles of a  $2\pi$ -sech pulse at propagation distances

束腰足够大,每个脉冲都会在  $y$  方向上各自经历自聚焦,这点可以从图 2(a)~(d) 很清楚地看出。然而,由于横向效应引起各个脉冲在时间上的形变和分裂,它们的能量在传输过程中会减少,当能量低于自聚焦阈值,散焦就会发生,而相应的自聚焦就消失了,这个过程同样可以在图 2(a)~(d) 中看到。

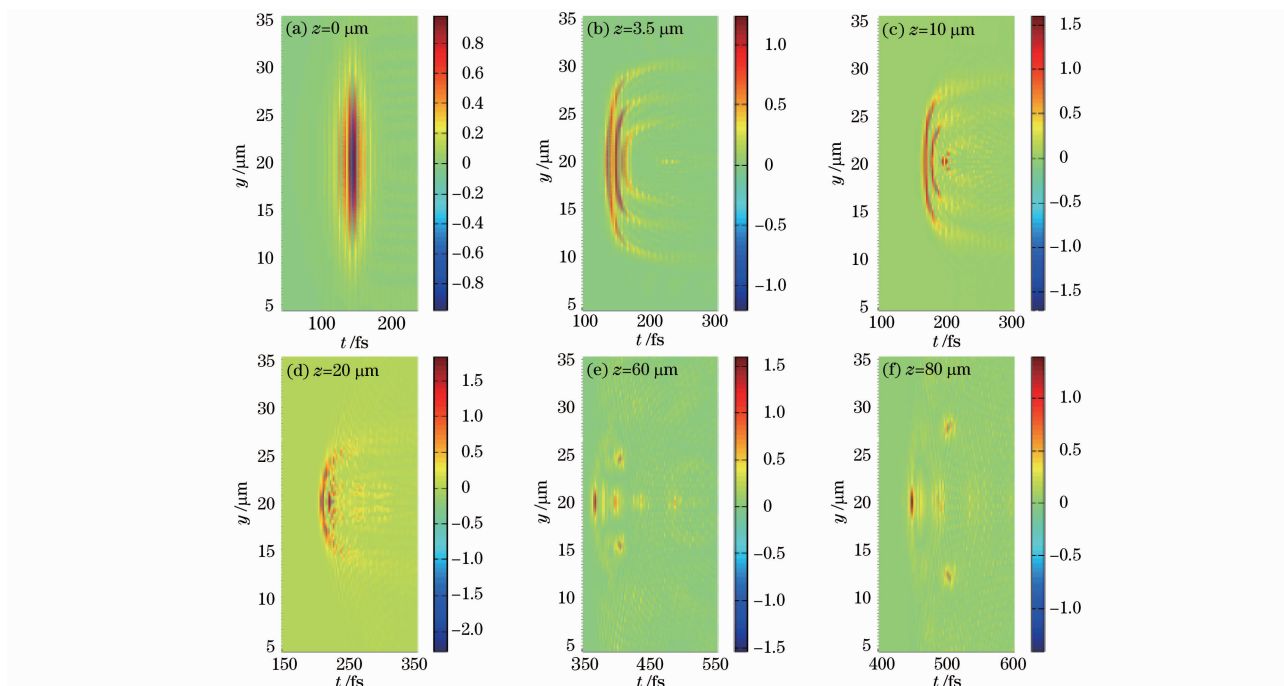


图 2 不同传输距离时  $8\pi$  双曲正割脉冲的二维包络

Fig. 2 Two-dimensional profiles of a  $8\pi$ -sech pulse at propagation distances

随着更远距离的传输,例如在  $z=60 \mu\text{m}$  处,新的现象出现了。除了上面提到的聚焦,在  $y$  轴和它的两侧还会对称地出现多个聚焦,如图 2(e)和(f)所示。为探究其中的物理原因,需要同时考虑 3 个方面。首先,由于这 4 个子脉冲的强度依次减弱,前面的脉冲传输速度比后面的快。其次,由能量的横向分布引起的时延使每个脉冲都变成了月牙形,并且离  $y$  轴较远的外侧比中间部分的传输速度慢。最后,由于横向效应,几乎所有单个月牙形的  $2\pi$  脉冲在时阈上分裂,发生不同程度的形变。结果是,形变后的脉冲重叠在  $y=20 \mu\text{m}$  和  $y=18 \mu\text{m}$  ( $22 \mu\text{m}$ ) 处。因为  $2n\pi$  脉冲分裂出来的  $2\pi$  脉冲具有相同的频率,重叠脉冲相长干涉,从而强度增加。当干涉脉冲的强度高于自聚焦阈值, $y$  轴及两侧的多聚焦就会出现。

我们还模拟了其他束腰宽度和脉冲面积的脉冲传输情况,结果是类似的。只是,不同的脉冲面积和束腰宽度导致焦点个数和焦点位置的不同。

### 3 半导体量子阱中的自感应传输

考虑如图 3(a)所示  $n$  型半导体 GaAs/AlGaAs 多量子阱系统,包含间距为  $d$  的  $N$  个对称双量子阱结构。如图 3(b)所示,对称双量子阱结构中存在两个电子子能带,其中  $n=0$  为低子能带,具有偶宇称; $n=1$  为激发子能带,具有奇宇称。通过选择合适的电子密度,可以使费米能级低于  $n=1$  的激发子能带,因此可以将电子初始制备到  $n=0$  的低子能带上。

考虑  $p$  偏振的超短激光脉冲在半导体多量子阱结构中沿  $z$  向传播,入射方向与量子阱的生长方向  $z'$  之间存

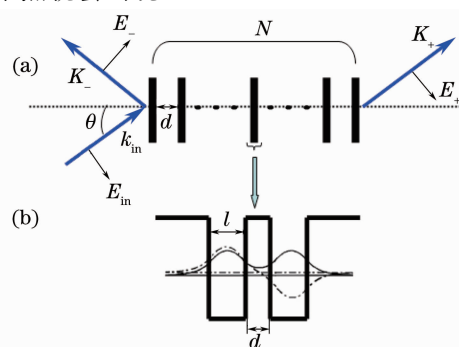


图 3 模型示意图。(a) 包含  $N=50$  个周期双量子阱的多量子阱系统,(b) 对称双量子阱结构

Fig. 3 Schematic picture of the model configuration. (a) multiple quantum well system consisting of  $N=50$  periods of double symmetric quantum wells (QWs); (b) the structure of each pair of QWs

在夹角  $\theta=45^\circ$ , 超短激光脉冲与半导体多量子阱相互作用的全波麦克斯韦——有效布洛赫方程组为

$$\begin{cases} \partial_t B_y = -\frac{1}{\mu} \partial_z E_x, \\ \partial_t E_x = -\frac{1}{\epsilon} \partial_z B_y - \frac{1}{\epsilon} \partial_t P_x, \\ \dot{S}_1(t) = [\omega_{10} - \gamma S_3(t)] S_2(t) - \frac{S_1(t)}{T_2}, \\ \dot{S}_2(t) = -[\omega_{10} - \gamma S_3(t)] S_1(t) + 2 \left[ \frac{\mathcal{E} E(t)}{\hbar} - \beta S_1(t) \right] S_3(t) - \frac{S_2(t)}{T_2}, \\ \dot{S}_3(t) = -2 \left[ \frac{\mathcal{E} E(t)}{\hbar} - \beta S_1(t) \right] S_2(t) - \frac{S_3(t) + 1}{T_1}, \end{cases} \quad (4)$$

式中  $S_1$  和  $S_2$  分别为平均极化强度的实部和虚部,  $S_3$  为每个电子的平均布居反转几率。  $\mathcal{E}$  为两个子带间的电偶极矩矩阵元,  $\omega_{10}$  为归一化的不含时跃迁能量,  $\gamma$  为由于顶点与固有能相互作用而引起的对跃迁能量的修正,  $\beta$  为外场极化引起的非线性项。  $T_1$  和  $T_2$  分别为电子的布居衰减和退相干。  $\epsilon$  为介质的介电常数,  $\mu$  为介质磁导率。由于半导体量子阱的跃迁偶极矩的方向是沿量子阱的生长方向, 跃迁偶极矩  $\mathcal{E}$  相应地变为  $\mathcal{E}/\sqrt{2}$ 。因此, 宏观极化为  $P_x = -N_v S_1(t) \mathcal{E}/\sqrt{2}$ , 由密度矩阵的非对角元  $S_1(t)$  给出, 其中  $N_v$  为电子的体密度。

在图 3 所示的半导体多量子阱系统模型结构中包含有  $N=50$  个对称的双量子阱, 如图 3(b) 所示。双量子阱之间是厚度为  $d=20$  nm 的  $\text{Al}_{0.267}\text{Ga}_{0.733}\text{As}$  势垒层, 其中每一个对称的双量子阱又是由两个厚度为 5.5 nm 的 GaAs 和中间厚度为  $d'=1.1$  nm 的  $\text{Al}_{0.267}\text{Ga}_{0.733}\text{As}$  构成。假设电子气密度为  $N_s=1.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  时, 计算可得系统各参数为:  $E_1 - E_0 = 44.955 \text{ meV}$ ,  $\pi e^2 N_s (L_{1111} - L_{0000}) / (2\epsilon_r) = 0.206 \text{ meV}$ ,  $\hbar\gamma = 0.0475 \text{ meV}$ ,  $\hbar\beta = -0.78 \text{ meV}$ 。跃迁电偶极矩为  $\mathcal{E} = -3.29e \text{ nm}$ , 相对介电常数  $\epsilon_r = 12$ ; 电子体密度为  $N_v = N_s/L$ ,  $L$  为半导体多量子阱中单个周期结构的宽度。电子的弛豫参数分别取为:  $T_1 = 100 \text{ ps}$  和  $T_2 = 10 \text{ ps}$ 。假定系统开始处于最低子能带, 这样初始条件  $S_1(0) = S_2(0) = 0$ , 布居差  $S_3(0) = -1$ 。

初始入射双曲正割型激光脉冲场

$$E_x(z=0, t) = E_0 \text{sech}[1.76(t-t_0)/\tau_p] \cos[\omega_p(t-t_0)], \quad (5)$$

式中  $t_0$  的选择要保证  $z=0$  时入射脉冲位于介质内的部分可以忽略不计。入射脉冲场与半导体量子阱精确共振即  $\omega_p = \omega_{10}$ , 脉宽为  $\tau_p = 0.2 \text{ ps}$ 。相应的入射脉冲面积为

$$\Theta(z=0) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathcal{E}/\sqrt{2}}{\hbar} E_x(z=0, t') dt' = \frac{\Omega_0 \tau_p \pi}{1.76}, \quad (6)$$

式中  $\Omega_0 = -(\mathcal{E}/\sqrt{2})E_0/\hbar$  为最大拉比频率,  $\Omega_0 = 1 \text{ ps}^{-1}$  对应电场强度  $E_0 = 2.8 \times 10^3 \text{ V/cm}$  或者强度  $I = 1.0 \times 10^4 \text{ W/cm}^2$ 。

首先模拟了  $2\pi$  超短激光脉冲在电子气密度不同的半导体量子阱中的传播, 如图 4 所示。电子气密度的变化会严重影响  $2\pi$  超短激光脉冲的传播特性。当电子气密度  $N_s$  比较低, 为  $0.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  时,  $2\pi$  超短脉冲在传播过程中载波和脉冲包络都没有发生变化, 相应地光谱也没有发生任何变化, 因此自感应透明现象仍然可以实现, 如图 4(b) 和 (f) 所示。然而, 当电子气密度比较大时, 情况却并非如此。图 4(c) 和 (d) 分别给出了当电子气密度  $N_s$  为  $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  和  $8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  时的  $2\pi$  超短脉冲在半导体量子阱中的传播, 与入射脉冲相比, 透射脉冲出现了不同程度的展宽, 甚至发生了分裂; 相应地透射光谱[图 4(g) 和 (h)]被压缩, 也出现了分裂。因此, 对于高

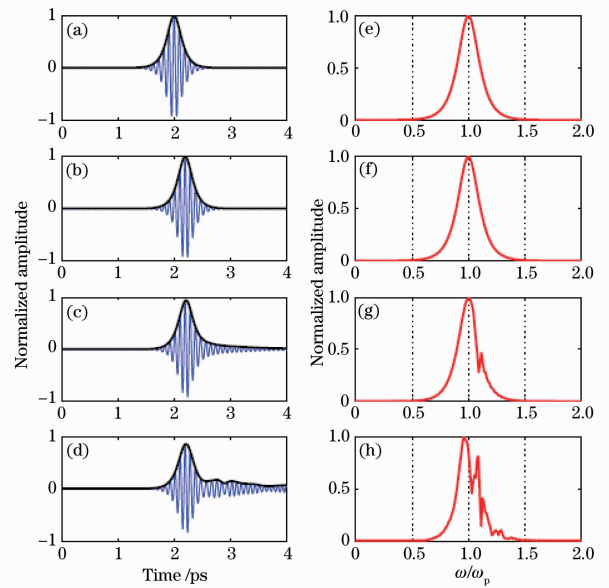


图 4 不同电子气密度的半导体量子阱中  $2\pi$  脉冲的传播  
Fig. 4 Propagations of  $2\pi$  pulses through QWs for different electron densities



密度电子气来说,电子-电子之间的相互作用导致了较强的非线性,这种非线性破坏了自感应透明产生的条件,理想的自感应透明现象消失。

在数值模拟过程中发现,当电子气密度较大时,改变入射激光脉冲的面积,如  $N_s = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  时取  $\Theta(z=0) = 2.24\pi$  [图 5 (b) 和 (e)] 和  $N_s = 8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  时取  $\Theta(z=0) = 2.57\pi$  [图 5 (c) 和 (f)], 如图 5 所示,如果忽略透射脉冲包络振幅的微小减小以及由于色散引起的微小增宽,透射脉冲的波形和光谱与入射脉冲相比基本上没有发生变化,而且相应地各个量子阱中电子布居能够发生一次完整的拉比振荡,因此自感应传输现象可以在半导体多量子阱中实现。

考虑到由于电子-电子相互作用而产生的非线性系数  $\gamma$  和  $\beta$ , 定义一个有效入射脉冲面积  $\Theta_{\text{eff}}^2(z=0) = \Theta^2(z=0) - 2[(\gamma - \beta)\tau_p\pi/1.76]^2$  来表征光与介质的有效相互作用。尽管电子气密度变化时,能够实现自感应传输所对应的入射脉冲面积  $\Theta(z=0)$  也在很大范围内变化,但是有效入射脉冲面积  $\Theta_{\text{eff}}(z=0)$  却始终保持  $2\pi$  不变,如图 6 所示,因此半导体多量子阱中的自感应传输现象可以用传统的面积定理来解释。

此外,还讨论了入射脉冲为高斯型时在半导体多量子阱中的传播特性。假设脉冲的脉宽和中心频率不变,自感应传输现象仍然可以实现,图 6 中圆形为能够实现自感应传输所对应的入射脉冲面积,但是有效入射脉冲面积仍然为  $2\pi$ 。因此,通过定义一个有效入射脉冲面积,就可以准确地控制在半导体多量子阱中实现超短激光脉冲的自感应传输现象的条件,这对超短激光脉冲在半导体多量子阱中实现高透射率传播具有一定的参考价值。

#### 4 共振多极矢量孤子

考虑四能级 Tripod 型原子系统与一个弱探测矢量场和一个强控制场相互作用,如图 7 所示,在旋转波近似和慢变振幅近似下,原子和光场的运动可用方程组描述

$$\frac{\partial A_1}{\partial t} = i\Omega_{p+}^* A_2, \quad \frac{\partial A_{1'}}{\partial t} = -i\delta A_{1'} - \gamma_{1'} A_{1'} + i\Omega_{p-}^* A_2, \quad (7)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial t} = i\Omega_{p+} A_1 + i\Omega_{p-} A_{1'} + (i\Delta_1 - \gamma_2) A_2 + i\Omega_c^* A_3, \quad (8)$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial t} = i\Omega_c A_2 + [i(\Delta_1 - \Delta_2) - \gamma_3] A_3, \quad (9)$$

$$i\frac{\partial \Omega_{p+}}{\partial z} + \frac{c}{2\omega_{p+}} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Omega_{p+} + \kappa_+ A_2 A_{1'}^* = 0, \quad (10)$$

$$i\frac{\partial \Omega_{p-}}{\partial z} + \frac{c}{2\omega_{p-}} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Omega_{p-} + \kappa_- A_2 A_{1'}^* = 0, \quad (11)$$

式中  $A_j (j = 1, 1', 2, 3)$  为原子的几率振幅,满足  $\sum |A_j|^2 \approx 1$  关系,  $\gamma_j$  为能级  $|j\rangle$  的衰减率。 $\Omega_{p\pm} = |\mu_{21(1')}| E_{p\pm}/(2\hbar)$  和  $\Omega_c = |\mu_{23}| E_c/(2\hbar)$  分别为弱探测矢量场和强控制场的  $1/2$  拉比频率,其中  $\mu_{ij}$  为跃迁

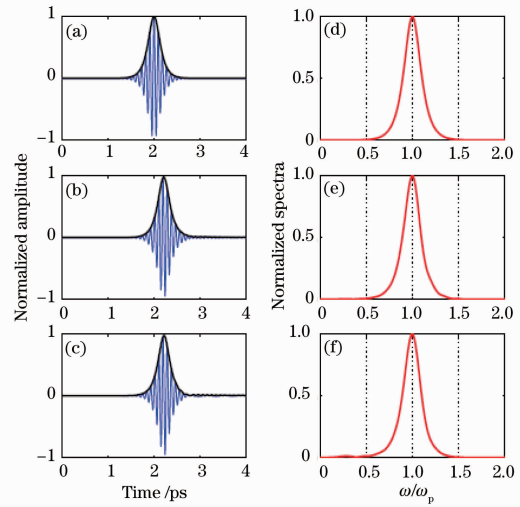


图 5 不同电子气密度量子阱中入射面积不同的脉冲传输  
Fig. 5 Propagations of pulses through QWs for different electron densities with different input pulse areas

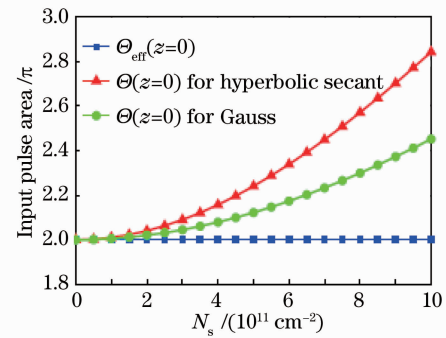


图 6 自感应传输对应的入射激光脉冲面积  $\Theta(z=0)$  及有效入射脉冲面积  $\Theta_{\text{eff}}(z=0)$   
Fig. 6 Input pulse area  $\Theta(z=0)$  and the effective area  $\Theta_{\text{eff}}(z=0)$  for the occurrence of self-induced transmission as a function of the electron sheet densities  $N_s$

$|i\rangle \rightarrow |j\rangle$  的电偶极矩阵元。  $\Delta_1 = \omega_{p+} - \omega_{21}$ ,  $\Delta_2 = \omega_c - \omega_{23}$  和  $\delta = \omega_{p-} - \omega_{21'} - \Delta_1$  ( $\hbar\omega_{21}$ ,  $\hbar\omega_{21'}$  和  $\hbar\omega_{23}$  为相应的能级差) 分别为单光子和双光子失谐。系数  $\kappa_{\pm} = N\omega_{p\pm} |\mu_{1(1')2}|^2 / (2\epsilon_0 \hbar c)$  与原子密度  $N$  和真空光速  $c$  有关。考虑控制场  $\Omega_c$  足够强, 在传输过程中并不衰减, 因此在分析中没有考虑控制场的变化。绝热近似下, 由(8)~(10) 式和  $\sum |A_j|^2 \approx 1$  可得  $A_2 A_1^*$  和  $A_2 A_1^*$ , 进而求得矢量探测场左旋和右旋偏振成分的极化率

$$\begin{cases} \chi_+ = \frac{[N |\mu_{12}|^2 / (2\epsilon_0 \hbar)] d_1 d_3 (d_1 |\Omega_c|^2 - d_1 d_2 d_3 - d_3 |\Omega_{p-}|^2)^*}{|d_1 d_3 \Omega_{p+}|^2 + |d_3 \Omega_{p+} \Omega_{p-}|^2 + |d_1 \Omega_{p+} \Omega_c|^2 + |d_1 |\Omega_c|^2 - d_1 d_2 d_3 - d_3 |\Omega_{p-}|^2|^2}, \\ \chi_- = \frac{[N |\mu_{1'2}|^2 / (2\epsilon_0 \hbar)] |d_1 d_3 \Omega_{p+}|^2 / d_1^*}{|d_1 d_3 \Omega_{p+}|^2 + |d_3 \Omega_{p+} \Omega_{p-}|^2 + |d_1 \Omega_{p+} \Omega_c|^2 + |d_1 |\Omega_c|^2 - d_1 d_2 d_3 - d_3 |\Omega_{p-}|^2|^2}, \end{cases} \quad (12)$$

式中为描述方便引入了新的参数  $d_1 = \delta - i\gamma_1'$ ,  $d_2 = \Delta_1 + i\gamma_2$ , 和  $d_3 = \Delta_1 - \Delta_2 + i\gamma_3$ 。利用<sup>85</sup>Rb 原子的参数计算了极化率  $\chi_+$  和  $\chi_-$  随矢量探测场拉比频率的变化, 发现在较小的拉比频率下可以实现大的非线性和弱的吸收。

引入新的变量表示  $\zeta = z/L_d$ ,  $(\xi, \eta) = (x, y)/R_{\perp}$ ,

$L_d = \omega_p R_{\perp}^2 / c$ ,  $u = \Omega_{p+} / \Omega_{p0}$ ,  $\nu = \Omega_{p-} / \Omega_{p0}$ , 其中  $L_d$  和  $R_{\perp}$  分别为特征衍射长度和光束半径,  $\Omega_{p0}$  为探测场峰值振幅。这样得到耦合无量纲非线性薛定谔方程 (NLS)

$$\begin{cases} i \frac{\partial u}{\partial \zeta} + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right) u + \mathcal{F}_u(|\Omega_c|^2, |u|^2, |\nu|^2) u = 0, \\ i \frac{\partial \nu}{\partial \zeta} + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right) \nu + \mathcal{F}_\nu(|\Omega_c|^2, |u|^2, |\nu|^2) \nu = 0. \end{cases} \quad (13)$$

多极矢量孤子在横向分布上一般为多峰包络<sup>[18]</sup>, 本文分析中考虑一种简单的形式, 即矢量探测场的成分之一为多峰包络, 另一个成分为环形光束的形式。考虑入射场的初始形式为

$$u(\xi, \eta, \zeta = 0) = \text{sech}(r - r_0) \cos(m\theta), \quad \nu(\xi, \eta, \zeta = 0) = \text{sech}(r - r_0), \quad (14)$$

式中  $r$  和  $\theta$  为极坐标表示,  $r_0$  表示光束的横向尺度, 本文取  $r_0 = 2$ 。多极孤子的形式由  $m$  决定。

图 8(a) 和 (b) 分别给出了偶极 ( $m=1$ ) 和四极 ( $m=2$ ) 矢量孤子的演化。可以看出, 偶极矢量孤子和四极矢量孤子的两个偏振成分在传输中相互俘获, 形成耦合空间矢量孤子。由于右旋偏振成分的非线性依赖于左旋成分的场分布, 在左旋成分强度弱的位置非线性非常弱, 这使得其在传输中不能保持稳定的环形光束形式, 而是演变成偶极或四极孤子的形式, 相反, 左旋成分可以保持偶极或四极孤子的形式传输。

矢量孤子总功率  $P = \iint_{\xi, \eta} [ |u(\xi, \eta)|^2 + |\nu(\xi, \eta)|^2 ] d\xi d\eta$  的变化反映了系统的传输损耗。本文分别计算了偶极矢量孤子和四极矢量孤子传输较长距离 ( $\zeta = 15$ ), 矢量孤子总功率随传输距离的变化。由于量子干涉效

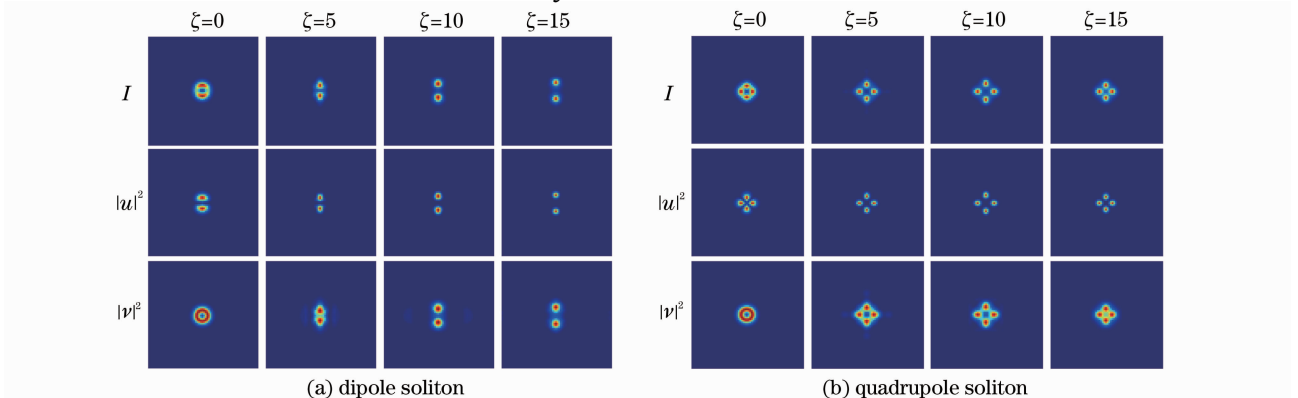


图 8 偶极 (a) 和四极 (b) 矢量孤子随传输距离的演化

Fig. 8 Evolution of dipole (a) and quadrupole (b) vector soliton

应,矢量孤子的传输损耗很小。

## 5 结 论

研究了超短激光脉冲在相干原子类原子系统中的非线性传输特性。激光与物质相互作用的横向效应深刻地影响了介质的响应,对于二维结构中高斯横向分布的超短脉冲,横向效应引起  $2n\pi$  双曲正割脉冲时域上的分裂以及随后发生月牙形脉冲的干涉,随着传输距离的增加干涉相长和自聚焦现象在横向轴上及其两侧出现;超短脉冲在半导体 GaAs/AlGaAs 多量子阱中的非线性传输特性受电子气密度和入射脉冲面积的影响,此时面积定理失效,通过定义有效面积,实现了有效面积为  $2\pi$  的自感应传输;利用量子干涉效应,可在弱光强度下实现矢量孤子传输,研究了四能级原子系统中共振多极矢量孤子的形成与传输,传输中矢量场的两个偏振成分相互俘获,形成稳定的耦合态并实现了非常低的传输损耗。

## 参 考 文 献

- 1 A. Vincotte, L. Bergé. Femtosecond optical vortices in air[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **95**(19): 193901
- 2 W. Liu, S. L. Chin. Abnormal wavelength dependence of the self-cleaning phenomenon during femtosecond-laser-pulse filamentation[J]. *Phys. Rev. A*, 2007, **76**(1): 013826
- 3 Wang Yanling, Zhou Xugui, Wu Hong *et al.*. Experimental research of ultraviolet filamentation of intense femtosecond laser in Ar gas[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(9): 2635~2639  
王燕玲,周绪桂,吴洪等. 氩气中飞秒超强紫外激光成丝的实验研究[J]. *光学学报*, 2009, **29**(9): 2635~2639
- 4 Y. J. He, B. A. Malomed, D. Mihalache *et al.*. Crescent vortex solitons in strongly nonlocal nonlinear media[J]. *Phys. Rev. A*, 2008, **78**(2): 023824
- 5 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
- 6 H. M. Gibbs, B. Böger, F. P. Mattar *et al.*. Coherent on-resonance self-focusing of optical pulses in absorbers[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1976, **37**(26): 1743~1746
- 7 J. de Lamare, M. Comte, P. Kupecek. Spatial distortions of laser pulses in coherent on-resonance propagation: large-scale self-focusing [J]. *Phys. Rev. A*, 1994, **50**(4): 3366~3378
- 8 Hu Xueyuan, Zhong Fangchuan, Deng Jian *et al.*. Ultra-short intense laser pulse propagating in atmosphere: behavior of self-focusing[J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(6): 641~646  
胡雪原,钟方川,邓建等. 超短强激光脉冲在大气传播中的自聚焦行为[J]. *光学学报*, 2001, **21**(6): 641~646
- 9 J. de Lamare, P. Kupecek, M. Comte. Spatial distortions of laser pulses in coherent on-resonance propagation: small-scale self-focusing[J]. *Phys. Rev. A*, 1995, **51**(5): 4289~4292
- 10 S. Hughes. Breakdown of the area theorem; carrier-wave Rabi flopping of femtosecond optical pulses[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **81**(16): 3363~3366
- 11 J. E. Rothenberg. Space-time focusing: breakdown of the slowly varying envelope approximation in the self-focusing of femtosecond pulses[J]. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(19): 1340~1342
- 12 G. Slavcheva, J. M. Arnold, I. Wallace *et al.*. Coupled Maxwell-pseudospin equations for investigation of self-induced transparency effects in a degenerate three-level quantum system in two dimensions; finite-difference time-domain study[J]. *Phys. Rev. A*, 2002, **66**(6): 063418
- 13 K. Y. Xia, Y. P. Niu, S. Q. Jin *et al.*. Transient population and polarization gratings induced by (1+1)-dimensional ultrashort dipole soliton [J]. *Phys. Rev. A*, 2007, **75**(5): 053816
- 14 Y. P. Niu, K. Y. Xia, N. Cui *et al.*. Spatiotemporal evolution and multiple self-focusing of ultrashort pulses in a resonant two-level medium[J]. *Phys. Rev. A*, 2008, **78**(6): 063835
- 15 N. Cui, Y. P. Niu, H. Sun *et al.*. Self-induced transmission on intersubband resonance in multiple quantum wells[J]. *Phys. Rev. B*, 2008, **78**(7): 075323
- 16 G. P. Agrawal. Induced focusing of optical beams in self-defocusing nonlinear media [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **64**(21): 2487~2490
- 17 S. L. McCall, E. L. Hahn. Self-induced transparency by pulsed coherent light [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1967, **18**(21): 908~911
- 18 J. Yang, D. E. Pelinovsky. Stable vortex and dipole vector solitons in a saturable nonlinear medium [J]. *Phys. Rev. E*, 2003, **67**(1): 016608