

单周期以上超短脉冲光束在自由空间中的 矢量非傍轴传输方法*

陆大全[†] 胡 巍 杨振军 郑一周

(华南师范大学传输光学实验室, 广州 510631)

(2003 年 1 月 24 日收到 2003 年 7 月 25 日收到修改稿)

在 L_{ax} 等建立的微扰法的基础上, 应用傅里叶变换的方法得到了一种用于自由空间中单周期以上(即脉冲长度在一个振荡周期以上)脉冲光束的矢量非傍轴修正方法. 在频域, 其横向分量的一阶修正等价于 F_u 等所得相应结果, 而在时域内则比 F_u 等所得结果更有利于非傍轴解析解的得出. 通过量级关系证明了矢量效应在对标量傍轴光束修正中的必要性. 从例子中发现, 由于时空耦合的存在, 超短脉冲光束中的矢量非傍轴效应会被其时间分布所影响.

关键词: 矢量, 非傍轴, 超短脉冲光束

PACC: 4225B, 4225F

1. 引 言

近几年来, 随着固体激光器技术的发展, 人们已经能够产生几个周期甚至是亚周期的脉冲光束^[1], 无论在自由空间^[2,3]、线性介质^[4,5], 还是非线性介质^[6]中, 其传输性质都由于时空耦合效应的存在而与一般光束有着很大的区别. 诸如时间微分效应、光周期缩短、脉冲的时间延迟、红移等许多超短脉冲所特有的效应都得到了深入的研究^[7-16]. 在进行这些研究时, 都采用了标量近似和傍轴近似. 在一般情况下, 如果脉冲中每一频谱分量的发散角足够地小, 且束宽比波长要大得多, 标量傍轴理论能够较精确地描述脉冲光束的传输行为. 但如果光束的束宽小到与波长相当时, 标量傍轴理论不再满足精确地描述脉冲光束的时间和空间分布的要求, 此时我们有必要对光场进行矢量非傍轴修正.

对于不含时的纯光束的非傍轴修正方面, 早在 1975 年, L_{ax} 等^[17]就发展了一种用于非傍轴修正的方法. 此后其他人又陆续发展了一系列的修正方法^[18]. 而对于脉冲光束的非傍轴修正的方法则相对

较少, 其中有代表性的是 F_u 等^[19]在 Cao ^[20]的光束非傍轴修正的基础上研究了脉冲光束的非傍轴修正. 由于其给出的修正公式中包含了大量的卷积, 使得非傍轴脉冲光束的解析形式难以得出. 并且, 正如我们在第 4 节中将会讨论的: 矢量特性是由麦克斯韦方程组决定的, 任何脉冲光束都具有的一种性质. 在一定条件下, 为了研究方便, 可作标量傍轴近似. 在需作非傍轴修正时, 从量级上考虑, 如果不考虑矢量效应的影响, 则高阶非傍轴修正将会失去意义, 甚至于最低阶修正的精确度都会受到很大影响. 基于其对完整的矢量非傍轴修正的影响, 我们必须要考虑矢量效应的影响. 这些问题的解决, 都有待于更方便的修正方法的得出. 另外, 时空耦合效应作为超短脉冲光束的一个基本性质, 我们可以合理地预计, 它也将表现在脉冲光束的矢量非傍轴修正中. 但就我们所知, 这一方面尚未得到过很好的研究.

本文中, 我们用微扰和级数展开的方法来处理超短脉冲光束的矢量非傍轴传输问题, 得出了一种相对简单的对已知标量傍轴解进行矢量非傍轴修正的方法. 在频域, 其横向分量的一阶修正等价于 F_u 等^[19]所得相应结果, 而在时域内则比 F_u 等所得结

* 国家自然科学基金(批准号: 60278013)、广东省自然科学基金团队项目(批准号: 20003061)、教育部霍英东教育基金(批准号: 81058)和国家高技术研究发展计划(批准号: 804-5)部分资助的课题.

[†] E-mail: d.lu@vip.163.com

果更有利于非傍轴解析解的得出. 作为例子, 我们应用修正公式得出了脉冲高斯光束的一阶矢量非傍轴修正解. 正如所期待的那样, 在例子中我们观察到由于超短脉冲光束中时空耦合效应的存在, 脉冲光束的时间分布将会影响到修正的空间分布.

2. 单周期以上脉冲光束的矢量非傍轴传输方程

在自由空间中, 矢量光场 $E(\mathbf{r}, z, t) = E_{\perp}(\mathbf{r}, z, t) + E_z(\mathbf{r}, z, t)$ 的传输由波动方程及各分量的耦合关系共同决定, 即

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2}\partial_t^2\right)E(\mathbf{r}, z, t) = 0, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot E(\mathbf{r}, z, t) = 0. \quad (2)$$

这里 $\mathbf{r} = x\hat{e}_x + y\hat{e}_y$ 为横向坐标, \hat{e}_x, \hat{e}_y 分别为 x 方向和 y 方向的单位矢量. 由方程(1)(2)知, 矢量特性是由麦克斯韦方程组决定的. 任何脉冲光束都具有的一种性质. 为了获得矢量场的自洽解, 方程(1)和方程(2)必须联合使用. 引入随动坐标 $t' = t - z/c$, $z' = z$, 并考虑到对于单周期以上的脉冲光束, 我们可以用其载波频率和包络来表示为 $E = \Psi(\mathbf{r}, z', t') \exp(i\omega_0 t')$ ^[6, 21, 22], 这里 $\omega_0 = 2\pi/T_0$ 和 T_0 分别为载波频率及其振荡周期. 则对其包络有

$$\left[\nabla_{\perp}^2 + \partial_{z'}^2 - 2ik_0\partial_{z'}\left(1 - \frac{i}{\omega_0}\partial_{t'}\right)\right]\Psi = 0, \quad (3)$$

$$\left[\partial_{z'} - ik_0\left(1 - \frac{i}{\omega_0}\partial_{t'}\right)\right]\Psi_z + \nabla_{\perp} \cdot \Psi_{\perp} = 0. \quad (4)$$

这里 $\nabla_{\perp}^2 = \partial_{xx} + \partial_{yy}$ 为横向拉普拉斯算符, $\nabla_{\perp} = \hat{e}_x\partial_x + \hat{e}_y\partial_y$, Ψ_z 及 Ψ_{\perp} 分别为横向和纵向分量的包络. 引入傅里叶变换

$$\tilde{\Psi}(\mathbf{r}, z', \omega - \omega_0) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \Psi(\mathbf{r}, z', t') \times \exp[-i(\omega - \omega_0)t'] dt', \quad (5)$$

则对于包络的频谱 $\tilde{\Psi}(\mathbf{r}, z', \omega - \omega_0)$, 方程(3)及方程(4)演化为

$$(\nabla_{\perp}^2 + \partial_{z'}^2 - 2ik\partial_{z'})\tilde{\Psi} = 0, \quad (6)$$

$$(\partial_{z'} - ik)\tilde{\Psi}_z + \nabla_{\perp} \cdot \tilde{\Psi}_{\perp} = 0, \quad (7)$$

式中 $k = k_0\left(1 + \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}\right)$ 为频谱分量 $\Psi(\omega)$ 的波矢.

方程(6)是对横向和纵向分量都适用的非傍轴方程, 方程(7)则给出了二者的耦合关系. 对于处理具体的传输问题, 我们将首先求出横向分量, 然后由耦合关

系(7)式求出其纵向分量.

一般情况下, 当标量傍轴条件满足时, 方程(6)和(7)可简化为横向分量在频率域中的傍轴方程

$$[\nabla_{\perp}^2 - 2ik(\omega)\partial_{z'}]\tilde{\Psi}_{\perp}^{(0)} = 0. \quad (8)$$

对(8)式作逆傅里叶变换可得时域中的傍轴方程

$$\left[\nabla_{\perp}^2 - 2ik_0\partial_{z'}\left(1 - \frac{i}{\omega_0}\partial_{t'}\right)\right]\tilde{\Psi}^{(0)} = 0. \quad (9)$$

由于在标量傍轴条件下, 方程(9)允许我们用较为简单的方法来处理超短脉冲的传输问题, 已经有很多作者得出了一些解析解并对其进行过详细的研究^[2, 3, 16, 22, 23]. 因此, 在后续讨论中, 我们将设

$\Psi_{\perp}^{(0)}(\mathbf{r}, z', t')$ 和 $\tilde{\Psi}_{\perp}^{(0)}(\mathbf{r}, z', \omega - \omega_0)$ 为一般已知标量傍轴解, 并在此基础上得出由方程(3)和(4)共同支配的矢量非傍轴修正解.

3. 单周期以上脉冲光束的矢量非傍轴修正

如果仅考虑脉冲光束的正向传输, 运用角谱分析的方法, 我们可从方程(6)和(7)得出纵向与横向分量包络的频谱之间的关系

$$\tilde{\Psi}_z(\mathbf{r}, z', \omega - \omega_0) = \frac{1}{2\pi} \int \left[\frac{1}{k\sqrt{1 - k_{\perp}^2/k^2}} \times k_{\perp} \cdot A_{\perp}(k_{\perp}, z', \omega - \omega_0) \times e^{i\mathbf{k}_{\perp} \cdot \mathbf{r}} d^2k_{\perp} \right], \quad (10)$$

式中 $k_{\perp} = k_x\hat{e}_x + k_y\hat{e}_y$, 而 $A_{\perp}(k_{\perp}, z', \omega - \omega_0)$ 为

$\tilde{\Psi}_{\perp}(\mathbf{r}, z', \omega - \omega_0)$ 的空间傅里叶变换, 即

$$A_{\perp}(k_{\perp}, z', \omega - \omega_0) = \frac{1}{2\pi} \int \tilde{\Psi}_{\perp}(\mathbf{r}, z', \omega - \omega_0) e^{-i\mathbf{k}_{\perp} \cdot \mathbf{r}} d^2\mathbf{r}.$$

引入泰勒展开

$$\frac{1}{\sqrt{1 - k_{\perp}^2/k^2}} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(2m-1)!!}{(2m)!!} \left(\frac{k_{\perp}^2}{k^2}\right)^m$$

(这里我们定义 $(-1)!! = 1$) 则方程(10)可化为

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}_z &= \frac{1}{2\pi} \int \left[\sum_{m=0}^{\infty} \frac{(2m-1)!!}{(2m)!!} \frac{k_{\perp}^{2m}}{k^{2m+1}} \right] \\ &\quad \times k_{\perp} \cdot A_{\perp} e^{i\mathbf{k}_{\perp} \cdot \mathbf{r}} d^2k_{\perp}, \\ &= -i \left(\sum_{m=0}^{\infty} \frac{(2m-1)!!}{(2m)!!} \frac{(-\nabla_{\perp}^2)^m}{k^{2m+1}} \right) \nabla_{\perp} \cdot \tilde{\Psi}_{\perp}. \end{aligned} \quad (11)$$

这里 横向分量

$$\begin{aligned} & \tilde{\Psi}_{\perp}(\mathbf{r}, z', \omega - \omega_0) \\ &= \frac{1}{2\pi} \int A_{\perp}(\mathbf{k}_{\perp}, z', \omega - \omega_0) e^{i\mathbf{k}_{\perp} \cdot \mathbf{r}} d^2 k_{\perp}. \end{aligned}$$

对于单周期以上的脉冲光束,其频谱宽度比较窄,满足关系式^[21] $\left| \frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0} \right| \ll 1$,因此,我们可以引入泰勒展开 $\frac{1}{k} = \frac{1}{k_0} \sum_{l=0}^{\infty} \left(\frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0} \right)^l$ 并对方程(11)两边作傅里叶变换,可得时间频率域中横向分量与纵向分量之间的关系

$$\Psi_z(\mathbf{r}, z', t') = \sum_{m=1}^{\infty} \Psi_z^{(m)}, \quad (12)$$

式中

$$\begin{aligned} \Psi_z^{(m)} &= \sum_{l=0}^{\infty} \frac{-(2m-3)!!(-\nabla_{\perp}^2)^{m-1}}{(2m-1)!! k_0^{2m-1}} \\ &\times \left(\frac{i}{\omega_0} \partial_{r'} \right)^{(2m-1)} \nabla_{\perp} \cdot \Psi_{\perp}. \quad (13) \end{aligned}$$

从方程(13)可以看出,在横向场已知的情况下,纵向场可以较方便地得出.因此,下面我们先讨论横向场的标量非傍轴修正,然后通过方程(13)来求得纵向场.

运用 Lax 等建立的微扰法^[17],我们将 $\partial_{z'} \tilde{\Psi}$ 看作微扰而将非傍轴方程(6)的解写成如下形式:

$$\tilde{\Psi}_{\perp} = \tilde{\Psi}_{\perp}^{(0)} + \sum_{m=1}^{\infty} \tilde{\Psi}_{\perp}^{(m)}.$$

这里 $\tilde{\Psi}_{\perp}^{(0)}$ 为方程(8)的横向傍轴解. $\tilde{\Psi}_{\perp}^{(m)}$ 与 $\tilde{\Psi}_{\perp}^{(m-1)}$ ($m=1, 2, \dots$) 的关系由下式决定:

$$(\nabla_{\perp}^2 - 2ik\partial_z) \tilde{\Psi}_{\perp}^{(m)} = -\partial_{z'} \tilde{\Psi}_{\perp}^{(m-1)}. \quad (14)$$

通过直接计算可以验证,高阶微扰项,即非傍轴修正项为

$$\tilde{\Psi}_{\perp}^{(m)} = \left(\frac{1}{2ik} \right)^m \frac{1}{m!} \partial_z^{2m-1} \left[z'^m \left(\partial_z - \frac{m}{z'} \right) \right] \tilde{\Psi}_{\perp}^{(0)}, \quad (15)$$

且满足初始条件 $\tilde{\Psi}_{z=0}^{(m)} = 0$. 运用泰勒展开 $\frac{1}{k} =$

$\frac{1}{k_0} \sum_{l=0}^{\infty} \left(\frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0} \right)^l$ 并对方程(15)两边同时作傅里叶变换,则在时间域中,非傍轴修正项为

$$\begin{aligned} \Psi_{\perp}^{(m)} &= \left[\sum_{l=0}^{\infty} \left(\frac{i}{\omega_0} \partial_{r'} \right)^l \right]^m \left(\frac{1}{2ik_0} \right)^m \frac{1}{m!} \partial_z^{2m-1} \\ &\times \left[z'^m \left(\partial_z - \frac{m}{z'} \right) \Psi_{\perp}^{(0)} \right]. \quad (16) \end{aligned}$$

当然,考虑精度要求,如果我们只取到第 M 阶修正

项,则在这些修正项中,小于第 M 阶的项可以略去,又因为在量级上 $\Psi^{(m+1)}/\Psi^{(m)} \sim (k_0^2 a_0^2)^{-1}$, $\left| \frac{i}{\omega_0} \partial_{r'} \right| \Psi_{\perp}^{(0)} \sim (2n\pi)^{-1} \Psi_{\perp}^{(0)}$, 这里 $n = \Delta t/T_0$ 是一个脉冲 Δt 内的振荡周期数,所以修正项 $\Psi^{(m)}$ 可简化为

$$\begin{aligned} \Psi_{\perp}^{(m)} &= \left[\sum_{l=0}^L \left(\frac{i}{\omega_0} \partial_{r'} \right)^l \right]^m \left(\frac{1}{2ik_0} \right)^m \frac{1}{m!} \partial_z^{2m-1} \\ &\times \left[z'^m \left(\partial_z - \frac{m}{z'} \right) \Psi_{\perp}^{(0)} \right]. \quad (17) \end{aligned}$$

这里 $L = \min\{l : l > \mathcal{X}(M-m) \ln(k_0 a_0) \ln(2\pi n)\}$ 且 $l \in N$. 则修正后光场的横向分量为

$$\Psi_{\perp}(\mathbf{r}, z', t') = \sum_{m=0}^M \Psi_{\perp}^{(m)}. \quad (18)$$

对于纵向修正分量 $\tilde{\Psi}_z$, 根据方程(12)并考虑修正精度要求,则有

$$\Psi_z = \sum_{m=1}^M \Psi_z^{(m)},$$

式中

$$\begin{aligned} \Psi_z^{(m)} &= -i \sum_{l=0}^L \frac{(2m-3)!!(-\nabla_{\perp}^2)^{m-1}}{(2m-2)!! k_0^{2m-1}} \\ &\times \left(\frac{i}{\omega_0} \partial_{r'} \right)^{(2m-1)} \nabla_{\perp} \cdot \sum_{n=0}^{M-m} \Psi_{\perp}^{(n)}. \quad (19) \end{aligned}$$

通过(17)和(19)式,我们可以对单周期以上脉冲光束进行任意精度的矢量非傍轴修正.并且,由于此修正方法仅为基本算符对傍轴解的作用,因此可以较为方便地得到修正的矢量非傍轴解.此外,从(17)及(19)式可以看出,由于超短脉冲光束中的时空耦合效应,矢量非傍轴修正将由脉冲光束的时间和空间分布共同确定.而当脉冲很长以至时空耦合效应可以忽略, $\frac{i}{\omega_0} \partial_{r'} \Psi_{\perp} \ll 1$ 可以忽略时,则其横向分量趋向于 Cao^[20]用于纯光束非傍轴修正的公式.

4. 讨 论

为了方便地讨论脉冲光束矢量非傍轴修正的性质,我们在此讨论横向和纵向修正的最低阶,由(17)及(19)式,有

$$\Psi_{\perp}^{(1)} \cong \frac{-iz'}{2k_0} \left[1 + \frac{i}{\omega_0} \partial_{r'} \right] \partial_z^2 \Psi_{\perp}^{(0)}(\mathbf{r}, z', t') \quad (20)$$

$$\Psi_z^{(1)} = -\frac{i}{k_0} \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \partial_{r'} \right) \nabla_{\perp} \cdot \Psi_{\perp}^{(0)}. \quad (21)$$

对于修正的横向分量,在频率域运用(8)式,则

(15)式的一阶项亦可写作

$$\tilde{\Psi}_{\perp}^{(1)} = \frac{-iz}{8k^3} \nabla_{\perp}^4 \tilde{\Psi}_{\perp}^{(0)}.$$

这也是 Fu 等^[19]所得结果的最低阶修正.但在时间域, Fu 等直接运用了卷积而得到了时间域的修正公式.根据文献 [19] 中的(22)式,

$$E_{\perp}^{(1)} = \frac{-iz}{\sqrt{2\pi}} \nabla_{\perp} \{ \Phi_{12}(\mathbf{r}, t') * E_{\perp}^{(0)} \}. \quad (22)$$

这里

$$\Phi(x, \mu)_m = \begin{cases} \delta(\mu), & m = 0, \\ \frac{(-i)^{m-m}}{(2mn - m - 1)!} \sqrt{\frac{\pi}{2}} (\mu)^{m-m-1} \text{sig}(\mu), & m \neq 0. \end{cases}$$

因此,由于卷积的存在,由(22)式求非傍轴修正在时域的解析形式变得相当困难.

我们在推导(20)式的过程中,考虑到单周期以上脉冲光束可以用其中心频率和包络描述为 $E = \Psi(\mathbf{r}, z', t') \exp(i\omega_0 t')$,且在此情况下能够作泰勒展开 $\frac{1}{k} = \frac{1}{k_0} \sum_{l=0}^{\infty} \left(\frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0} \right)^l$,我们得到的(20)式仅为基本算符对标量傍轴解 $\Psi(0)$ 的作用.因此,可以根据(20)式而方便地得到非傍轴修正的解析形式.

另外,当对标量傍轴解 $\Psi_{\perp}^{(0)}$ 进行非傍轴修正时,我们须将矢量修正也考虑在内.理由如下:矢量特性是由麦克斯韦方程组决定的,任何脉冲光束都具有的一种性质.在一定条件下,为了研究方便,可作标量傍轴近似.但在需作非傍轴修正时,由方程(17)及(19)知, $\Psi_z^{(m)}$ 为 $(1/k_0 a_0)^{m-1} \Psi^{(0)}$ 量级,而 $\Psi_{\perp}^{(m)}$ 则为 $(1/k_0 a_0)^m \Psi^{(0)}$ 量级.因此,从修正精度的角度看,如果纵向分量 $\Psi_z^{(m)}$ 没有被考虑进去,则横向分量 $\Psi_{\perp}^{(m)}$ 及更高阶的项将会失去修正的精度.基于其对完整的矢量非傍轴修正的影响,必须要考虑矢量效应的影响.这也是我们要进行本文工作的原因之一.

作为实例,我们设标量傍轴解为 x 方向偏振的脉冲高斯光束(首先由 Porras^[21]提出)

$$\begin{aligned} \Psi_{\perp}^{(0)}(\mathbf{r}, z', t') &= F(t'_c) \mathcal{G}(0) \hat{e}_x \\ &= F(t'_c) \frac{iz_R}{q(z)} \exp\left[\frac{-ik_0 r^2}{2q(z)} \right] \hat{e}_x, \end{aligned} \quad (23)$$

式中 $t'_c = t' - \frac{r^2}{2cq(z)}$.根据(20)和(21)式,其一阶矢量非傍轴修正为

$$\Psi_{\perp}^{(1)} = \left[-\frac{iz}{8c^2 k_0 q^4 \omega_0} (R_0 + R_1 \partial_r + R_2 \partial_r^2 \right.$$

$$\left. + R_3 \partial_r^3 \right) F(t'_c) \mathcal{G}(0) \hat{e}_x, \quad (24)$$

$$\Psi_z^{(1)} = -\frac{x}{q} \left(1 + \frac{1}{\omega_0^2} \partial_r^2 \right) F(t'_c) \mathcal{G}(0), \quad (25)$$

式中

$$R_0 = 8c^2 q^2 \omega_0 L_2 \left(\frac{ik_0 r^2}{2cq} \right),$$

$$R_1 = -4cqr^2 \omega_0 \left(1 + L_1 \left(\frac{ik_0 r^2}{2cq} \right) \right) + 8ic^2 q^2 L_2 \left(\frac{ik_0 r^2}{2cq} \right),$$

$$R_2 = -4ir^2 cq + r^4 \omega_0 - 4ir^2 cq L_1 \left(\frac{ik_0 r^2}{2cq} \right),$$

$$R_3 = ir^4$$

其中 $L_n(\cdot)$ 为第 n 阶拉盖尔多项式.从(24)和(25)式可以看出,对于横向一阶修正, $\Psi_{\perp}^{(1)}|_{z=0} = 0$,但对于纵向一阶修正, $\Psi_z^{(1)}$ 则对应于一个受到调制的一阶厄米高斯模,且 $\Psi_z^{(1)}|_{z=0} = \Psi_z^{(1)}|_{\text{max}}$.这也进一步说明了矢量效应在对标量傍轴解的修正中的必要性.

在图1和图2中,我们取脉冲函数分别为高斯脉冲 $f(t) = \exp(-t^2/\Delta t^2)$ 和一阶泊松谱脉冲 $f(t) = \frac{i\Delta t}{t + i\Delta t}$,并取参数 $a_0 = \lambda = 5 \times 10^{-4}$ mm(此时束宽已经小到波长量级,如果要求对光场作精确描述,须对标量傍轴解作矢量非傍轴修正), $\omega_0 = 3.8 \text{ fs}^{-1}$, $z' = Z_R = 1.58 \times 10^{-3}$ mm来检验修正的行为.从图1(a)和图2(a)中可以看到,纯粹的矢量修正主要是影响光束边沿上的光强分布,在轴上则无影响.这是因为纵向分量 $\Psi_z^{(1)}$ 对应于一个受到调制的一阶厄米高斯模.而纯粹的标量非傍轴修正则主要影响轴上和近轴的光强分布.因此当我们对一个标量傍轴脉冲光束解进行修正时,我们须同时考虑标量非傍轴效应和矢量效应.

如图1和图2所示,相对于标量傍轴解,矢量效应加大了光束边沿的光强,非傍轴效应则削弱了光束中心部分的光强,因此,整个的矢量非傍轴效应使得脉冲光束的能量分布趋向于均匀化,也正是由于这一效应,当光束在非线性自聚焦介质中传输时,考虑非傍轴效应和矢量效应能够避免光束坍塌^[24,25],使其符合物理规律.

从图1和图2可以看出,对于束宽小到中心频率波长量级的脉冲光束,在1倍瑞利距离处,最大修正量是总体光场最大初始值的2%左右,亦即瑞利距离处总体光场最大值的1/20左右.对于这样的量级大小,即使在现有的光学实验中作比较也有一定

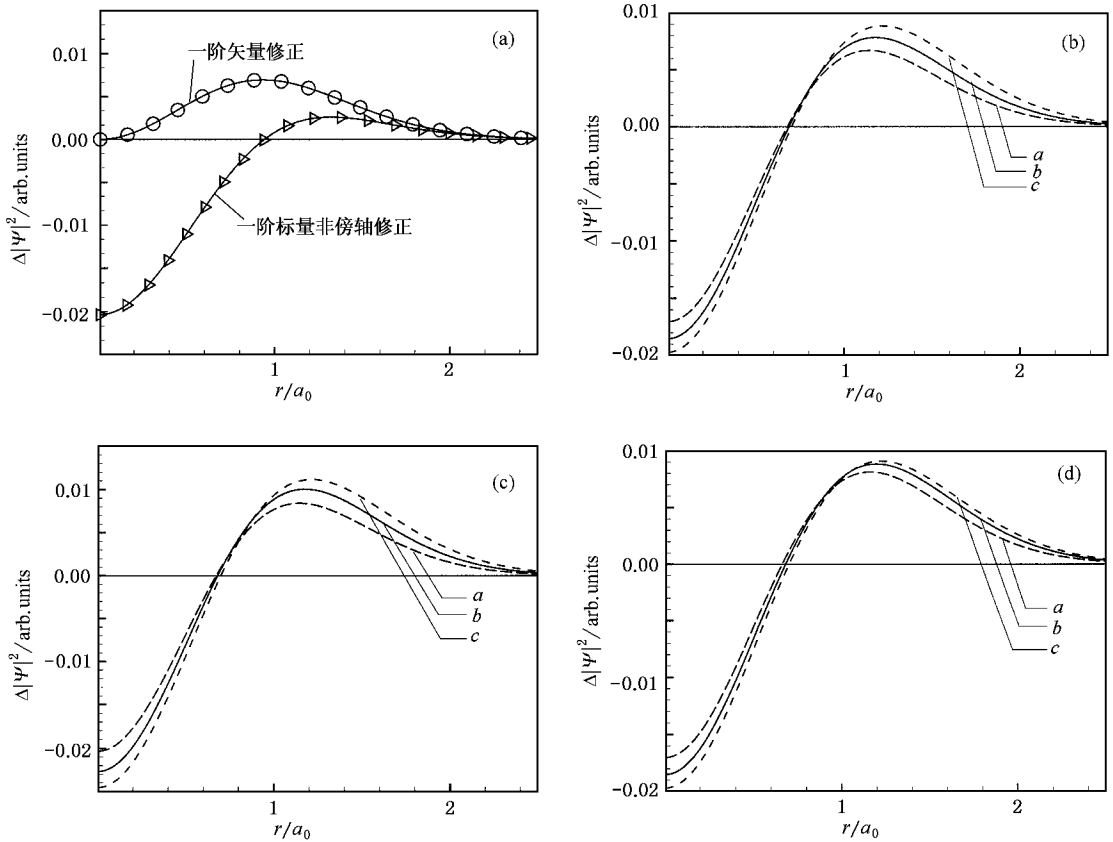


图1 一阶泊松谱脉冲高斯光束的一阶矢量非傍轴修正在 $z' = Z_R$ 处的空间横向分布。(a)为一阶标量非傍轴修正 $\Delta|\Psi|^2 = |\Psi_{\perp}^{(0)} + \Psi_{\perp}^{(1)}|^2 - |\Psi_{\perp}^{(0)}|^2$ 与一阶矢量修正 $\Delta|\Psi|^2 = |\Psi_z^{(1)}|^2$ 在空间横向分布上的对比。(b)为一阶矢量非傍轴修正 $\Delta|\Psi|^2 = |\Psi_{\perp}^{(0)} + \Psi_{\perp}^{(1)}|^2 + |\Psi_z^{(1)}|^2 - |\Psi_{\perp}^{(0)}|^2$ 在脉冲头部 $t' = -0.5\Delta t$ 处的空间横向分布。(c)为一阶矢量非傍轴修正 $\Delta|\Psi|^2 = |\Psi_{\perp}^{(0)} + \Psi_{\perp}^{(1)}|^2 + |\Psi_z^{(1)}|^2 - |\Psi_{\perp}^{(0)}|^2$ 在脉冲中部 $t' = 0$ 处的空间横向分布。(d)为一阶矢量非傍轴修正 $\Delta|\Psi|^2 = |\Psi_{\perp}^{(0)} + \Psi_{\perp}^{(1)}|^2 + |\Psi_z^{(1)}|^2 - |\Psi_{\perp}^{(0)}|^2$ 在脉冲尾部 $t' = 0.5\Delta t$ 处的空间横向分布。曲线 *a* 为脉冲长度 $\Delta t = T_0$ 时的一阶矢量非傍轴修正,曲线 *b* 为脉冲长度 $\Delta t = 2T_0$ 时的一阶矢量非傍轴修正,曲线 *c* 为脉冲长度 $\Delta t = 10T_0$ 时的一阶矢量非傍轴修正。

难度。随着实验手段和设备的进一步提高,也会对将来更精确的实验具有一定的参考价值。

另外,从图 1(b)–(d)和图 2(b)–(d)中,我们可以看到,矢量非傍轴修正的空间分布将会被脉冲长度所影响。对于不同的脉冲函数,这一影响也是不同的。对于一阶泊松谱脉冲,在脉冲的中部、头部和尾部,修正都随着脉冲的变短而变小(但这种影响在时间上是不完全对称的),即时空耦合效应会削弱其矢量非傍轴效应。但对于高斯脉冲则不同,在脉冲的头部和中部,修正随着脉冲的变短而变小,而在脉冲的尾部,修正则随着脉冲的变短而变大。总之,由于超短脉冲中时空耦合效应的存在,脉冲的时间分布会影响到非傍轴修正的空间分布。

5. 结 论

在 Lax 等^[17]建立的微扰法以及运用泰勒展开方法的基础上,我们得到了一种用于单周期以上脉冲光束矢量非傍轴修正的方法。在时间频率域,其横向一阶修正等价于 Fu 等^[19]所得相应结果,而在时间域内则比 Fu 等所得结果更有利于矢量非傍轴解析解的得出。将其运用于脉冲高斯光束,得出了脉冲高斯光束的一阶矢量非傍轴修正解。结合例子,我们讨论了矢量效应在对标量傍轴解进行修正中的作用以及超短脉冲光束矢量非傍轴修正中的时空耦合现象。

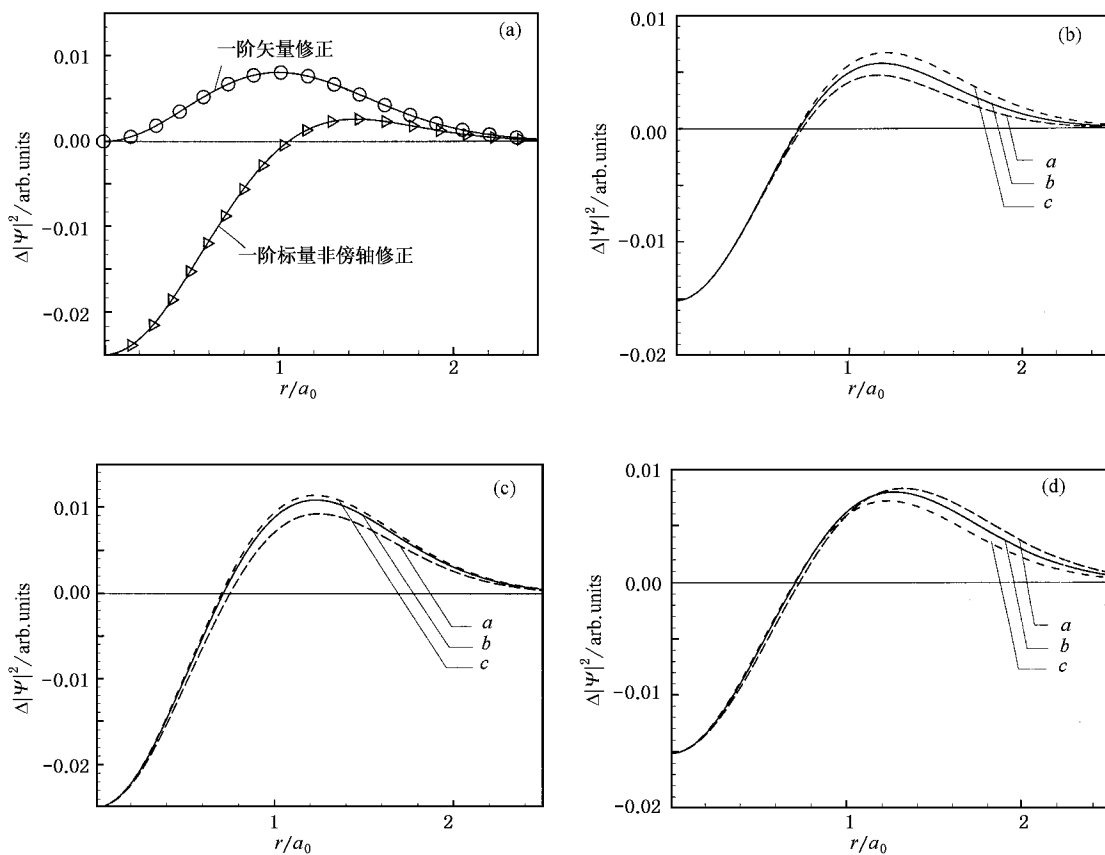


图 2 高斯脉冲高斯光束的一阶矢量非傍轴修正在 $z' = Z_R$ 处的空间横向分布 图注同图 1

- [1] Duling I N 1995 *Compact Sources of Ultrashort Pulses* 3rd ed (New York : Cambridge Press)
- [2] Porras M A 1998 *Phys. Rev. E* **58** 1086
- [3] Kaplan A E 1998 *J. Opt. Soc. Am.* B **15** 951
- [4] Hu W , Lu G S , Yang Z J *et al* 2003 *Acta Phy. Sin.* **52** 570 (in Chinese) 胡 巍、卢光山、杨振军等 2003 *物理学报* **52** 570]
- [5] Porras M A 1999 *Phys. Rev. A* **60** 5069
- [6] Brabec T , Krausz F 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 545
- [7] Stingl A , Spielmann C , Krausz F *et al* 1994 *Opt. Lett.* **19** 204
- [8] Auston D H , Cheung K P , Valdmanis J A *et al* 1984 *Phys. Rev. Lett.* **53** 1555
- [9] Pshenichnikov M S , de Boeij W P , Wiersma D A 1994 *Opt. Lett.* **19** 572
- [10] Jepsen P U , Keiding S R 1995 *Opt. Lett.* **20** 807
- [11] Kaplan A E , Shkolnikov P L 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 2316
- [12] Belenov E M , Nazarkin A V 1994 *J. Opt. Soc. Am.* A **11** 168
- [13] Christov I P 1985 *Opt. Commun.* **53** 364
- [14] Ziolkowski R W , Judkins J B 1992 *J. Opt. Soc. Am.* A **9** 2021
- [15] Wang Z , Zhang Z , Xu Z *et al* 1997 *IEEE J. Quantum Electron.* **33** 566
- [16] Porras M A 1999 *J. Opt. Soc. Am.* B **16** 1468
- [17] Lax M , Louisell W H , Mcknight W B 1975 *Phys. Rev. A* **11** 1365
- [18] Cao Q , Deng X 1998 *J. Opt. Soc. Am.* A **15** 1144
- [19] Fu X , Guo H , Hu W *et al* 2002 *Phys. Rev. E* **65** 56611
- [20] Cao Q 1999 *J. Opt. Soc. Am.* A **16** 2494
- [21] Brabec T , Krausz F 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 3282
- [22] Porras M A 2001 *Opt. Lett.* **26** 44
- [23] Agrawal G P 1998 *Opt. Commun.* **157** 52
- [24] Feit M D , Fleck J A 1988 *J. Opt. Soc. Am.* B **5** 633
- [25] Chi S , Guo Q 1995 *Opt. Lett.* **20** 1598

The vectorial nonparaxial propagation method of the few-cycle ultrashort pulsed beam in free space^{*}

Lu Da-Quan Hu Wei Yang Zhen-Jun Zheng Yi-Zhou

(*Laboratory of Light Transmission Optics, South China Normal University, Guangzhou 510631, China*)

(Received 24 January 2003; revised manuscript received 25 July 2003)

Abstract

Based on the perturbative method which was developed by Lax *et al*, and by using of the Fourier transform, we obtain a vectorial nonparaxial correction method to the propagation of the few-cycle pulsed beam in free space. the first-order of the transverse component of the correction is the same as that of Fu's in the frequency domain, and is more convenient to obtain the analytical nonparaxial solution in the temporal domain. It is shown in the examples and the analysis that the vector corrections must be included in any study that wants to go beyond the scalar paraxial solution. From the examples, we find that the spatial distribution of the vectorial nonparaxial correction would be influenced by the temporal distribution of the pulse.

Keywords: vectorial, nonparaxial, ultrashort pulsed beam

PACC: 4225B, 4225F

^{*}Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60278013), the Team Project of Natural Science Foundation of Guangdong Province (Grant No. 20003061), the Fok Ying Tung Educational Foundation of the Ministry of Education of China (Grant No. 81058), and the National High Technology Development Program of China (Grant No. 804-5).