

文章编号: 0253-2239(2010)08-2421-06

# 纳米等离子体中定位聚焦的时间反演控制

池黎明 朱鹏飞 李向亭

(上海交通大学物理系光学与光子学研究所, 上海 200240)

**摘要** 提出了时间反演方法来控制等离子纳米系统中能量最强点的位置。该方法是基于纳米系统中对某一点局域超短脉冲激发的远场的时间反演。尽管在金属等离子系统中存在很强烈的干扰和严重的相位移动和分散, 并且所作的反演并不完整, 但是该方法在控制纳米尺度的光场能量时十分有效, 可应用于纳米分光镜、光学调制、超密信息存储和纳米信息处理等领域。

**关键词** 表面光学; 纳米定位; 时间反演; 表面等离子体

中图分类号 O485 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20103008.2421

## Time Reversal Coherent Control for Positioning and Focusing in Nanoplasma

Chi Liming Zhu Pengfei Li Xiangting

(Institute of Optics and Photonics, Department of Physics, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

**Abstract** An approach has been introduced called time reversal to coherently control the position in which the optical energy localizes in plasma nanosystems. This approach is based on the impulsive localized excitation of the nanosystem and time reversal of the generated far-zone field at a single point with one polarization. Despite strong interaction and significant dephasing and dissipation in metal plasma systems, and incompleteness of this time reversal, the proposed approach proves to be very efficient in controlling the nanoscale optical fields. The approach may be applied in nanoscales spectroscopy, optical modification, ultradense memory, and information processing on the nanoscale.

**Key words** surfaces optics; nanopositioning; time reversal; surface plasma

### 1 引言

在纳米系统中控制光场的局域化是一个十分具有挑战性的问题<sup>[1~3]</sup>, 其主要物理根源是光辐射场的波长数量级要比整个纳米系统的尺寸还要大, 因此很难控制光场能量聚焦在一个纳米尺度的点上<sup>[4]</sup>。然而在表面等离子体中, 控制能量集中在某一点上是可能的, 但是直接控制聚焦位置很难, 本文考虑调节入射光频率成分来控制光场能量的空间分布, 即用频率和相位进行控制。

用相位频率调制的方法来控制光场能量的纳米局域化的思想很早就有人提出并在理论和试验上取

得了显著的成就<sup>[5~8]</sup>。控制光场局域化过程中的一个基本问题是求“反演问题”的解, 即需要找到从特定的激发路径送入控制系统的光波的具体形式。解决这一问题的传统方法之一是自适应控制, 并得到了成功运用<sup>[9~14]</sup>。但是在自适应控制过程中, 所得到的复合光波过于复杂而无法解析, 并且进行自适应控制的计算量特别大。

本文借鉴 M. Fink 等<sup>[15~17]</sup>对声波和微波的时间反演方法, 提出了一种基于时间反演的方法来求解控制纳米系统的光场, 并对其进行了理论研究。研究了一个纳米等离子系统, 初始状态为在一个设定好的纳

收稿日期: 2009-09-22; 收到修改稿日期: 2009-10-27

基金项目: 国家自然科学基金(10474063)资助课题。

作者简介: 池黎明(1986—), 男, 硕士研究生, 主要从事纳米等离子体及复合介质计算等方面的研究。

E-mail: chileeming@hotmail.com

导师简介: 李向亭(1965—), 女, 副教授, 主要从事纳米等离子体及复合介质计算等方面的研究。

E-mail: xtli@sjtu.edu.cn (通信联系人)

米点上有一个局域化的激发光场。然后解这个光场在传播过程中的空间分布和时间演化的直接问题。在某个时刻,把在远处得到的光场作时间反演,并送回到原系统中去。如果时间反演方法对于这个系统来说是可行的,那么光场将按原路返回,其能量将在反演后的时刻在原来的那点汇聚。

但是,金属纳米系统中的表面等离子波本征模式和声波、微波中的回声泄漏模式之间有很大的区别,控制表面等离子波也更困难。原因是:1)由于在纳米尺度上偶极子激发场的强烈干扰,纳米系统中的表面等离子波会形成被整个系统转移的无序本征模式<sup>[18,19]</sup>。这种现象表现为局域场中形成几个相应的“热点”而不是一个聚焦点。显然,表面等离子波的局域性和无序性(包括对参数的高度敏感)给控制造成了困难。2)等离子光谱在真正的金属材料区域中是快速衰减的<sup>[20]</sup>。因此,表面等离子波的存在时间很短。3)就是远场并不包含系统内部状态的全部信息,即瞬逝场很快衰减并消失在远场中,这也是声波、微波和等离子波共同的问题。此外,远处电场通常是由有限个带有不完整极化信息的点来描述的(一个极端的例子就是只有一个极化点)。因此,完整的时间反演是很难实现的。尽管有以上这些问题,本文中做的时间反演控制还是很成功的,这种只控制入射波相位和频率的不完全时间反演方法是一种很有效的方法。

## 2 时间反演的“Bergman 谱”算法

可以利用现代光刻技术得到一个纳米量级尺度的金属结构,这样的结构可以看成是一个由金属和电介质构成的纳米系统,其对应的介电常数分别为  $\epsilon_m$  和  $\epsilon_d$ ,  $\epsilon_m$  随光场频率  $\omega$  变化。假定整个系统的尺寸要比外场的波长小很多,可以使用准静态谱理论<sup>[2,21]</sup>。从位于金属表面处的光学偶极子  $d(\omega)$  出发,其时域上的波形是一个短脉冲。采用高斯单位制(CGS),

$$d(\omega) = \sqrt{\frac{\pi}{T}} \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{4T} - (-i\omega t_0)\right],$$

式中  $\omega_0$  为中心频率,  $T$  为波包长度。

其极化强度分布为  $\mathbf{P}(\mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \mathbf{d}(\mathbf{r}_0, t)$ 。其携带的频率  $\omega$  是围绕中心频率  $\omega_0$  分布的。实际计算中取  $\hbar \omega_0 = 1.2 \text{ eV}$ 。

初始的振荡偶极子中某一频率分量  $\omega$  在纳米系统中激发了对应的局域电场  $\mathbf{E}^L(\mathbf{r}, \omega)$ , 表示为<sup>[22]</sup>

$$\mathbf{E}_\alpha^L(\mathbf{r}, \omega) = \sum_\beta \frac{4\pi}{\epsilon_d} \mathbf{G}_{\alpha\beta}^r(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0; \omega) \mathbf{d}_\beta(\mathbf{r}_0, \omega),$$

$$(\alpha, \beta = x, y, z) \quad (1)$$

注意到(1)式不显含时间,则只要给出电场的频谱,就可以用快速傅里叶变换得到电场随时间和空间的变化函数  $\mathbf{E}_\alpha^L(\mathbf{r}, t)$ 。对  $\mathbf{E}_\alpha^L(\mathbf{r}, t)$  作时间反演,那么某个时刻,光场能量应该聚焦在  $\mathbf{r}_0$  点。考虑到实验上难以实现对整个空间作时间反演,对远离  $\mathbf{r}_0$  的某个平面上光场作空间平均得到  $\mathbf{E}_\alpha^L(t)$ , 以这个均匀场作为入射场返回到系统中。

(1)式中的张量推迟格林函数  $\vec{\mathbf{G}}_{\alpha\beta}^r$  为

$$\vec{\mathbf{G}}_{\alpha\beta}^r(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) = \frac{\partial^2}{\partial r_\alpha \partial r'_\beta} \bar{G}^r(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega), \quad (2)$$

式中  $\bar{G}^r$  为标量格林函数。

为了得到标量格林函数  $\bar{G}^r$ , 需要在一定的边界条件下求解复合介质的拉普拉斯方程为

$$\nabla \cdot [\epsilon(\mathbf{r}, \omega) \nabla \varphi(\mathbf{r})] = 0, \quad (3)$$

式中  $\varphi(\mathbf{r})$  为电势,  $\epsilon(\mathbf{r}, \omega)$  为复合介质的介电常数, 可以表示为

$$\epsilon(\mathbf{r}, \omega) = \epsilon_m \Theta(\mathbf{r}, \omega) + \epsilon_d [1 - \Theta(\mathbf{r}, \omega)] =$$

$$\epsilon_d \left[ 1 - \frac{1}{s(\omega)} \Theta(\mathbf{r}) \right], \quad (4)$$

式中  $s(\omega) = \frac{\epsilon_d}{\epsilon_d - \epsilon_m(\omega)}$ ,  $\Theta(\mathbf{r})$  为结构函数, 当材料为金属时, 值为 1, 材料为介质时, 值为 0。

利用 Bergman 谱方法<sup>[22~24]</sup>, 把(3)式中的  $\varphi(\mathbf{r})$  分解成外场  $\varphi_0$  和激发场  $\psi$  两部分。则(3)式可以化为

$$\nabla \cdot [\Theta(\mathbf{r}, \omega) \nabla \psi(\mathbf{r}, \omega)] - s(\omega) \nabla^2 \psi(\mathbf{r}, \omega) =$$

$$-\nabla \cdot [\Theta(\mathbf{r}, \omega) \nabla \varphi_0(\mathbf{r}, \omega)]. \quad (5)$$

对应的本征方程为

$$\nabla \cdot [\Theta(\mathbf{r}, \omega) \nabla \varphi_n(\mathbf{r}, \omega)] - s_n \nabla^2 \varphi_n(\mathbf{r}, \omega) = 0. \quad (6)$$

(6)式是一个求解广义本征值的问题。把空间离散化后, 可以得到算符  $\nabla \cdot [\Theta(\mathbf{r}, \omega) \nabla]$  以及  $\nabla^2$  的表示矩阵。对矩阵作广义对角化, 可以解得方程的本征值  $s_n$  以及本征函数  $\varphi_n(\mathbf{r}, \omega)$ 。

标量格林函数  $\bar{G}^r$  可写成

$$\bar{G}^r(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) = \sum_n \frac{\varphi_n(\mathbf{r}, \omega) \varphi_n^*(\mathbf{r}', \omega)}{s(\omega) - s_n}.$$

把(1)式中的电场作在边界面上的分布作时间反演并对空间取平均以后, 作为外场输入纳米系统, 在系统中产生的总电场分布为

$$\mathbf{E}_\alpha(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{E}_\alpha^L(\mathbf{r}, \omega) +$$

$$\int_V \vec{\mathbf{G}}_{\alpha\beta}^r(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) \Theta(\mathbf{r}') \mathbf{E}_\beta^T(\mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}'^3. \quad (7)$$

对(7)式作傅里叶变换即可得到时域上的电场

$E_a(\mathbf{r}, t), E_b(\mathbf{r}, t)$  即为远场输入场在系统中激发场关于时间的表达式。

### 3 计算结果与讨论

如果第 2 节中时间反演的方法是有效的,那么当把局域电场进行傅里叶反变换到时域中时,光能量将在时间反演以后的  $t_r$  时刻聚集到初始的位置  $\mathbf{r}_0$  处。

作为数值模拟,考虑一个真空中的由 4 nm 厚的银膜构成的随机平板结构<sup>[21]</sup>。这层膜按照 50% 的几率随机填充入 2 nm×2 nm×2 nm 的介质或金

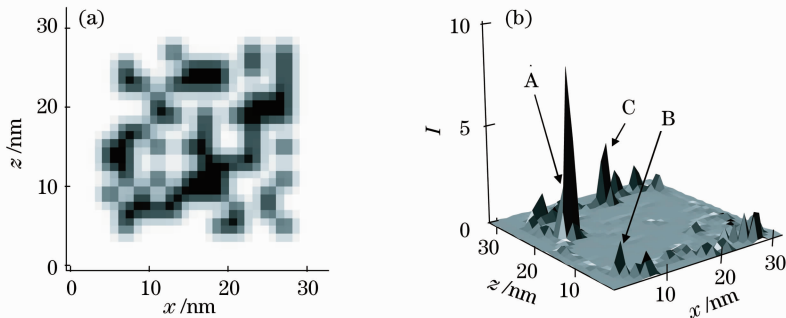


图 1 (a) 计算中所用到的随机平板结构在  $x$ - $z$  平面下的投影图; (b) 纳米系统表面局域光场时间平均后归一化的强度分布图

Fig. 1 (a) Geometry of the random planar composite used in the computations, shown in the  $x$ - $z$  projection; (b) normalized average (over pulse time) intensity of local fields is displayed distributed over the surface of the nanosystem

在纳米系统的协调控制中有一个目标点。局域光场能量大部分被聚焦到一点上,这一点即是激发脉冲的频带宽度中的本征模式被聚焦到的位置。为了了解能量的局域化可能发生在系统中的哪些位置,用一个非常短的,大约 5 fs 长的非调制高斯激发脉冲,脉冲的中心频率为  $\omega_0 = 1.2 \text{ eV}/\hbar$ 。将脉冲电场在  $y = 4$  平面进行空间平均以后送入平板结构。图 1(b) 所示的是产生的局域光场的强度在  $y = 2$  平面上的分布对脉冲时间取平均值的结果。从板上可见的多个局域光场“热点”中,选择 3 个峰值在表面上对应的位置  $\rho(x, z)$  为 A:  $\rho(8, 20)$ ; B:  $\rho(5, 5)$ ; C:  $\rho(20, 28)$ 。

在所有情况下初始偶极子  $\mathbf{d}(\mathbf{r}_0, t)$  的时间函数取为 20 fs 长的高斯波包。初始偶极子的极化方向为  $z$  方向。当初始偶极子在 A 位置的时候,用 (1) 式计算初始偶极子在边界 ( $y = 16$ ) 上激发的电场经过时间反演以后如图 2(a) 所示,可以看到这个电场和引起它的 20 fs 的高斯脉冲有很大的区别。这个脉冲相对来说比较长,电场值有较大的起伏,并逐渐衰减。这个脉冲形状和对声波和微波进行时间反演得到的脉冲很相似<sup>[15~17]</sup>。这是由于波在边界

属,如图 1 所示。整个复合结构的尺寸为 32 nm×4 nm×32 nm。在准静态近似中,系统的尺寸是可以按比例调整大小的,只是总尺寸要小于波长。图中不同深浅颜色的层次是在计算时对介电常数进行平滑处理以后的效果。计算时用到的复合结构由 4 层上述平板结构组成,即尺寸为 32 nm×16 nm×32 nm。假设偶极子的激发光场和时间反演后的入射光场都是  $z$  方向偏振的。则电势在  $x, y$  方向上满足诺埃曼边界条件;在  $z$  方向上满足狄里赫利边界条件。结构中金属银的介电常数随  $\omega$  变化用文献<sup>[19]</sup>中测量的银的折射率和消光系数计算得到。

或不同介质的界面上来回反射所导致的;信号的衰减是由于部分能量泄漏到开放系统中。但是,也有一些区别,因为在我们研究的这种情况中,观测到的强度起伏是因为准静态本征模的干扰。强度的衰减是因为本征模式中的频率的多样性和随机性造成的相移,也因为金属中由  $\epsilon_m$  的虚部描述的电极化引起的相移。

在图 2(a) 所示的电场入射到纳米系统中后,由 (7) 式可计算得到系统的局域场分布。图 2(b)~(d) 中,列出了 3 个时刻  $y = 8$  平面上局域场强度  $I(\mathbf{r}, t) = |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2$  分布(图 3, 图 4 中对应的图也均为  $y = 8$  处的场强分布),其中 3 个时刻分别是 A, B, C 强度最大的时刻。如图 2(b) 所示能量在 A 点的聚焦近乎完美;最大值在  $t_{Ar} = 536 \text{ fs}$ , 恰巧是在激发脉冲的末尾。与均匀外场在样品中心产生的场强分布图 1(b) 相比,其他峰值的激发能量全部被压制了。即使是 B 点[图 2(c)]和 C 点[图 2(d)]达到能量最大值的时候, A 点的峰值依然是占支配地位的。不仅仅在空间上能量高度集中, A 点的局域光场强度的时间演化,如图 2(e),也是对初始高斯脉冲的很好的还原[尽管与图 2(g) 中的初始高斯脉冲

相比有一些尾部]。在图 2(f)中列出了强度平方对时间的平均值,它表示了激发能流分布,可以由光发

射电子显微镜(PEEM)测得<sup>[5,6]</sup>。这个能流几乎理想地聚焦在目标点 A。

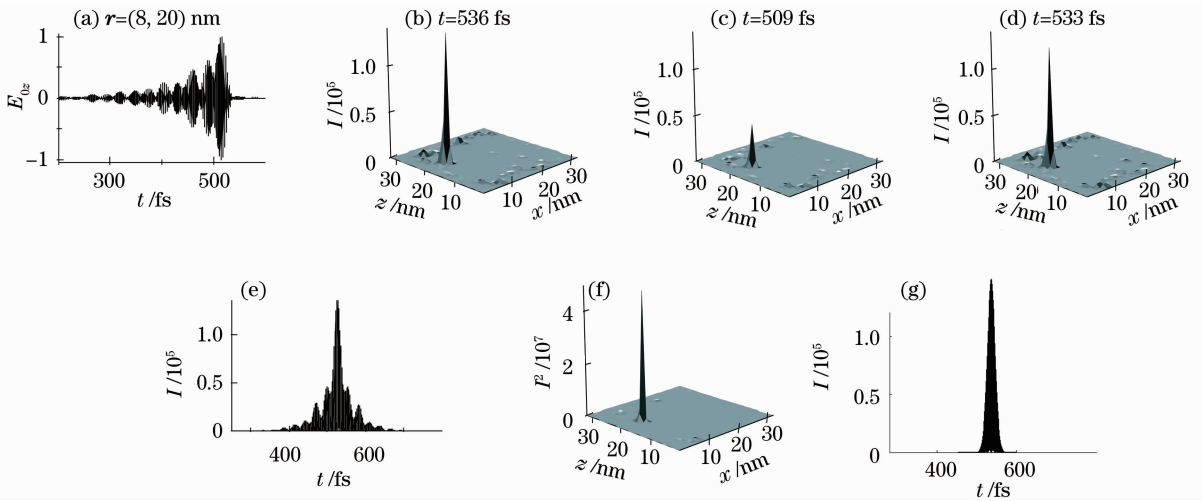


图 2 (a) A 点激发光场归一化的时间反演;(b)~(d)三个不同时间纳米系统光场强度分布;(e) A 点激发的局域光场强度的时间演化图;(f)光场强度平方对时间的平均值在金属表面分布;(g)初始偶极子产生的 20 fs 初始高斯包络

Fig. 2 (a) Normalized excitation field at the system A point as computed by time reversal; (b)~(d) distributions of the local field intensity for three different times; (e) time evolution of the local intensity at the targeted point A; (f) distribution of the time-averaged squared intensity over the surface of the nanosystem; (g) initial 20 fs Gaussian envelope generated by the initial dipole

图 3 所示的是初始偶极子在 B 点的情况。经过时间反演后的激发脉冲,如图 3(a)与图 2(a)的情况相比有很大区别:强度的起伏明显减少了。图 3(b)~(d)给出 A, B, C 三点的光场强度分别达到最大时对应的光场分布。 $t_{\text{br}}=536$  fs 时, B 点场强达

到最大。尽管 C 点的最大场强值很可观,但还是比 B 点的峰值小,原来最强的点 A 被强烈压制了。激发能流密度分布,如图 3(f)所示, C 点占了统治地位,不如先前的 A 点控制得好。此外,如图 3(e),与图 3(g)相比, B 点的局域光场在时域上的波形很好的还原了

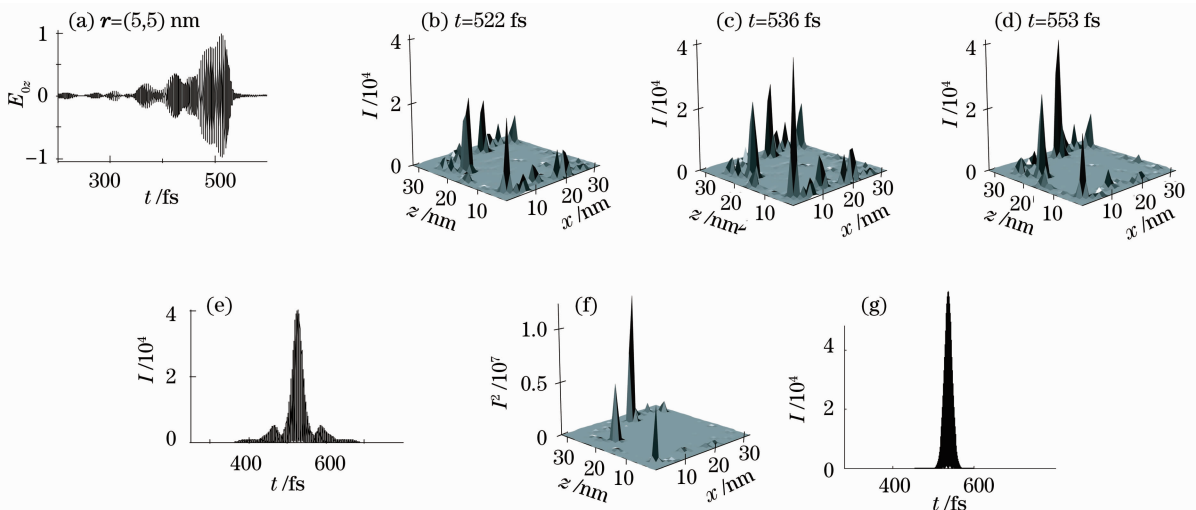


图 3 (a) B 点激发的光场已归一化的时间反演;(b)~(d)三个不同时间纳米系统光场强度分布;(e) B 点激发的局域光场强度的时间演化图;(f)光场强度平方对时间的平均值在金属表面分布;(g)初始偶极子产生的 20fs 初始高斯包络

Fig. 3 (a) Normalized excitation field at the system B point as computed by time reversal; (b)~(d) distributions of the local field intensity for three different times; (e) time evolution of the local intensity at the targeted point B; (f) distribution of the time-averaged squared intensity over the surface of the nanosystem; (g) initial 20 fs Gaussian envelope generated by the initial dipole

原来 20 fs 的高斯脉冲。

把 C 点作为初始偶极子的位置,得到的结果也与把 A 点作为目标点的结果类似。如图 4 所示,时间反演后的激发脉冲如图 4(a),脉冲很长,没有很强烈的起伏,这代表其相移比较小。空间波形在

$t_{Cr} = 533$  fs 时达到其最大值,如图 4(d),C 峰占主导地位。目标点 C 处的时域波形如图 4(e)是一个非常宽的波形,但在它的中间  $t \approx t_{Cr}$  处显示出一些尖峰,并且 C 点场强平方也在此时达到最大,绝大部分的能量都聚焦在 C 点。

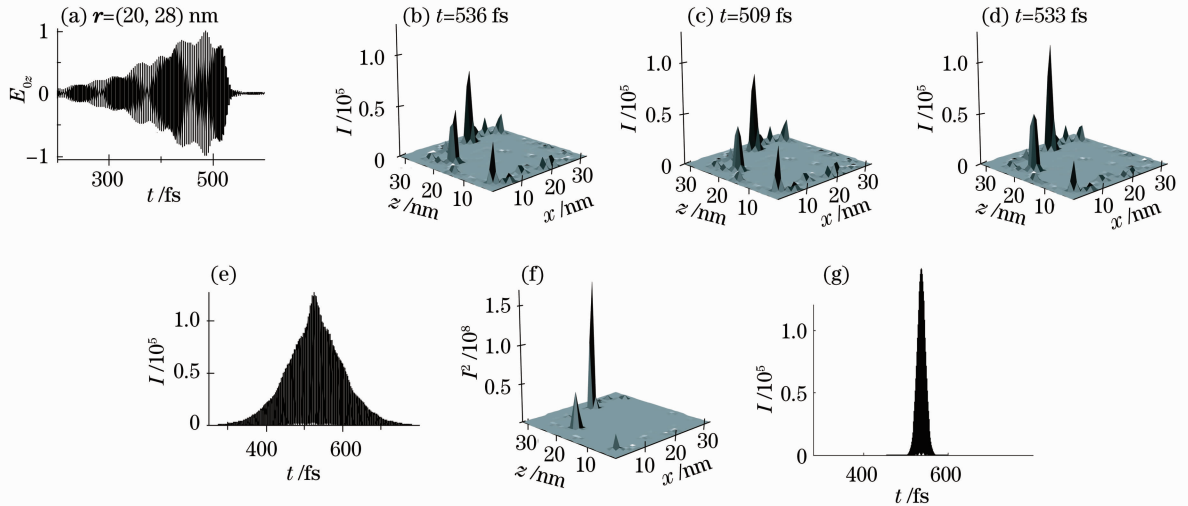


图 4 (a)C 点激发光场已归一化的时间反演;(b)~(d)三个不同时间纳米系统光场强度分布;(e) C 点激发的局域光场强度的时间演化图;(f)光场强度平方对时间的平均值在金属表面分布;(g)初始偶极子产生的 20 fs 初始高斯包络

Fig. 4 (a) Normalized excitation field at the system C point as computed by time reversal; (b)~(d) distributions of the local field intensity for three different times; (e) time evolution of the local intensity at the targeted point C; (f) distribution of the time-averaged squared intensity over the surface of the nanosystem; (g) initial 20 fs Gaussian envelope generated by the initial dipole

由上述数值模拟得到的结果来看,时间反演控制可以十分有效地在一个目标点上实现激发能量的选择性聚焦。

## 4 结 论

介绍了一种很有效的方法来解决局域光场能量在纳米等离子系统中分布的定位控制问题。对一个局域化的偶极子在系统中某个目标点上产生的短脉冲进行研究,然后把这个偶极子在一个极化方向产生的远处电场作时间反演,并把这个电场作为激发脉冲来激发我们的纳米系统。如在上文所述,尽管在对一个纳米等离子体系统作时间反演的时候还存在一些问题,但是仍然能有效地将超快光场能量聚焦到设定的目标点上。因此,时间反演是控制光场能量定位聚焦的有力工具。在初始脉冲给定的情况下,这个方法可以作为自适应控制的替代或者补充。这个方法能在很多应用中起到控制纳米系统中超快局域光场能量的作用,如超密存储和超快光存储<sup>[25,26]</sup>、纳米计算、超快局域分光镜和纳米尺度光化学等。

## 参 考 文 献

- 1 M. I. Stockman, S. V. Faev, D. J. Bergman. Coherent control of femtosecond energy localization in nanosystems [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **88**(6): 067402
- 2 M. I. Stockman, D. J. Bergman, T. Kobayashi. Coherent control of nanoscale localization of ultrafast optical excitation in nanosystems [J]. *Phys. Rev. B*, 2004, **69**(5): 054202
- 3 M. I. Stockman, P. Hewageegana. Nanolocalized nonlinear electron photoemission under coherent control [J]. *Nano Lett.*, 2005, **5**(11): 2325~2329
- 4 Zhou Lin, Zhu Yongyuan. Propagation characteristics of surface plasmon polaritons in a metal heterowaveguide array [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(6): 1047~1050  
周 林, 朱永元. 金属异质波导阵列中的表面等离子元传播特性 [J]. *光学学报*, 2008, **28**(6): 1047~1050
- 5 T. Brixner, F. J. Garcia de Abajo, J. Schneider *et al.*. Nanoscopic ultrafast space-time-resolved spectroscopy [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **95**(9): 093901
- 6 M. Sukharev, T. Seideman. Coherent control approaches to light guidance in the nanoscale [J]. *J. Chem. Phys.*, 2006, **124**(14): 144707
- 7 A. Kubo, K. Onda, H. Petek *et al.*. Femtosecond imaging of surface plasmon dynamics in a nanostructured silver film [J]. *Nano Lett.*, 2005, **5**(6): 1123~1127
- 8 M. Aeschlimann, M. Bauer, D. Bayer *et al.*. Steeb adaptive subwavelength control of nano-optical fields [J]. *Nature*, 2007, **446**(7133): 301~304
- 9 G. Kurizki, M. Shapiro, P. Brumer. Phase-coherent control of photocurrent directionality in semiconductors [J]. *Phys. Rev. B*,

- 1989, **39**(5): 3435~3437
- 10 P. Brumer, M. Shapiro. Laser control of molecular processes [J]. *Annu. Rev. Phys. Chem.*, 1992, **43**: 257~282
- 11 H. Rabitz, R. de Vivie-Riedle, M. Motzkus *et al.*. Whither the future of controlling quantum phenomena [J]. *Science*, 2000, **288**(5467): 824~828
- 12 J. M. Geremia, H. Rabitz. Optimal identification of hamiltonian information by closed-loop laser control of quantum aystems [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **89**(26): 263902
- 13 N. A. Nguyen, B. K. Dey, M. Shapiro *et al.*. Coherent control in nanolithography: rydberg atoms [J]. *J. Phys. Chem. A*, 2004, **108**(39): 7878~7888
- 14 M. Shapiro, P. Brumer. Quantum control of bound and continuum state dynamics [J]. *Physics Reports*, 2006, **425**(4): 195~264
- 15 A. Derode, A. Tourin, J. deRosny *et al.*. Taking advantage of multiple scattering to communicate with time reversal antennas [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **90**(1): 014301
- 16 G. Lerosey, J. de Rosny, A. Tourin *et al.*. Time reversal of electromagnetic waves [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **92**(19): 193904
- 17 G. Lerosey, J. de Rosny, A. Tourin *et al.*. Focusing beyond the diffracton limit with far-field time reversal [J]. *Science*, 2007, **315**(5815): 1120~1122
- 18 M. I. Stockman. Chaos and spatial correlations for dipolar eigenproblems [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **79**(23): 4562~4565
- 19 M. I. Stockman. Inhomogeneous eigenmode localization, chaos, and correlations in large disordered clusters [J]. *Phys. Rev. E*, 1997, **56**(6): 6494~6507
- 20 P. B. Johnson, R. W. Christy. Optical constants of the noble metals [J]. *Phys. Rev. B*, 1972, **6**(12): 4370~4379
- 21 M. I. Stockman, S. V. Faleev, D. J. Bergman. Localization versus delocalization of surface plasmons in nanosystems; can one state have both characteristics? [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **87**(16): 167401
- 22 M. I. Stockman. Electromagnetic Theory of SERS, in Topics in Applied Physics [M]. New York: Springer, 2006. 47~66
- 23 D. J. Bergman, M. I. Stockman. Surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation: quantum generation of coherent surface plasmons in nanosystems [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **90**(2): 027402
- 24 H. Rabitz. Shaped laser pulses as reagents [J]. *Science*, 2003, **299**(5606): 525~527
- 25 Tang Yi, Pei Jing, Pan Longfa *et al.*. Simulation analysis and experimental validation of a new multi-level read-only optical recording method [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(7): 1353~1358
- 唐毅, 裴京, 潘龙法等. 一种新的多阶只读光存储方法的仿真分析和实验验证[J]. *光学学报*, 2008, **28**(7): 1353~1358
- 26 Shen Zhaolong, Jiang Bing, Cai Jianwen *et al.*. Synchronizing focus error detection of dual-pickup in multi-layer data storage system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(4): 685~689
- 沈兆龙, 江兵, 蔡建文等. 双光头多层数据存储系统同步聚焦误差检测[J]. *光学学报*, 2007, **27**(4): 685~689