

基于强耦合作用的纳腔阵列激光特性研究

李 棚^{1,2} 张 钺² 倪 远² 岳文成² 王 贯² 傅 强^{2*}

¹六安职业技术学院, 安徽 六安 237100

²中国科学技术大学, 安徽 合肥 230022

摘要 金属纳米颗粒具有优异的局域增强效应,通过合理设计阵列结构,使得阵列结构的布洛赫波与单个粒子局域等离子共振(LSPR)耦合,形成阵列结构的表面晶格等离子共振(SLR),能够获得较小的模式体积、较大的品质因数和较高的自发辐射效率。菱形结构的纳米粒子能够有效的集聚电荷,形成较强的偶极子共振,具有优异的激光发射特性、较低的激光阈值和较高的空间一致性。

关键词 激光器; 局域表面等离子体共振; 表面晶格等离子共振; 瑞利异常; 纳米激光器

中图分类号 TN242 **文献标识码** A

doi: 10.3788/LOP52.011401

Study of Lasing Characteristics in Strongly Coupled Nano-Cavity Array

Li Peng^{1,2} Zhang Cheng² Ni Yuan² Yue Wencheng² Wang Guan² Fu Qiang²

¹Lu'An Vocational Technical College, Lu'an, Anhui 237100, China

²University of Science and Technology of China, Hefei, Anhui 230022, China

Abstract The metal nanoparticles have excellent local enhancements. The Bloch wave of the array structure couples with single particle localized surface-plasma resonances (LSPRs) by designing array structure, forming arrays support surface lattice resonances (SLRs), which can obtained a larger quality factor and small pattern volume and increased the efficiency of the spontaneous emission. Diamond structure of nanoparticles can effectively gather charge, form a strong dipole resonance, which can achieve excellent characteristics including lower lasing threshold and higher spatial coherence.

Key words lasers; localized surface-plasmon resonances; surface lattice plasma resonances; Rayleigh anomaly; nano lasers

OCIS codes 140.2050; 050.6624; 140.3430; 140.3460

1 引言

半导体激光器^[1]和光子晶体激光器^[2]采用传统光学系统和采用光子晶体阵列实现光的反馈,因而存在衍射极限和较低的调制速率,不易实现微小化。基于局域表面等离子激元(LSP)的纳米激光器^[3]具有很小的模式体积和超快动力学特性,可以突破衍射极限,提高调制速率。然而,该类型激光器不具有高度方向性,且辐射损失较大。基于带边模式的等离子激元纳米阵列激光器^[4],具有较小的模式体积和非定向辐射以及超快的动力学特性,发射激光具有良好的方向性,空间一致性好,可以实现深亚波长乃至纳米尺度的激光发射。

随着微纳加工技术的逐步成熟,各种尺寸形状纳米颗粒的成功合成(包括球状、棒状、三角状、棱柱体、立方体等)^[5-7],以及微纳结构操控手段的成熟^[8-9],为亚波长乃至纳米量级激光器的研制提供了成熟的技术条

收稿日期: 2014-07-29; 收到修改稿日期: 2014-08-07; 网络出版日期: 2014-12-23

基金项目: 中国科学技术大学青年创新基金(WK2030380005)、安徽省教育厅自然科学基金(KJ2013B278)

作者简介: 李 棚(1979—),男,硕士,副教授,主要从事微纳结构、光电子器件等方面的研究。

E-mail: tzcl@mail.ustc.edu.cn

* 通信联系人。E-mail: qiangfu@mail.ustc.edu.cn

本文电子版彩色效果请详见中国光学期刊网 www.opticsjournal.net

件。本文通过设计一种菱形薄片纳米粒子,构成纳米粒子阵列,放置在混合有增益介质的统一电介质环境中,有效的提高了增益介质的自发辐射速率,进一步降低了激光阈值,具有高度的空间一致性。有望广泛应用于光互连技术、探测纳米技术、纳米光刻、光学存储等领域。

2 提高自发辐射率方法

根据费米黄金定则^[10]可知,发射极的自发辐射率正比于光子的局域态密度(LDOS),可以通过光学微腔的帕塞尔因子提高局域态密度。高帕塞尔因子结构不仅能够提高自发辐射速率、激励发射过程,还能够提高激光的调制速率^[11-12]、降低抽运阈值。帕塞尔因子可以表示为

$$F = \frac{3}{4\pi^2} \frac{Q}{V_{\text{mode}}} \left(\frac{\lambda}{2n} \right)^3, \quad (1)$$

式中 Q 是腔品质因数, V_{mode} 是模式体积, λ 是腔的共振波长, n 是腔内介质折射率。提高帕塞尔因子的关键是提高 Q/V_{mode} ,虽然等离子纳米激光器的模式体积很小,但由于金属材料的吸收,单个粒子的品质因数很小,导致帕塞尔因子提高有限。如果将纳米颗粒组成阵列,阵列类似于布洛赫模式的非局域晶格等离子波与局域等离子共振形成耦合,形成集体共振^[13],在纳米颗粒之间就会形成一个共振腔,在带隙边缘位置形成驻波,就能很好的抑制辐射损失。

金属纳米颗粒能够与特定频率的光波形成共振,在电场方向上形成电荷集聚,增强局域场。如果颗粒在电场方向有一尖端,由于尖端对电荷的集聚作用,在尖端位置局域场能够进一步增强。采用轴长130 nm,高50 nm的菱形纳米颗粒,尖端在电场方向,构成周期为600 nm的阵列,如图1(a)所示。采用商业软件Lumerical FDTD,选取一个粒子的周期结构作为仿真区域,网格划分采用 $dx=dy=2$ nm, $dz=5$ nm,能够很好的模拟尖端形状,对称周期方向采用布洛赫边界条件, z 方向采用吸收边界。为了便于比较,同时设计了直径130 nm,高50 nm的圆柱纳米颗粒阵列放置在折射率为1.52的环境介质中,采用平面波照射,由图1(b)可知,菱形结构有更为尖锐的消光谱, σ_{ext} 为消光截面。同时由图1(c)、(d)可知,菱形阵列的局域场强于圆柱形阵列结构,模式体积也比较小。因此,菱形阵列相对于圆柱形阵列有更高的帕塞尔因子。

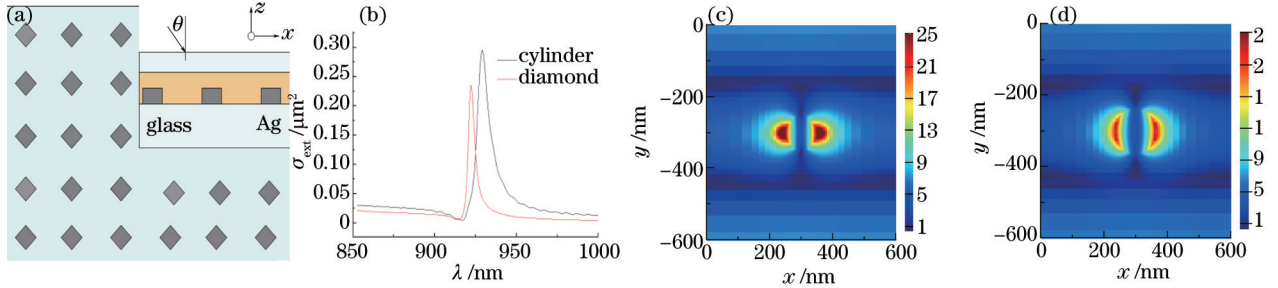


图1 菱形与圆柱形银纳米阵列消光特性比较。(a) 菱形银纳米阵列结构;(b) 垂直入射两种粒子阵列消光谱;
(c) 菱形银纳米阵列局域共振场分布;(d) 圆柱形银纳米阵列局域共振场分布

Fig.1 Extinction characteristics of cylinder with diamond silver nano-array. (a) Structure of silver diamond nano-array;
(b) extinction spectra of vertical incidence by two kinds of particle silver nano-array; (c) local resonance field
distribution of the silver diamond nano-array; (d) local resonant field distribution of the silver cylindrical nano-array

瑞利在解释Wood发现^[14]时,认为在周期介质结构中,在特定波长和入射角作用下,某些衍射级次的衍射角刚好是 90° ,此时衍射波变成倏逝波,沿介质表面传播。对于二维点阵结构,要使得 ± 1 级的衍射波变为倏逝波,必须满足^[15]

$$\pm \frac{\omega}{c} n_{\text{eff}} = \frac{\omega}{c} n_a \sin \theta_{\text{res}} u_{xy} \delta_p \pm m_1 \frac{2\pi}{\Lambda_x} u_x \pm m_2 \frac{2\pi}{\Lambda_y} u_y, \quad (2)$$

(2)式简化为

$$\frac{\omega}{c} |n_{\text{eff}}| = |\mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{G}_{ij}|, \quad (3)$$

式中 c 为光在真空中的速度, ω 为衍射波角频率, n_a 为周围介质折射率, θ_{res} 为能形成共振的特殊入射角, Λ_x 、 Λ_y 为阵列周期, $\mathbf{k}_{\parallel} = \mathbf{k}_0 \sin \theta$ 为入射光的平面波矢分量,其中 \mathbf{k}_0 为真空中的波矢, θ 为入射角,当入射光

是 TM 偏振时, $\delta_p = 1$, TE 偏振时, $\delta_p = 0$, \mathbf{u}_{xy} 是光波矢平行阵列表面的单位矢量, \mathbf{u}_x 和 \mathbf{u}_y 是周期结构在 x 、 y 方向的单位倒格矢, G_{ij} 为周期结构的布拉格矢量, 其中 i, j 分别对应于 x, y 方向的衍射级次 m_1, m_2 , 当 m_1, m_2 前为正号时, 等式左边取正号, 当 m_1, m_2 为负号时, 等式左边取负号, n_{eff} 为介质与金属的等效折射率^[16]。考虑 TM 模式光入射时, 折射率简化为二阶近似, 可表示为

$$n_{\text{eff}}^{(2)} = n_{\text{TM}}^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{p}{\lambda} \right)^2 \pi^2 F^2 (1-F)^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)^2 n_{\text{TM}}^6 n_{\text{TE}}^2, \quad (4)$$

式中 $n_{\text{TM}}, n_{\text{TE}}$ 分别为介质在 TM 和 TE 模式光入射时的折射率, p 是某一方向上结构周期, F 是占空比, n_1 为金属周期光栅外部空气折射率, n_2 为金属光栅基底折射率。通过 FDTD 软件计算不同入射角度下的透射率曲线, 绘制二维阵列的角度-消光谱关系曲线, 如图 2 所示, 该色散关系沿着黑色 $(0, \pm 1)$ 瑞利线, 考虑到点阵界面的复合折射率, 因此, 仿真色散曲线略微偏离瑞利异常线。群速度可表示为

$$v_g / (c/n) = (\delta\omega / \delta k_{\parallel}) / (c/n), \quad (5)$$

式中 δk_{\parallel} 、 $\delta\omega$ 分别为入射角度变化时, 平行波矢和中心角频率的变化量。曲线的斜率反映了群速度的大小, 可以看出在垂直入射时, 斜率基本为零, 随着角度增加, 斜率增大, 表面晶格等离子体由低群速的带边模式逐渐过渡到高速传输模式。

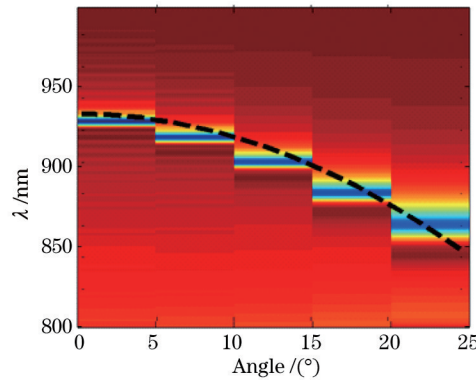


图 2 菱形银纳米粒子阵列色散曲线

Fig.2 Dispersion curve of the silver diamond nano-arrays

3 传输模式分析

采用下面的方程计算阵列的消光特性^[17]:

$$\sigma_{\text{ext}} = (1 - T) \times (a^2 \times \cos \theta), \quad (6)$$

$$\sigma_{\text{scat}} = R \times (a^2 \times \cos \theta), \quad (7)$$

$$\sigma_{\text{absorb}} = (1 - T - R) \times (a^2 \times \cos \theta), \quad (8)$$

式中 σ_{absorb} 为吸收截面, σ_{scat} 为散射截面, T 为阵列结构的透射率, R 为阵列结构的反射率, a 为阵列周期。通过仿真软件分别计算了菱形阵列在 0° 和 30° 的透射率 T 和反射率 R , 根据(6)~(8)式计算相关截面。图 3 为垂直入射光照射下的消光特性, 图 4 为 30° 入射光照射下的消光特性, 其中 $|E|^2$ 、 E_x 、 $\Phi(E_x)$ 分别为电场能量分布、电场强度分布和电场相位分布。

由图 3(a)可知, 在 0° 带边模式下, 消光谱主要是由吸收和散射成分贡献, 基本各占一半, 使得晶格等离子体能量耦合到单个粒子内, 引起偶极子共振, 偶极子之间形成驻波。由图 3(b)、(c)、(d)可以看出, 在尖端位置纳米粒子局域场增强, x 方向上粒子之间形成驻波, 相位相同。由图 4(a)可知, 在 30° 高速传输模式下, 消光谱也是由吸收和散射成分贡献, 其中散射成分占主导地位。由图 4(b)、(c)、(d)可知, 局域增强能力减弱, 电场在 x 方向有较好的波前方向, 在 x 方向有传输分量存在, 辐射损失加大。

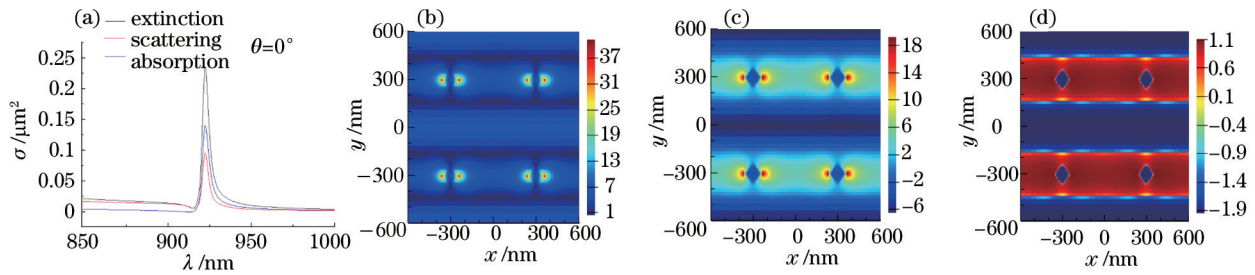


图3 垂直入射阵列光学特性($\lambda = 923$ nm, $\theta = 0^\circ$)。 (a) 垂直入射下阵列的消光谱、吸收谱、散射谱; (b)~(d)带边晶格等离子体的 $|E|^2$ 、 E_x 、 $\Phi(E_x)$

Fig.3 Optical properties of silver nano-array under normal incidence ($\lambda = 923$ nm, $\theta = 0^\circ$). (a) Extinction, scattering and absorption spectra under normal incidence; (b)~(d) distribution maps of $|E|^2$, E_x , $\Phi(E_x)$ at band-edge lattice plasmons

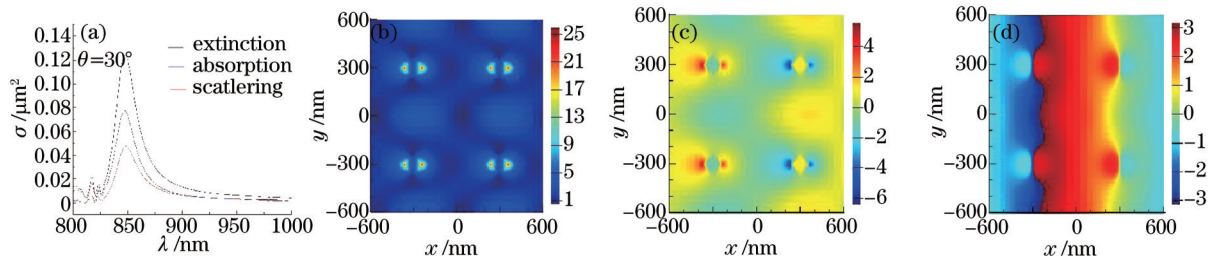


图4 斜入射阵列光学特性($\lambda = 850$ nm, $\theta = 30^\circ$)。 (a) 30° 入射下阵列的消光谱、吸收谱、散射谱; (b)~(d)传输态晶格等离子体的 $|E|^2$ 、 E_x 、 $\Phi(E_x)$

Fig.4 Optical properties of silver nano-array under off-normal incidence ($\lambda = 850$ nm, $\theta = 30^\circ$). (a) Extinction, scattering and absorption spectra under off-normal incidence at 30° ; (b)~(d) distribution maps of $|E|^2$, E_x , $\Phi(E_x)$ at propagating lattice plasmons

4 激光发射

在菱形阵列中间覆盖一层增益介质,考虑到局域增强的范围,将增益层设置为 100 nm。其中增益介质采用折射率为 1.55 的聚酯氨和荧光分子 IR-140 混合,吸收峰在 800 nm 左右,激光峰在 970 nm 左右。采用重复率为 1 kHz,脉冲宽度为 40 fs,波长为 800 nm 的脉冲激光照射样品,通过增加抽运光强度,可以看到光的激光。由图 5(a)可以看出,在 0.05 mJ/cm^2 的连续抽运光照射下,样品产生激光,随着抽运光强度增大,激光强度进一步增大。将阵列改成圆柱形阵列,比较两种结构的激光阈值,由图 5(b)可知,菱形结构的激光阈值要略低于圆柱结构的激光阈值,这主要是因为菱形的尖端有更高的增强局域场。

对不同材料构成的阵列进行抽运,发现只有在等离子材料构成的阵列才有激光峰值,同时,有很好的阈值现象。进一步验证了受激辐射是由带边晶格等离子体放大作用引起的。因为等离子材料构成的纳米颗粒有负的介电常数 $\epsilon_r(\omega)$,在等离子共振时有很高的极化能力和极化强度。阵列中,偶极子电场相互作用使

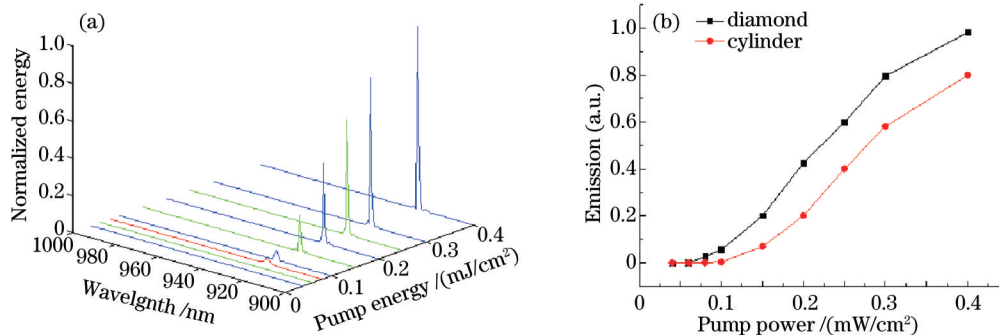


图5 菱形纳米阵列激光特性。 (a) 不同抽运脉冲能量下的菱形阵列输出激光光谱; (b) 菱形阵列与圆柱阵列激光阈值的比较图
Fig.5 Laser characteristics of diamond nano-array. (a) Emission spectra of diamond nano-array laser with different input pump pulse energies; (b) threshold comparison map of diamond and cylindrical array

得非局域晶格等离子体共振能够持续较长时间。等离子纳米结构促进了偶极子相互作用,高的偶极矩增强金属材料周围电场强度和局域等离子密度,进一步提高自发跃迁速率。

入射光沿着 x 轴成 45° 入射时,在较强抽运光照射下,通过图 6 所示的远场可以看出,在不同接收角有不同角度的激光光发射出来,其中,在垂直阵面位置有一个高强度、小尺寸的光斑,第一圆表示 10° 的空间角度,在 5° 空间范围内有一个强度达到 10^5 光斑,强度高、发散角小,方向性好。在其他几个角度位置,虽然也有激光光出现,但是远场能量较小,光斑角度与光斑波长在瑞利曲线上移动变化。可以理解为,覆盖有增益层的点阵在电场作用下,等离子金属颗粒等效为一个偶极子,多个偶极子发射的球面电磁波在空间形成衍射和干涉,由于点阵距离约束,使得只存在零级衍射,方向为入射光的反射方向。在带边模式下,阵列的局域增强最大,因此在垂直方向有很高的激光发射现象。在传输模式下,阵列的局域性差,当能量足够时,在相应方向也存在激光发射现象。TE 偏振光在垂直入射时,能够产生激光,但是在斜入射时无法产生激光,进一步证明了场增强是由阵列的非局域晶格等离子波与颗粒的非局域等离子共振耦合产生。

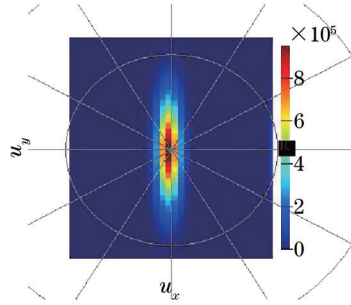


图 6 远场受激辐射图

Fig.6 Stimulated radiation map of extinction spectra in far-field

5 受激辐射

为了深入理解阵列结构激光现象的微观细节,同时能够解释激光发射过程和阈值行为。点阵周围覆盖的增益介质为混合有 IR-140 荧光分子的有机物质,采用半量子化的四能级原子系统进行模拟仿真^[18-19]。电磁场和增益介质的相互作用可以分成两个部分:原子对电场的作用和电场对原子的作用。假定原子都分布在最低能级上,吸收了外界抽运光能量之后,电子从最低能级跃迁到最高能级。先经过最高能级快速无辐射跃迁到激光上能级,激光主要发生在激光上能级和激光下能级之间。从激光下能级衰减到最低能级,如图 7(a)所示,分子的吸收系数和激光系数之间的转换关系,可以近似认为电磁场和能级粒子数反转作用下的谐振子振动过程^[20-21]。因此,可以将电磁场和粒子数表达为

$$\frac{d^2 \bar{P}_{a,e}(t)}{dt^2} + \Delta\omega_{a,e} \frac{d\bar{P}_{a,e}(t)}{dt} + \omega_{a,e}^2 \bar{P}_{a,e}(t) = k_{a,e} \Delta N_{a,e} \bar{E}(t), \quad (9)$$

式中 $\bar{P}_{a,e}(t)$ 为微粒的极化强度, $\Delta\omega_{a,e}$ 和 $\omega_{a,e}$ 分别是吸收和激光的光谱宽度和中心角频率, $k_{a,e}$ 是与吸收或激光作用时间有关的系数, $\Delta N_{a,e}$ 是两个能级之间的粒子数差,与两个能级之间的强度有关,是时间和位置函数, \bar{E} 是外部电场总强度。不同能级上的电子密度随着时间变化关系可以由速率方程模型决定,在四能级模型系统中,速率方程可以写成

$$\frac{dN_3}{dt} = -\frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_3}{\tau_{30}} + \frac{1}{h\omega_a} \cdot \bar{E} \frac{dP_a}{dt}, \quad (10)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{1}{h\omega_e} \cdot \bar{E} \frac{dP_e}{dt}, \quad (11)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{N_1}{\tau_{10}} - \frac{1}{h\omega_e} \cdot \bar{E} \frac{dP_e}{dt}, \quad (12)$$

$$\frac{dN_0}{dt} = \frac{N_1}{\tau_{10}} + \frac{N_3}{\tau_{30}} - \frac{1}{h\omega_a} \cdot \bar{E} \frac{dP_a}{dt}, \quad (13)$$

式中 N_0, N_1, N_2, N_3 为四能级电子数, $\tau_{30}, \tau_{32}, \tau_{21}, \tau_{10}$ 为电子在各能级间的跃迁时间, h 为普朗克常量, P_e, P_a

分别为最低态到最高态和上激发态到下激发态的宏观极化强度。尤其需要注意的是, $\frac{1}{\hbar\omega_c} \cdot \bar{E} \frac{dP_c}{dt}$ 是上激发态粒子数变化速率, 反应了能量从增益介质到电磁场的转移过程, 也称为受激辐射能量。 $\frac{N_2}{\tau_{21}}$ 为上激发态粒子数衰减速率, 包括辐射和非辐射的贡献。通过麦克斯韦方程将外界电磁场和极化强度 $P_{a,c}$ 联系在一起, 可得

$$\nabla \times \bar{E}(t) = -\mu_0 \frac{\partial \bar{H}(t)}{\partial t}, \quad (14)$$

$$\nabla \times \bar{H}(t) = \varepsilon \frac{\partial \bar{E}(t)}{\partial t} + \mu_0 \frac{\partial [\bar{P}_a(t) + \bar{P}_c(t)]}{\partial t}. \quad (15)$$

对四能级原子结构的增益介质 IR-140 荧光分子^[4]采用下面参数进行模拟仿真:

- 1) 吸收过程, 吸收中心波长 $\lambda_a = 800 \text{ nm}$, 波长宽度 $\Delta\lambda_a = 100 \text{ nm}$;
- 2) 受激发射过程受激中心波长 $\lambda_e = 870 \text{ nm}$, 波长宽度 $\Delta\lambda_e = 100 \text{ nm}$;
- 3) 各层衰败时间 $\tau_{21} = \tau_{30} = 1 \text{ ns}$, $\tau_{32} = \tau_{10} = 1 \text{ fs}$;
- 4) 粒子数浓度 $C = 2.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。

由图 7(b)、(c)可知, 当抽运光能量大于激光阈值的时候, 受激辐射速率能达到 $10^{27} \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$, 远高于自发辐射速率 $10^{15} \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$ 。另外, 需要格外注意的是, 受激辐射速率的空间外形与无增益介质的带边晶格等离子体相同, 而且能量集中在菱形尖端的外延。因此可以认为覆盖有增益介质的菱形阵列产生的激光现象, 是由带边晶格等离子激元的粒子局域电磁场激发激发态分子, 使得激发态分子跃迁能量转移到同频率、同相位、同偏振的带边晶格等离子激元中。同时, 根据增益外形发现, 能量集中于粒子外形亚波长以内, 考虑到激光产生机理和淬灭效应, 只有在金属颗粒亚波长附近的增益介质能够有效的参与激光发射过程。

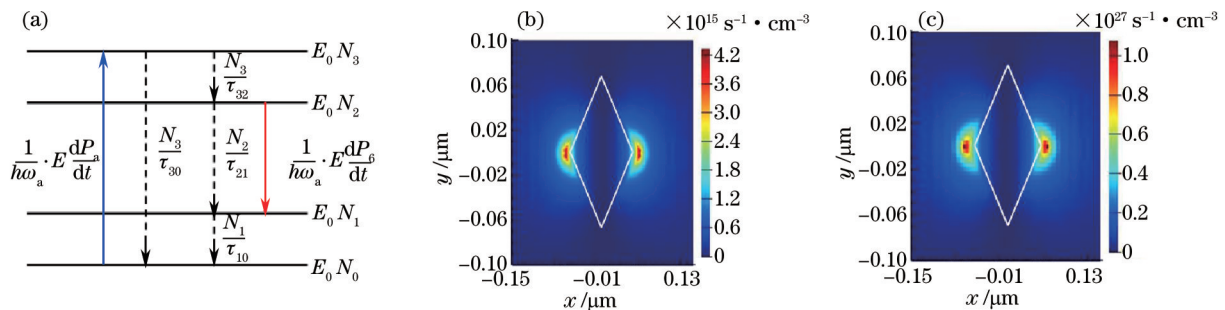


图7 增益介质的四能级结构图。(a) 四能级工作原理图; (b) 菱形阵列自发辐射图; (c) 菱形阵列受激辐射图

Fig.7 Four-level structure of gain medium. (a) Four-level work schematic diagram; (b) diamond array radiation pattern of spontaneous; (c) diamond array stimulated radiation pattern

6 结 论

通过构建菱形颗粒的纳米结构阵列, 在不同入射角处形成较强的瑞利消光谱, 等离子材料的局域等离子共振与阵列结构的非局域晶格等离子波耦合, 形成非局域等离子激元。在带边模式下非局域等离子激元极大的增强了粒子周围的等离子局域态密度, 提高增益的自发辐射率, 降低激光阈值, 同时, 在垂直阵列平面方向产生较强的激射, 激射性能优于柱状阵列结构。在垂直抽运光处, TE 和 TM 偏振光都能产生激光, 但是在倾斜入射时, 只有 TM 偏振光能够产生激光, TE 不能产生激光。该结构增强的非局域晶格等离子特性和激光特性能有效的应用于荧光增强, 拉曼散射增强, 光学催化和非线性光学中。

参 考 文 献

- 1 Zhang Yin, Wang Qing. Research of automatic frequency stability diode laser [J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(6): 0602001. 张胤, 王青. 自动稳频半导体激光器研究[J]. 中国激光, 2014, 41(6): 0602001.
- 2 Matsubara H, Yoshimoto S, Saito H, *et al.*. GaN photonic-crystal surface-emitting laser at blue-violet wavelengths[J]. Science, 2008, 319(5862): 445-447.
- 3 Englund D, Altug H, Ellis B, *et al.*. Ultrafast photonic crystal lasers[J]. Laser & Photonics Reviews, 2008, 2(4): 264-274.
- 4 Zhou W, Dridi M, Suh J Y, *et al.*. Lasing action in strongly coupled plasmonic nanocavity arrays[J]. Nature

- nanotechnology, 2013, 8(7): 506–511.
- 5 Lu Sheqin, Li Chaoran, Wu Yuehao, *et al.*. Research progress of micro/nano-optical device based on chalcogenide glass [J]. *Lasers & Optoelectronics Progress*, 2014, 51(5): 050001.
吕社钦, 李超然, 吴越豪, 等. 硫系玻璃微纳光器件研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2014, 51(5): 050001.
- 6 Mayer K M, Lee S, Liao H, *et al.*. A label-free immunoassay based upon localized surface plasmon resonance of gold nanorods[J]. *Acs Nano*, 2008, 2(4): 687–692.
- 7 Sherry L J, Chang S H, Schatz G C, *et al.*. Localized surface plasmon resonance spectroscopy of single silver nanocubes [J]. *Nano Letters*, 2005, 5(10): 2034–2038.
- 8 Ashkin A, Dziedzic J M, Bjorkholm J E, *et al.*. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles[J]. *Opt Lett*, 1986, 11(5): 288–290.
- 9 Grier D G. A revolution in optical manipulation[J]. *Nature*, 2003, 424(6950): 810–816.
- 10 Anger P, Bharadwaj P, Novotny L. Enhancement and quenching of single-molecule fluorescence[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(11): 113002.
- 11 Altug H, Englund D, Vučković J. Ultrafast photonic crystal nanocavity laser[J]. *Nature Physics*, 2006, 2(7): 484–488.
- 12 Noginov M A, Zhu G, Belgrave A M, *et al.*. Demonstration of a spaser-based nanolaser[J]. *Nature*, 2009, 460(7259): 1110–1112.
- 13 Auguie B, Barnes W L. Collective resonances in gold nanoparticle arrays[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(14): 143902.
- 14 Hessel A, Oliner A A. A new theory of Wood's anomalies on optical gratings[J]. *Applied Optics*, 1965, 4(10): 1275–1297.
- 15 Raether H. Surface plasmons on gratings[J]. *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*, 1988, 111: 91–116.
- 16 Sang Tian, Cai Tuo, Liu Xiaochun, *et al.*. Study on validity of effective refractive indices of one-dimensional subwavelength gratings on grating spectral properties[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2011, 48(10): 100501.
桑田, 蔡托, 刘晓春, 等. 一维亚波长光栅等效折射率描述光栅光谱特性的有效性研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2011, 48(10): 100501.
- 17 Chu Y, Schonbrun E, Yang T, *et al.*. Experimental observation of narrow surface plasmon resonances in gold nanoparticle arrays[J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 93(18): 181108.
- 18 Nagra A S, York R A. FDTD analysis of wave propagation in nonlinear absorbing and gain media[J]. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 1998, 46(3): 334–340.
- 19 Yee K S. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media[J]. *IEEE Trans Antennas Propag*, 1966, 14(3): 302–307.
- 20 Chang S H, Taflova A. Finite-difference time-domain model of lasing action in a four-level two-electron atomic system[J]. *Optics Express*, 2004, 12(16): 3827–3833.
- 21 Yamilov A, Chang S H, Burin A, *et al.*. Field and intensity correlations in amplifying random media[J]. *Physical Review B*, 2005, 71(9): 092201.

栏目编辑: 史敏