第 27卷第 3期
2008年 6月

红 外 与 毫 米 波 学 报
J. Infrared Millim. Waves

Vol 27, No. 3
June, 2008

文章编号: 1001 - 9014(2008)03 - 0165 - 05

单晶硅材料电致双折射的研究

张玉红[1,2], 陈占国[1], 贾 刚[1], 时 宝[1], 任 策[1], 刘秀环[1], 武文卿[1]
(1.集成光电子学国家重点联合实验室吉林大学实验区,吉林大学电子科学与工程学院,吉林 长春 130012;
2.吉林建筑工程学院,吉林 长春 130021)

摘要:首次测量了硅材料在 1.3μm波长处,基于克尔效应和弗朗兹-凯尔迪什效应的电致双折射,进而计算出三阶非线性极化率张量 $\chi^{(3)}$的分量 $\chi^{(3)}_{xyxy}$. 观测到弗朗兹-凯尔迪什效应引起的折射率变化与入射光的偏振态有关. 在实验中,测得了由克尔效应引起的折射率之差为 $\Delta n = 5.49 \times 10^{-16} E_0^2$,而弗朗兹-凯尔迪什效应引起的折射率之差为 $\Delta n' = 2.42 \times 10^{-16} E_0^{2.5}$.

关 键 词:克尔效应;弗朗兹-凯尔迪什效应;电致双折射;三阶非线性极化率张量;偏振态
中图分类号: 0472+.3 **文献标识码**: A

RESEARCH ON ELECTRO-INDUCED BIREFRINGENCE IN CRYSTAL SILICON

ZHANG Yu-Hong[1,2], CHEN Zhan-Guo[1], JIA Gang[1], SHI Bao[1],
REN Ce[1], LIU Xiu-Huan[1], WU Wen-Qing[1]
(1. State Key Laboratory on Integrated Optoelectronics, College of Electronic Science and Engineering, Jilin University, Changchun 130012, China;
2. Jilin Architectural and Civil Engineering Institute, Changchun 130021, China)

Abstract: The electro-induced birefringence based on Kerr effect and Franz-Keldysh effect in bulk silicon crystal at 1.3μm wavelength was measured, and the element $\chi^{(3)}_{xyxy}$ of third-order nonlinear susceptibility tensor $\chi^{(3)}$ was calculated. It was found that the change of refractive index induced by Franz-Keldysh effect was dependent on the polarization of the probing beam. It was measwred that the differences of refractive indices induced by Kerr effect and Franz-Keldysh effect were $\Delta n = 5.49 \times 10^{-16} E_0^2$ and $\Delta n' = 2.42 \times 10^{-16} E_0^{2.5}$, respectively.

Key words: Kerr effect; Franz-Keldysh effect; electro-induced birefringence; third-order nonlinear susceptibility tensor; polarization

引言

众所周知,硅材料工艺成熟,在微电子学领域里具有广泛的应用. 而在光电子学领域,基于硅衬底的光电器件的开发近些年才逐渐兴起[1]. 这是因为虽然硅材料具有良好的光学和电学特性,但理想的体单晶硅材料是具有反演对称中心的晶体,根据电偶极矩近似理论,其二阶非线性极化率张量应该为零[2],这使得硅材料在光电子学领域的应用受到极大限制. 目前,对硅电光效应的研究主要集中于通过应力改变硅材料的对称性,从而产生线性电光效应[3],或通过载流子色散效应,引起折射率的改变. 本文中,我们研究了硅材料在外加直流电场作用下的电致双折射现象,发现其中不仅包含克尔效应的贡献,还包括弗朗兹-凯尔迪什效应的作用. 并利用实验结果计算出硅单晶在 1.3μm通讯波长处的三阶非线性极化率张量中 $\chi^{(3)}_{xyxy}$分量的值. 之前人们对于硅材料三阶非线性极化率张量 $\chi^{(3)}$的研究,主要是应用三次谐波的产生进行理论计算[4],或应用 Z扫描技术通过光克尔效应和双光子吸收测量硅材料的三阶非线性极化率 $\chi^{(3)}$. 而利用电致双折射方法来测量硅单晶三阶非线性极化率,至今我们没有发

收稿日期: 2007-12-26,**修回日期**: 2008-03-18 **Received date:** 2007-12-26, **revised date:** 2008-03-18
基金项目:国家自然科学基金(60476027, 60506016),中俄协议项目资助(NSFC-RFBR)
作者简介:张玉红(1977-),女,长春人,吉林大学电子科学与工程学院博士研究生,主要从事半导体材料非线性光学效应的研究.

© 1994-2008 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

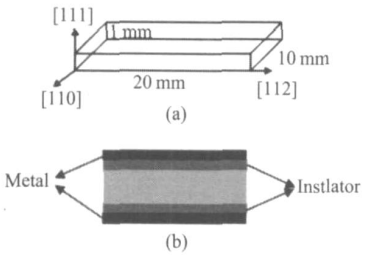


图 1 (a)样品尺寸 (b)在样品上下表面垫上绝缘层

Fig 1 (a) The dimension of silicon sample (b) The up and down surfaces of silicon with the insulating layers and metal electrode

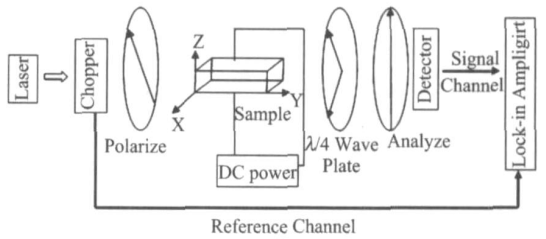


图 2 实验装置图.起偏器的通光方向与 Z轴成 45°,检偏器的通光方向与起偏器通光方向夹角为 45°,四分之一波片的快轴与 Z轴成 45°

Fig 2 The experimental setup. The polarization direction of the polarizer is at an angle of 45° from Z axis. The polarization direction of the analyzer is at an angle of 45° from the polarizer. The quarter-wave plate with its fast axis is at an angle of 45° from Z axis

现相应的研究报道.此外,在实验中我们还发现弗朗兹-凯尔迪什效应引起的折射率变化也与入射光的偏振态有关.而在以往的研究中人们只是观测到弗朗兹-凯尔迪什效应引起的吸收与入射光的偏振态有关[5].对于单晶硅电致双折射的研究将有助于人们开发和研制各种电光调制器、光开关、振荡器等硅基光电器件[6,7].

1 实验样品和装置

实验中我们采用的硅样品是电阻率 4000Ω·cm的高阻近本征硅材料,样品尺寸是 20mm×10mm×1mm的矩形硅片,晶向如图 1(a)所示,并在样品的上下表面垫上绝缘层,构成如图 1(b)所示的一个平行板电容器.

应用平行板电容器的理论模型和高斯定理可以得出作用在样品上的有效电场为:

$$E_0 = \frac{\varepsilon_1 V}{\varepsilon_r (d - t) + \varepsilon_1 t} , \qquad (1)$$

式中,$\varepsilon_r = 11.9$,是硅介电常数;$\varepsilon_1 = 2.5$,是绝缘层介电常数;$d = 1.2$mm,是金属极板间距离;$t = 1.0$mm,是硅片厚度;V是外加直流电压.

测量装置如图 2所示,起偏器的透光方向与样品 Z轴,即[111]轴方向成 45°;若样品为单轴晶体(光轴为 Z轴),探测光从样品出来成为椭圆偏振光,四分之一波片的快轴与样品的 Z轴方向成 45°,则四分之一波片将把 X轴和 Z轴的两个偏振分量相位差为 Δφ的椭圆偏振光转换成空间偏振角为 Δφ/2的线偏振光.设检偏器的透光轴与起偏器的透光方向的夹角为 θ,则输出光强为:

$$I = \frac{1}{2} I_0 [1 - \cos(2\theta + \Delta\varphi)] , \qquad (2a)$$

反之,若其他条件不变,只将四分之一波片旋转 90°,则输出光强为:

$$I = \frac{1}{2} I_0 [1 - \cos(2\theta - \Delta\varphi)] , \qquad (2b)$$

式中 I_0为输入光强.从上面输出光强的表达式中可以看出,输出光强的变化不仅与样品上所产生的相位延迟有关,还和夹角 θ有关.我们用计算机计算了当 θ为 0和 45时,I/I_0随 Δφ的变化,可以看出 θ为 45时相应的变化比率最大,因此在实验中我们选择 θ为 45°.

2 实验结果及讨论

实验所用光源是波长为 1.3μm、输出功率 5mW的连续波半导体激光器,斩波扇的频率为 140赫兹,用锗探测器接收输出光强,然后用锁相放大器测量光电信号.实验中,调整装置使 θ=45°.由于电场引起的位相延迟 Δφ很小,于是式(2)可写为:

$$I = \frac{1}{2} I_0 (1 \pm \sin(\Delta\varphi)) \approx \frac{1}{2} I_0 (1 \pm \Delta\varphi) . \qquad (3)$$

通过改变外加直流电压的大小,记录相应的光电信号,可以得到输出光强随外加电压的变化关系.实验结果如图 3所示.从图 3可以看出,随外加电压的变化,输出光强有较明显的变化,其中,图 3(a)为四分之一波片的快轴与样品的 Z轴,即[111]轴成 45角时测得的光电信号与外加电压关系的实验曲线,将波片旋转 90后,得到的实验曲线如图 3(b)所示.图中的黑方块为实验数据点,红实线为拟合曲线.拟合结果如下:

$$I = 4.057 \times 10^{-7} \times V^{2.5} + 4.623 \times 10^{-7} \times V^2 + 331.9 , \qquad (4a)$$

$$I = -5.346 \times 10^{-7} \times V^{2.5} - 4.829 \times 10^{-7} \times V^2 + 346.7 . \qquad (4b)$$

© 1994-2008 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

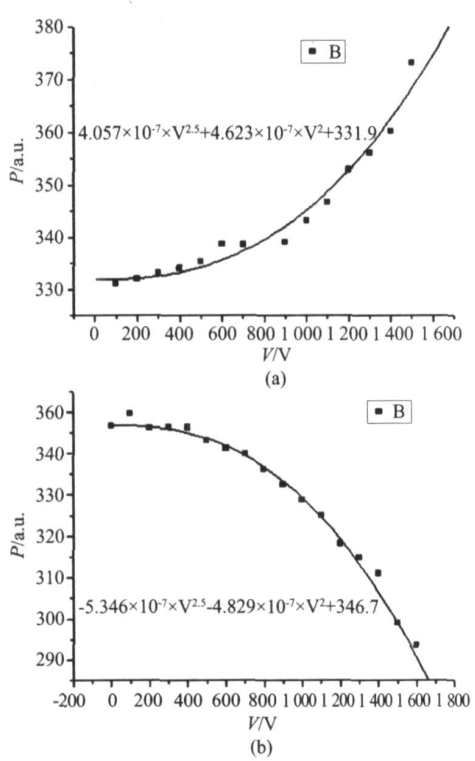


图 3　输出光强随外加电压的变化曲线　(a)四分之一波片的快轴与样品 [111]方向成 45 角　(b)是把四分之一波片旋转 90 测得曲线

Fig 3　The intensity of output beam I against the external direct current voltage V　(a) the quarter - wave plate placed with its fast axis at 45 ° to the [111] direction of the sample　(b) the quarter-wave plate rotated 90 °

由拟合结果可以看出,光在外加电场作用下的硅样品中传播时发生的电致双折射现象既包括克尔效应的作用,又包括弗朗兹 凯尔迪什效应的贡献.由克尔效应引起的相位差 Δφ的变化与外加电场的平方成正比,对应于式 (4)中的平方项.而弗朗兹 凯尔迪什效应引起的相位差 Δφ的变化要快于 E_0^2[8],对应于式 (4)中的 2 5次方项.下面对这两种效应分别进行分析.

克尔效应是指介质的折射率变化与外加电场的平方成比例的一种三阶非线性光学效应.单晶硅材料属于 m3m点群晶体,其三阶非线性极化率张量 $\chi^{(3)}$共有 81个元素,其中只有 21个非零元素,而这 21个元素中只有 4个独立分量 $\chi^{(3)}_{iiii}$和 $\chi^{(3)}_{ijij}$, $\chi^{(3)}_{ijji}$, $\chi^{(3)}_{jiij}$这里所指的 3个晶体坐标主轴分别为 [100], [010]和 [001].我们从理论上推导了沿 [111]方向加电场时的克尔效应引起的电致双折射现象.在沿 [111]方向的电场 $\vec{E}=\frac{\sqrt{3}}{3}E_0(\vec{i}+\vec{j}+\vec{k})$作用下,折射率的改变由克尔系数张量矩阵和外加电场的点乘决定.

这里 S_{mn}是硅的克尔系数张量元, $S_{mn}=\gamma^{(3)}_{\mu\alpha\beta\gamma}=-3\chi^{(3)}_{\mu\alpha\beta\gamma}/\varepsilon_{\mu\mu}\varepsilon_{\beta\beta}$,其中 $\chi^{(3)}_{\mu\alpha\beta\gamma}$是单晶硅材料三阶非线性极化率张量元, $\varepsilon_{\mu\mu}=\varepsilon_{\beta\beta}=n_0^2$是主轴介电张量, n_0为无外加电场时硅材料的折射率,应用折射率椭球法进行分析,并进行坐标变换,如图 (4)所示,得到在新主轴坐标系的折射率椭球方程为:

$$\begin{pmatrix}\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1\\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2\\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_3\\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_4\\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_5\\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6\end{pmatrix}=\frac{1}{3}\begin{pmatrix}S_{11}&S_{12}&S_{12}&0&0&0\\ S_{12}&S_{11}&S_{12}&0&0&0\\ S_{12}&S_{12}&S_{11}&0&0&0\\ 0&0&0&S_{44}&0&0\\ 0&0&0&0&S_{44}&0\\ 0&0&0&0&0&S_{44}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}E_0^2\\ E_0^2\\ E_0^2\\ 2E_0^2\\ 2E_0^2\\ 2E_0^2\end{pmatrix}, \tag{5a}$$

$$\left(\frac{1}{n_0^2}-\frac{1}{4}\frac{1}{n_o}(\chi^{(3)}_{xxxx}E_0^2+2\chi^{(3)}_{xxyy}E_0^2)+\frac{2}{4}\frac{1}{n_0}\chi^{(3)}_{xyxy}E_0^2\right)X^2+$$
$$\left(\frac{1}{n_0^2}-\frac{1}{4}\frac{1}{n_o}(\chi^{(3)}_{xxxx}E_0^2+2\chi^{(3)}_{xxyy}E_0^2)+\frac{2}{4}\frac{1}{n_0}\chi^{(3)}_{xyxy}E_0^2\right)Y^2+$$
$$\left(\frac{1}{n_0^2}-\frac{1}{4}\frac{1}{n_o}(\chi^{(3)}_{xxxx}E_0^2+2\chi^{(3)}_{xxyy}E_0^2)-\frac{2}{4}\frac{1}{n_0}\chi^{(3)}_{xyxy}E_0^2\right)Z^2=1\ . \tag{5b}$$

可以看出在外加电场的作用下,可以使得硅原子原本重合的正负电中心发生分离,造成硅材料顺着电场方向和逆着电场方向的物理特性不再相同.

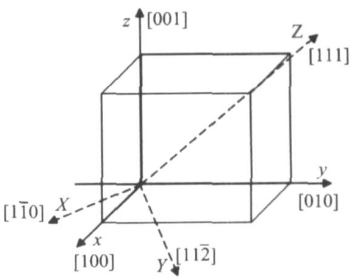


图 4　单晶硅材料原主轴坐标系和新的主轴坐标系, x沿 [100]方向, y沿 [010]方向, z沿 [001]方向是原主轴坐标系; X沿 [110]方向, Y沿 [112]方向, Z沿 [111]方向是新的主轴坐标系

Fig 4　The old and new principal axis coordinates of silicon, x along[100] direction, y along [010] direction, z along [001] direction are the principal axis coordinats of ideal silicon; X along [110] direction, Y along [112] direction, Z along [111] direction are the new principle axis coordinates

© 1994-2008 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

从物理意义上说,这相当于电场的存在破坏了材料的反演对称性,使其反演对称中心消失了,从而使硅材料的对称性发生改变.硅材料由原来的各向同性晶体,变成了光轴沿外加电场方向的单轴晶体,新的主轴折射率为:

$$n_X = n_Y = n_0 + \frac{1}{2n_0} E_0^2 (\chi^{(3)}_{xxxx} + 2\chi^{(3)}_{xxyy} - 2\chi^{(3)}_{xyxy}),$$

$$n_Z = n_0 + \frac{1}{2n_0} E_0^2 (\chi^{(3)}_{xxxx} + 2\chi^{(3)}_{xxyy} + 4\chi^{(3)}_{xyxy}) \quad . \qquad (6)$$

当光沿 Y轴传播,偏振方向在 XOZ平面与 Z轴成 45°,则会产生电致双折射现象,相位延迟为:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta nL = \frac{2\pi}{\lambda}(n_Z - n_X)L = \frac{6\pi}{\lambda n_0}\chi^{(3)}_{xyxy} E_0^2 L \quad , \qquad (7)$$

其中 λ为探测光的波长, n_0 为无外加电场作用时硅材料的折射率, L 为样品的长度. E_0 是外加电场. E_0 和外加电压 V 是线性关系,由式 (1)决定.由式 (7)和式 (3)可知,拟合公式 (4)中的二次项的确应该是克尔效应作用的结果.由拟合后的二次项系数和方程 (1)、(3)、(7),以及样品的相应已知参数,可以求得硅材料的三阶非线性极化率张量元约为 $\chi^{(3)}_{xyxy} = 6.22 \cdot (1 \pm 2.2\%) \times 10^{-20}$ m^2/V^2. 如果电场单位为 V/cm,拟合曲线方程二次项是克尔效应引起的相位延迟,根据方程 (1)和 (7),可得相应折射率变化为 $\Delta n = n_Z - n_X = 5.49 \times 10^{-16} E_0^2$.

对于拟合后方程中的高次项,我们考虑是来自弗朗兹 凯尔迪什效应作用的结果.当半导体加电场时,本征吸收限向长波方向移动,对光子能量小于禁带宽度的光引起吸收,这种现象就称为弗朗兹 凯尔迪什效应.其实质是外加强电场引起介质的能带发生倾斜,从而导致光助隧穿效应的发生. W. Franz 和 L. V. Keldysh最早对外加电场引起半导体吸收边的变化作了研究,而 K Thamalingam 通过理论计算得到在外加电场 E_0 作用下,半导体材料吸收系数随 E_0 变化的方程.对于间接跃迁的情况,在入射光的偏振方向与外加电场方向平行和垂直时的吸收系数分别为[9]:

$$\alpha_{/\!/} = S\theta_F^{3/2} \int_{(\omega_1-\omega)/\theta_F}^{\infty} |Ai'(t)|^2 \mathrm{d}t \quad , \qquad (8)$$

$$\alpha_{\perp} = \frac{S}{2}\theta_F^{3/2} \int_{(\omega_1-\omega)/\theta_F}^{\infty} \left(t + \frac{\omega_1 - \omega}{\theta_F}\right) |Ai'(t)|^2 \mathrm{d}t \quad , \qquad (9)$$

其中 $\theta_F^3 = e^2 E_0^2/2\mu\eta$, S 是与跃迁矩阵元有关的常数, $Ai(t)$ 是 $Airy$ 函数, $Ai'(t)$ 是 $Ai(t)$ 对 t 的导数. 一般情况,对于任何材料折射率和消光系数之间满足 Kramers-Kronig色散关系,而消光系数 $\kappa(\omega, E_0)$ 和吸收系数 $\alpha(\omega, E_0)$ 之间关系为 $\alpha(\omega, E_0) = 4\pi/\lambda\kappa(\omega, E_0)$,因此有:

$$n(\omega, E_0) - 1 = \frac{4c}{\lambda_0} \int_0^{\infty} \frac{\kappa(\omega', E_0)}{\omega'^2 - \omega^2} \mathrm{d}\omega'$$

$$= \frac{c}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\alpha(\omega', E_0)}{\omega'^2 - \omega^2} \mathrm{d}\omega' \quad , \qquad (10)$$

从中可以看出在外加电场的作用下,折射率 $n_{/\!/}$ 和 $n_{\perp}$ 不再相同,硅材料成为了单轴晶体,因此也能够产生双折射现象,由此引起的折射率差为 $\Delta n' = n_{/\!/} - n_{\perp}$,相应相位延迟为 $\Delta\varphi^* = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta n' L$. 根据 R. A. Soref和 B. R. Bennett对硅吸收谱理论计算的结果[8],在红外波段,外加电场引起折射率的变化要快于 E_0^2. 因此,拟合方程中弗朗兹 凯尔迪什效应作用项选为与 $E_0^{2.5}$ 成比例.这是首次在实验上直接测得由弗朗兹 凯尔迪什效应引起双折射现象.拟合曲线方程高次项就是 $\Delta\varphi^*$,利用 $\Delta\varphi^*$ 的表达式和方程 (1)可得 $\Delta n' = 2.42 \times 10^{-16} E_0^{2.5}$. 从实验曲线可以看出,当四分之一波片旋转 90°后,输出光强的变化趋势是相反的.通过上面的实验结果和分析,可知弗朗兹 凯尔迪什效应也能够导致双折射现象,并且也是与入射光的偏振有关的.

3 结论

总之,我们测得了硅材料在 1.3μm波长处基于克尔效应和弗朗兹 凯尔迪什效应共同作用下的电致双折射现象,并由此计算出了硅材料三阶非线性系数张量 $\chi^{(3)}_{xyxy}$. 并通过实验直接观测到弗朗兹 凯尔迪什效应是与入射光的偏振有关的.而弗朗兹 凯尔迪什效应引起折射率 Δn 的变化要大于克尔效应的作用.上述实验结果为进一步研究硅材料的非线性光学效应和开发其他新型硅基光电器件打下了基础.同时,这些研究方法和结果还适用于其它具有反演对称中心的半导体材料.

REFERENCES

[1] Trinh P D, Yegnanarayanan S, Coppinger F, *et al* Silicon-on-insulator (SOL) phased-array wavelength multi/demultiplexer with extremely low-polarization sensitivity[J]. *IEEE Photon Technol Lett*, 1997, **9**: 940—942.

[2] Soref R A. Silicon-based optoelectronics[J]. *Proc IEEE*, 1993, **81**: 1687—1706.

[3] Rune S Jacobsen, Karin N Andersen, Peter I Borel, *et al* Strained silicon as a new electro-optic material[J]. *Nature*, 2006, **441**: 199—202.

(下转 175页)

© 1994-2008 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

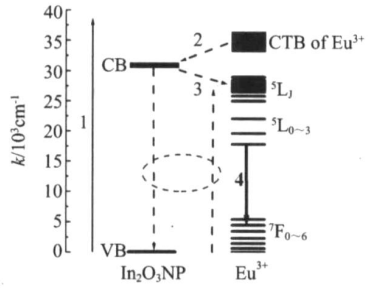


图 5　In_2O_3纳米颗粒和 Eu^{3+}的能量传递和发光过程示意图,纵坐标是波数 k

Fig 5　Sketch map for the energy transfer between In_2O_3 nanoparticle and Eu^3 and the luminescence processes

Eu^{3+}电荷迁移带的峰很强而其他对应于 Eu^{3+}离子 4f能级之间跃迁的吸收却比较弱,这说明了 Eu^{3+}离子的发光主要是靠对其电荷迁移带的激发来完成.我们将此过程表示在图 (5)中.图中 260nm的激发光将电子从基态激发到 Eu^{3+}离子的电荷迁移带和 In_2O_3纳米颗粒的导带 (对应激发过程 1),随后部分被激发到电荷迁移带的电子驰豫到 In_2O_3纳米颗粒的导带 (对应过程 2),由于 In_2O_3纳米颗粒的中介作用,处于 In_2O_3纳米颗粒导带中的电子在声子辅助下无辐射地将能量传递给其周围的 Eu^{3+}离子的低激发能级 (过程 3),最后得到能量的 Eu^{3+}离子通过其 $^5D_0$ - ^7F_J特征辐射跃迁产生光发射 (过程 4).

3　结论

本实验用 Sol-Gel法制得了纳米 In_2O_3与 Eu^{3+}共掺的 SiO_2薄膜.通过 XRD证实 SiO_2体系中形成了 In_2O_3纳米颗粒,并估算出其平均粒径约为 5nm,同时发现 In_2O_3纳米颗粒的数密度随 In^{3+}掺杂浓度的增加而增加.通过 PL与 PLE光谱的测量发现 In_2O_3纳米颗粒对 Eu^{3+}的发光有很大的增强作用.研究表明处于 In_2O_3纳米颗粒表面及其附近的 Eu^{3+}对发光起很大的贡献.体系发光增强的机制来源于 In_2O_3纳米颗粒对光生电子的限制作用以及 In_2O_3纳米颗粒和 Eu^{3+}离子之间有效的能量传递. In_2O_3纳米颗粒在其中起到了增强光生电子的产生和提高能量传递效率的媒介作用.

REFERENCES

[1] XU Zhi-Cheng, YAN Mi, WU Yong-Jun, *et al* Growth and magneto-optical properties in optical communication band for (TbBi)$_3$Ga$_x$Fe$_{5-x}$O$_{12}$ film / (TbYbBi)$_3$Fe$_5$O$_{12}$ crystal composite structure [J]. *J. Infrared Millim. Waves* (徐志成,严密,吴勇军,等. (TbBi)$_3$Ga$_x$Fe$_{5-x}$O$_{12}$薄膜 / (TbYbBi)$_3$Fe$_5$O$_{12}$晶体复合结构的生长和在光通信波段的磁光性能,红外与毫米波学报) 2007, **26** (2): 85—88.

[2] HUANG Li-Qing, ZHAO Jun-Wu, WANG Yong-Chang Up conversion luminescence decay characteristics of electron trapping materials CaS: Eu, Sm [J]. *J. Infrared Millim. Waves* (黄丽清,赵军武,王永昌. 电子俘获材料 CaS: Eu, Sm红外上转换光衰减特性的研究. 红外与毫米波学报) 2002, **21** (3): 225—228.

[3] Nogami Masayuki, Enomoto, Takehiro, *et al* Enhanced fluorescence of Eu^{3+} induced by energy transfer from nanosized SnO_2 crystals in glass [J]. *J. Lumin.*, 2002, **97**: 147—152.

[4] Bhargava R N, Gallagher D, Hong X, *et al* Optical properties of manganse-doped nanocrystals of ZnS [J]. *Phys Rev. Lett*, 1994, **72**: 416—419.

[5] Li Yan-Hong, Liu Gui-Xia, Hong Guang-Yan Synthesis and luminescence properties of nanocrystalline Gd_2O_3: Eu^{3+} by combustion process [J]. *J. Lumin.* 2007, **124**: 297—301.

[6] Gao Hui, Wang Yu-Hua Photoluminescence of Eu^{3+} activated $YAlO_3$ under UV $^3/_$ VUV excitation [J]. *Mate Res Bull*, 2007, **42**: 921—927.

[7] Thirumalai J, Jagannathan R, Trivedi D C. Y_2O_2S: Eu^{3+} nanocrystals, a strong quantum-confined luminescent system [J]. *J. Lumin.*, 2007, **126**: 353—358.

[8] Korotcenkov G, Nazarov M, Zamoryanskaya M V, *et al* Cathodoluminescence emission study of nanocrystalline indium oxide films deposited by spray pyrolysis [J]. *Thin Solid Films*, 2007, **515**: 8065—8071.

(上接 168页)

[4] Moss D J, Ghahramani E, Sipe J E, *et al* Band-structure calculation of dispersion and anisotropy in $\vec{\chi}^{(3)}$ for third-harmonic generation in Si, Ge, and GaAs [J], *phys Rev B*, 1990, **41**: 1542—1560.

[5] Gutkin A A, Faradzhev F E. Influence of the polarization of light on the electroabsorption in silicon [J], *Sov, Phys Semicond*, 1973, **6**: 1524—1527.

[6] JIANG Li-Wen, WANG Lin-Jun, LIU Jian-Ming, *et al* Optical properties of nano-crystalline diamond films [J]. *J. Infrared Millim. Waves* (蒋丽雯,王林军,刘建敏,等. 纳米金刚石薄膜的光学性能研究. 红外与毫米波学报),

2006, **25** (3): 195—198.

[7] DU Feng-Juan, LIU Yi, TAO Ke-Yu, *et al* Structural and optical properties of $Bi_{4-x}La_xTi_3O_{12}$ thin films [J]. *J. Infrared Millim. Waves* (杜凤娟,刘毅,陶科玉,等. $Bi_{4-x}La_xTi_3O_{12}$铁电薄膜结构和光学性能研究. 红外与毫米波学报), 2007, **26** (5): 332—335.

[8] Soref Richard A, Bennett Brian R. Electrooptical Effects in silicon [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1987, QE-23 (1): 123—129.

[9] Thamalingam K Optical absorption in the presence of a uniform field [J], *Phys Rev*, 1963, **130**: 2204—2206.

© 1994-2008 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net