硫化砷非晶态波导光阻断效应的机理研究*

王关德[1)] 陈抱雪[1)†] 王 平[1)] 隋国荣[1)] 邹林儿[2)] 浜中广见[3)] 矶 守[4)]

1)(上海理工大学光电信息与计算机工程学院，上海 200093)

2)(南昌大学物理系，南昌 330031)

3)(日本法政大学工学院物质化学系，日本 184-8584)

4)(日本东京农工大学工学院应用化学系，日本 184-8588)

(2010 年 5 月 11 日收到;2010 年 8 月 27 日收到修改稿)

在实验研究了 As_2S_8 和掺杂 As_2S_8 薄膜波导光阻断效应的基础上，讨论了反常电子组态的形成机理和转移机理，提出了光阻断效应切断过程和回复过程的动力学模型，数值分析结果与实验数据十分符合，理论预期与实验现象一致，表明该模型抓住了光阻断效应的基本特征，揭示了过程本质，反映了实验现象的内在机理.

关键词：光波导技术，硫属化合物玻璃，光阻断效应，动力学模型

PACS：42.82.-m, 42.79.Gn, 42.70.-a

1. 引 言

调节硫系非晶态玻璃的元素配比、结构形态和制备工艺等要素可以实现多种多样的光、电子和光电子学特征[1—6]. 多元硫系化合物呈现比较低的声子能量，红外透光性好，作为一种长波长非线性光学介质被用来制备红外透镜、红外生化传感器、CO_2 激光传输光纤、高速光开关、功率限制器、光克尔效应斩波器和光学非线性环境等[7—17]. 与熟知的 As_2S_3 不同，As_2S_8 的平均配位数较低，反常电子组态构成的化学键缺陷密度较高，能隙内存在若干次能级[18]. 隙内电子的跃迁可以构成对一定波长的信号光的吸收，利用这个特性我们在 As_2S_8 淀积态平面波导和光激励技术制备的条形波导上分别实现了光-光作用的光阻断效应[19—24]，还报告了一种与退火-紫外辐照履历相关联的非可逆光折变技术用于制备掺杂 As_2S_8 条波导、以及掺杂对光阻断特性的诸多影响[25—27]. 有关光阻断过程的机理有一些推断，认为禁带内多阶层的次能级是构成光子抽运的基本条件，但至今还没有明确的可供理论解析的结论. 为此本文在上述实验结果的基础上，讨论了反常电子组态的形成机理和转移机理，建立了过程分析模型，提出了动力学方程. 数值分析结果与实验数据十分符合，理论预期与实验现象一致，表明该模型及其解析方法反映了光阻断效应的基本规律，为光阻断效应精细过程的分析和预测提供了有效的理论手段.

2. 光阻断效应及其动力学模型

图 1 给出了光阻断效应的实验和结果，As_2S_8 薄膜波导制备在石英衬底上，632.8 nm 波长 He-Ne 激光通过棱镜-薄膜耦合技术选择激励光波导基模，输出端棱镜用于导波光耦合输出，柱透镜和小孔光阑分别用于出射光的汇聚和杂散光的遮蔽，输出光功率经功率计探测后用示波器记录. 441.6 nm 波长 He-Cd 激光用多模光纤引导，作为带隙光垂直样品表面辐照波导，表面处光波的束径和功率分别是 3 mm和 13 mW. 辐照和通光由电光快门 1 和 2 来控制. 在 441.6 nm 带隙光辐照处 632.8 nm 传输光被阻断，切断 441.6 nm 照射，632.8 nm 回复传输. 实测结果示于图 1(b)，切断响应是 ms 量级，回复有快、慢两个阶段，响应分别是 ms 和 s 量级，光波亮线用横虚线标记，可以看出 441.6 nm 带隙光切断后的 632.8 nm 传输损耗较 441.6 nm 开通前大.

* 国家自然科学基金(批准号:61077042,60677032,60967003)，上海市重点实验室建设项目(批准号:08DZ2272800)，上海市重点学科建设项目(批准号:S30502)和上海市研究生创新基金项目(批准号:JWCXSL1001)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: bxchen55@live.cn

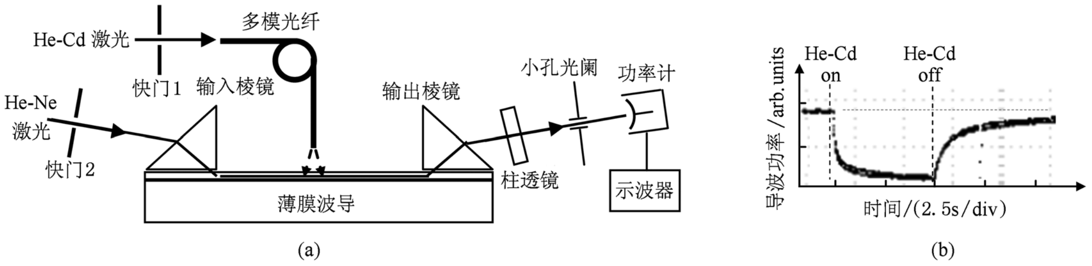

图 1　As_2S_8 薄膜波导的光阻断实验　(a)实验结构;(b)测试结果

由反常电子组态构造的化学键缺陷是 As_2S_8 非晶态薄膜的主要缺陷,材料含有大量欠配位或过配位的原子[28]. S 的外层电子构型是 s^2p^4,二度配位的 C_2^0 是正常成键态,其中两个未成对 p 电子用作价电子,剩余一对无键态孤对电子;As 的外层电子构型是 s^2p^3,三度配位的 P_3^0 是正常成键态,三个未成对 p 电子用作价电子. 理想情况下的 As_2S_8 玻璃网格的配位数平均值是 2.2,属欠约束的软玻璃. 在 S 和 As 的缺陷态中,最简单的分别是电中性的悬挂键 C_1^0 和 P_2^0,悬挂键有一个未成对的电子处在无键态,配位数较正常组态的少一个. As 在 5A 族中呈现中等程度的 sp^3 杂化,其缺陷态还包含电中性的 sp^3 杂化 P_4^0,4 个杂化电子是成键态,另一个是抗键态. 由于能量较高的抗键态电子和悬挂键电子不稳定,同周边的正常电子组态易于发生电荷转移等相互作用,从而转化为其他缺陷态,伴有网格的局部畸变和原子弛豫,结果使网格能量进一步下降. 因此($C_1^0+C_2^0\rightarrow C_2^0+C_3^0, 2C_3^0\rightarrow C_3^++C_1^-$)以及($P_3^0+P_2^0\rightarrow P_4^0+P_3^0, 2P_4^0\rightarrow P_4^++P_2^-$)等缺陷转移具有负的有效相关能[29,30],是降低结构能量的放热反应[31],因此反常电子组态 C_3^+, C_1^- 和 P_4^+, P_2^- 分别是 S 和 As 的主要缺陷. 缺陷态 C_3^+ 和 P_4^+ 荷正电、分别有 3 个成键态 p 电子和 4 个成键态 sp^3 杂化电子;C_1^- 和 P_2^- 荷负电、分别有 1 个和 2 个成键态 p 电子. 这些带等量异号电荷的缺陷态在库仑作用下趋向于构成能量较低的变价对[31]. 库仑作用大的变价对的正负电中心紧密靠近,形成亲价对. 亲价对可使整体能量降得更低,故比变价对有更高的浓度. S 在 As_2S_8 中所占摩尔比例较 As 大得多,因此占多数的缺陷态应该是 $C_3^+—C_1^-$ 变价对和亲价对. 荷正电的 C_3^+ 和 P_4^+ 缺陷态用 D^+ 表示,荷负电的 C_1^- 和 P_2^- 缺陷态用 D^- 表示,电中性的 C_3^0, C_1^0, P_4^0 和 P_2^0 缺陷态用 D^0 表示,As_2S_8 的主要缺陷 $D^+—D^-$ 变价对和亲价对分别对应松束缚和紧束缚的激子态,这些激子态和受激电子相互作用分别构成自陷态的大极化子和小极化子. 被大极化子势阱俘获的电子一般处于或接近导带底的隙内浅能级中,陷入小极化子势阱的电子通常被某个离子俘获,较大极化子有更低的能量,落在隙内深能级上. 因此 As_2S_8 光阻断效应的切断过程和回复过程可以分别用图 2(a)和(b)来描述,E_c 和 E_v 是导带和价带的迁移率边,E_f 是费密能级,$N(E)$代表态密度. 2.8 eV 光子能量的 441.6 nm 带隙光辐照样品时,D^- 缺陷因电子受激而转化为 D^0 悬挂键(跃迁 1),受激电子通过原子驰豫跌入 D^+ 缺陷(跃迁 2),由于受激态的不稳定,该电子可以通过和亲价对或变价对的相互作用跌入小极化子或大极化子势阱(跃迁 3 或 4). 因为大极化子呈松束缚自陷态,一些电子可以在紧束缚激子的库仑作用下陷入小极化子自陷态(跃迁 5). 跃迁 1 形成的悬挂键 D^0 可以和周围正常电子组态通过负相关能作用实现 $2D^0\rightarrow D^+ + D^-$ 的放热反应,补偿亲价对或变价对. 因为缺陷补偿小于消耗,如图 2(a)所示,电子抽运过程很快趋于饱和. 2.0 eV 的 632.8 nm 导波光途经辐照区域时被极化子自陷电子吸收,导模传输被截断,自陷电子受激(跃迁 6)后弛豫到导带尾定域态(跃迁 7). 由于 441.6 nm 带隙光的连续抽运致使大多数极化子势阱被电子填充,陷入导带尾的定域态电子以反键态与 D^+ 构成 D^0 缺陷,进而与邻近的高浓度正常电子组态发生负相关能作用,通过 $2D^0\rightarrow D^++D^-$ 的放热反应实现退激,并完成对亲价对或变价对的补偿. 只要带隙光抽运不被切断,上述抽运过程便可维持,632.8 nm 导模传输保持阻断状态.

图 2(b)给出了切断 441.6 nm 带隙光后的回复过程,用 ΔN 表示极化子自陷态电子的浓度,在带隙光被切断的 $t=0$ 时刻,大多数极化子自陷势阱处于被电子填充的状态,自陷电子吸收 632.8 nm 光子受

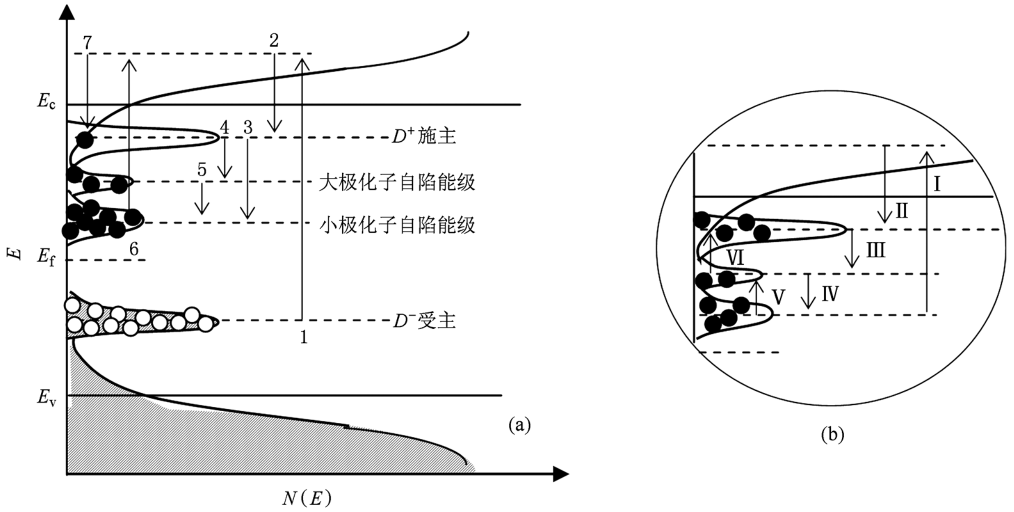

图 2 As_2S_8 光阻断效应 (a) 切断过程;(b) 回复过程

激(跃迁Ⅰ),弛豫至导带尾定域态(跃迁Ⅱ),以反键态和 D^+ 形成 D^0 缺陷,这是前期快过程,该过程使得极化子自陷态电子浓度 ΔN 减少,表示为 $-N_l\alpha_l\beta_l$,这里 N_l 是单位时间、通过单位面积的 632.8 nm 传输光的光子数;β_l 是量子产额;α_l 是吸收系数,表示单位时间、被单位体积吸收的 632.8 nm 光子数,与 ΔN 成比例,记为 $\alpha_l = u\Delta N$,这里 u 是吸收面积. 伴随极化子势阱中自陷电子的速减,定域态电子被自陷势阱重新俘获的概率增大,部分导带尾电子再度陷入自陷势阱(跃迁Ⅲ和Ⅳ). 可以预计,该过程与 ΔN 的减少有关,记为 $\eta N_l\alpha_l\beta_l$,η 是一个小于 1 的无量纲的比例系数. 与此同时,小极化子自陷电子在热作用下翻越势阱转化为松束缚的大极化子自陷态(跃迁Ⅴ),由于这类电子搁在浅能级,在热扰动下容易跃迁至导带尾(跃迁Ⅵ),并且以反键态和 D^+ 构成 D^0 缺陷,这是一个复合过程,复合率记为 $r\Delta N^2$,r 是复合概率. Ⅰ,Ⅴ,Ⅵ的过程和Ⅱ,Ⅲ,Ⅳ的过程履经再三以后趋于动平衡,少量剩余的极化子自陷电子呈现出近乎相等的抽空率和填充率,632.8 nm 的阻断现象渐趋消失,表现为回复阶段的后期慢过程. 这种动平衡源于电子的自陷过程与光抽运和热扰动的过程大小等同且作用相反,因此如图 1(b)所示那样,632.8 nm 传输回复后的漫长时间段里,传播损耗较光截断之前大. 上述回复过程伴生的 D^0 缺陷可以与周边高浓度的正常电子组态发生负相关能作用,通过 $2D^0\rightarrow D^+ + D^-$ 的放热反应实现退激,从而使缺陷态浓度得以复原. 于是光阻断效应的回复过程涉及的极化子自陷势阱中非平衡电子浓度的变化可以写成

$$\frac{\mathrm{d}\Delta N}{\mathrm{d}t} = -N_l u\beta_l\Delta N - r\Delta N^2 + \eta N_l u\beta_l\Delta N, \qquad (1)$$

式中等号右边第一项代表 632.8 nm 传输光的激发导致极化子自陷态电子浓度 ΔN 的减小,第二项表示热平衡驱动下发生复合导致 ΔN 的减小,第三项表示被 632.8 nm 传输光抽运到导带尾定域态的电子再次被极化子自陷势阱俘获导致 ΔN 的增加. 由(1)式解得归一化回复曲线的表达式

$$1-\frac{\Delta N}{\Delta N_0} = 1-\frac{\exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right)}{1+\frac{\tau_1}{\tau_0}\left[1-\exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right)\right]}, \qquad (2)$$

式中,ΔN_0 是 $t=0$ 时刻、441.6 nm 被切断时的极化子自陷态电子浓度,$1/\tau_0 = r\Delta N_0$ 是浓度为 ΔN_0 的极化子自陷态电子的复合概率,$1/\tau_1 = N_1 u\beta_1(1-\eta)$ 是单位时间、单位体积内 632.8 nm 光子将极化子自陷态电子激发至导带迁移率边以上扩展态的净抽运概率. 在 441.6 nm 刚被切断的 $t=0$ 时刻,有

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(1-\frac{\Delta N}{\Delta N_0}\right)\bigg|_{t=0} = \frac{1}{\tau_1}+\frac{1}{\tau_0}. \qquad (3)$$

可见,回复曲线的早期快过程与自陷电子的复合概率以及 632.8 nm 光子的净抽运概率都有关,自陷电子的复合概率愈高,则寿命愈短,632.8 nm 传输光的回复愈快;632.8 nm 光子的净抽运概率愈高,自陷电子迅速减少,632.8 nm 传输光的回复亦变快.

光阻断效应的阻断过程除了涉及(1)式给出的三个因素以外,还包括 441.6 nm 带隙光子的抽运,

抽运方程可写成

$$\frac{\mathrm{d}\Delta N}{\mathrm{d}t}=N_s\beta_s\alpha_s\left(1-\frac{\Delta N}{\Delta N_{\max}}\right)-r\Delta N^2-N_1u\beta_1\Delta N+\eta N_1u\beta_1\Delta N. \quad (4)$$

这里 N_s 是单位时间、通过单位面积的 441.6 nm 带隙光的光子数,β_s 和 $\alpha_s(1-\Delta N/\Delta N_{\max})$ 分别是涉及带隙光的量子产额和有效吸收系数,当 ΔN 趋近极化子缺陷浓度 $\Delta N_{\max}$ 时,由于势阱被填满,有效吸收系数趋于零. 设 $t=0$ 时刻 441.6 nm 带隙光开通,由(4)式解得归一化阻断曲线的表达式为

$$1-\frac{\Delta N}{\Delta N_\infty}=1-\frac{\left(\frac{1}{\tau_{\mathrm{sl}}}+\frac{1}{\tau_1}\right)\tanh\left(\frac{t}{2\tau_{\mathrm{sl}}}\right)}{\frac{1}{\tau_{\mathrm{sl}}}+\frac{1}{\tau_1}\tanh\left(\frac{t}{2\tau_{\mathrm{sl}}}\right)}, \quad (5)$$

式中,$1/\tau_1=(1-\eta)N_1u\beta_1+N_s\beta_s\alpha_s/\Delta N_{\max}$, $1/\tau_{\mathrm{sl}}=\sqrt{(1/\tau_l)^2+4N_s\alpha_s\beta_s r}$, $2\tau_{\mathrm{sl}}$是极化子自陷态电子的有效寿命,当不计复合退激时,有 $\tau_{\mathrm{sl}}=\tau_1$, $(1-\eta)N_1u\beta_1$ 与单位时间、单位体积内 632.8 nm 光子将极化子自陷态电子激发至导带迁移率边以上扩展态的净电子数成正比,$N_s\beta_s\alpha_s/\Delta N_{\max}$ 与极化子缺陷浓度成反比,$N_s\alpha_s\beta_s r$ 与 441.6 nm 光子激发得到的极化子自陷态电子的退激复合成正比. 可见 632.8 nm 光子抽运的净电子数愈多、或极化子缺陷浓度愈低、或极化子自陷态电子的退激复合愈快、或 441.6 nm 光子数愈多,则自陷态电子的有效寿命 $2\tau_{\mathrm{sl}}$愈小. $\Delta N_\infty=2N_s\alpha_s\beta_s\tau_{\mathrm{sl}}\tau_1/(\tau_{\mathrm{sl}}+\tau_1)$是 $t\to\infty$ 时的极化子自陷态电子的饱和浓度,ΔN_∞ 不仅与 N_s 成正比,而且与 τ_1 和 τ_{sl}也成正比,这是因为 τ_1 或 τ_{sl} 愈大,表明极化子自陷态电子的有效寿命愈长,有利于自陷态电子饱和浓度的积累. 在 441.6 nm 开始作用的 $t=0$ 时刻,有

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(1-\frac{\Delta N}{\Delta N_\infty}\right)\bigg|_{t=0}=-\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\tau_{\mathrm{sl}}}+\frac{1}{\tau_1}\right). \quad (6)$$

显然,τ_1 和 τ_{sl}对光阻断响应都发挥作用,由于 $\tau_{\mathrm{sl}}\leq\tau_1$,故当 632.8 nm 光子抽运的净电子数愈多,意味着 632.8 nm 传输光被吸收的愈快,则 τ_1 或 τ_{sl}愈小,阻断响应愈快.

3. 数值验证

用(2)式数值拟合了 As_2S_8 薄膜波导光阻断效应的回复曲线,实测回复曲线由图 1(b)给出,632.8 nm 传输光的功率被归一化,拟合结果示于图 3,实验和理论十分一致,拟合解得 $\tau_0=0.71$s, $\tau_1=2.50$ s, τ_0比 τ_1 小得多,根据(3)式,极化子自陷态电子的复合退激是影响 As_2S_8 光阻断效应的回复响应的主要因素. 我们已经报道了微量掺杂对光阻断效应的回复响应的影响[27],掺 Sn 可以建立独到的配价键抗键态浅能级,从而提供了额外的浅能级退激通道,主要效果是明显提升了光阻断效应的回复响应;掺 P 会拓宽隙内极化子能级,导致自陷态能带的交叠,导带尾定域态电子除了部分以反键态与 D^+构成 D^0 缺陷之外,其余很容易再次被极化子势阱俘获,结果是复合退激受阻,光阻断效应的回复响应变得缓慢. 图 4(a)和(b)分别给出了 $Sn_1As_{20}S_{79}$和 $P_2As_{20}S_{78}$薄膜波导光阻断效应的实测回复曲线[27]和理论拟合效果,实验和理论符合得很好. 对于 $Sn_1As_{20}S_{79}$,拟合得到 $\tau_0=0.28$ s, $\tau_1=5.54$ s;对于 $P_2As_{20}S_{78}$,拟合得到 $\tau_0=27.39$ s, $\tau_1=2.56$ s, $Sn_1As_{20}S_{79}$的 τ_0 是 As_2S_8 的一半以下,τ_1 是 As_2S_8 的两倍以上,τ_0 变小的事实表明 $Sn_1As_{20}S_{79}$提供的额外的浅能级退激通道显著加快了极化子自陷态电子的复合退激过程,τ_1 变大的事实意味着 632.8 nm 光子的净抽运概率变小,根据(3)式,$Sn_1As_{20}S_{79}$光阻断效应的回复响应比 As_2S_8 快的主要原因是自陷态电子的复合退激过程加快了. $P_2As_{20}S_{78}$的 τ_0 显著变大,几乎是 $Sn_1As_{20}S_{79}$的 100 倍,意味着 $P_2As_{20}S_{78}$的隙态交叠机构严重阻碍了极化子自陷态电子的复合退激,τ_1 与 As_2S_8 的不相上下,表明 $P_2As_{20}S_{78}$光阻断效应的回复过程与 As_2S_8 和 $Sn_1As_{20}S_{79}$的不同,主要通过 632.8 nm 光子的抽运来完成,回复响应比 As_2S_8 的慢得多.

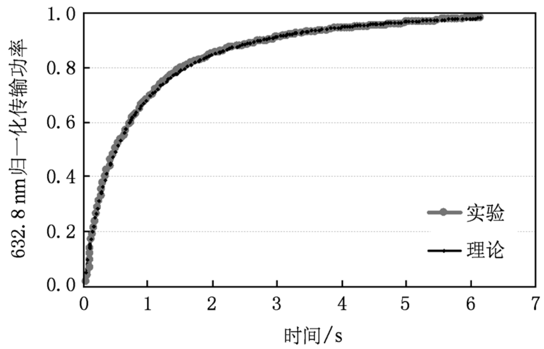

图 3 As_2S_8 光阻断效应回复过程的数值拟合

图 5(a),(b)和(c)分别给出了 As_2S_8, $P_2As_{20}S_{78}$和 $Sn_1As_{20}S_{79}$薄膜波导光阻断效应的实测切断曲线[27]和理论拟合结果,理论曲线由(5)式提供,很好地反映了实验结果. 对于 As_2S_8,数值拟合得到 $\tau_{\mathrm{sl}}=0.20$ s, $\tau_1=0.39$ s. 对于 $P_2As_{20}S_{78}$, $\tau_{\mathrm{sl}}=0.22$ s, τ_1

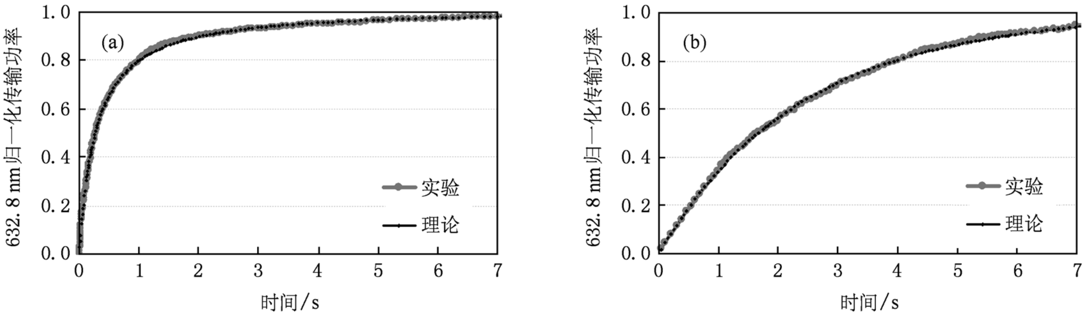

图 4 光阻断效应回复过程的数值拟合 (a) $Sn_1As_{20}S_{79}$;(b) $P_2As_{20}S_{78}$

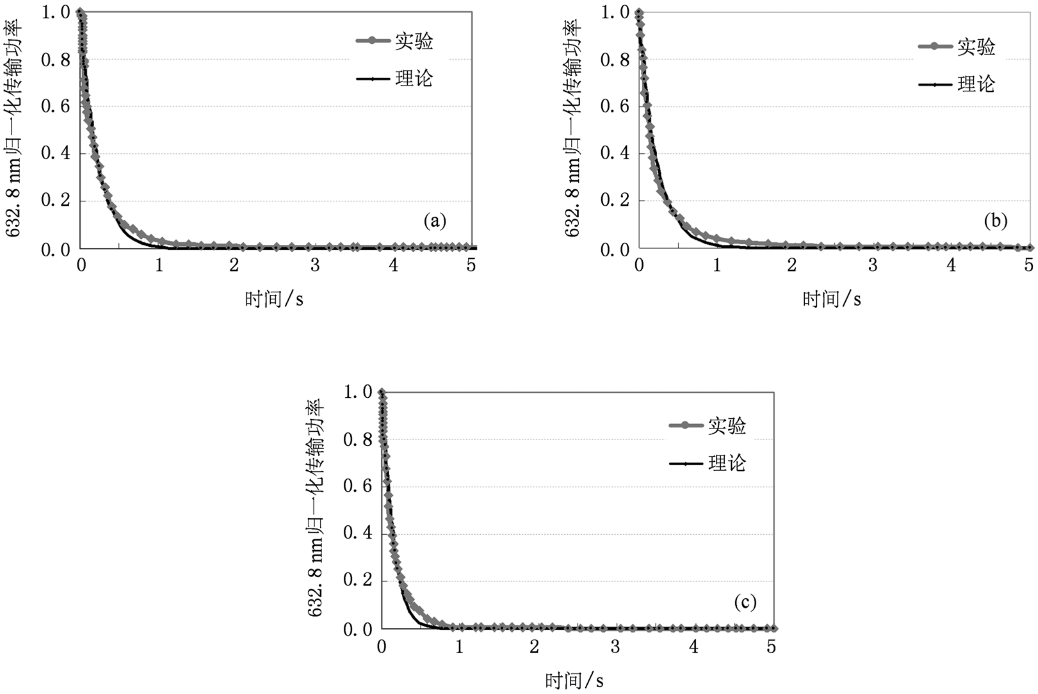

图 5 光阻断效应切断过程的数值拟合 (a) As_2S_8;(b) $P_2As_{20}S_{78}$;(c) $Sn_1As_{20}S_{79}$

$=0.23$ s, τ_1 与 τ_{sl} 非常接近,表明掺 P 样品的复合退激行为十分微弱,与 $P_2As_{20}S_{78}$ 回复过程得到的结论一致. 对于 $Sn_1As_{20}S_{79}$, $\tau_{sl}=0.11$ s, $\tau_1=0.84$ s, τ_1 与 τ_{sl} 相差很大,这个现象符合上述回复过程讨论中得到的结论,再次表明掺 Sn 提供的额外浅能级退激通道显著加快了极化子自陷态电子的复合退激过程. 另外, $Sn_1As_{20}S_{79}$ 的 τ_1 是 As_2S_8 的一倍以上,其原因是掺 Sn 会提升缺陷 C_1^- 的浓度,并使缺陷 C_3^+ 的浓度下降,从而导致 C_3^+—C_1^- 极化子势阱的浓度 ΔN_{max} 降低[27]. 较快的复合退激速度和较低的极化子缺陷浓度使得 $Sn_1As_{20}S_{79}$ 自陷态电子有效寿命 τ_{sl} 比 As_2S_8 的几乎短了一半.

另外,根据上述 τ_1, τ_1 和 τ_{sl} 的定义,单位时间、通过单位面积的 632. 8 nm 传输光的光子数 N_1 对 τ_1 的影响远大于对 τ_1 和 τ_{sl} 的影响,这是由于切断过程涉及的 441. 6 nm 带隙光的光功率远大于 632. 8 nm 的传输功率, τ_1 和 τ_{sl} 的大小主要取决于 441. 6 nm 带隙光的 N_s. 在回复过程中, τ_1 与 632. 8 nm 的传输功率成反比,因此增大 632. 8 nm 传输功率可以加快回复响应,这个现象也已在我们的实验中得到了证实[22].

上述数值验证结果表明本文提出的动力学模型准确地抓住了光阻断效应的基本特征,反映了实验现象揭示的内在机理,对于深入理解和分析光阻断效应的过程本质、以及在材料构成设计和导波功能预期等方面可以期待发挥指导性的作用.

4. 结　论

在实验研究了 As_2S_8 和掺杂 As_2S_8 薄膜波导光阻断效应的基础上,讨论了反常电子组态的形成机理和转移机理,提出了光阻断效应切断过程和回复过程的动力学模型,数值结果与实验数据十分符合,表明该模型准确抓住了光阻断效应的基本特征. 数值分析表明掺 Sn 样品提供的额外的浅能级退激通道显著加快了极化子自陷态电子的复合退激过程,表现为极化子自陷态电子的驰豫时间 τ_0 和 τ_{sl} 变小;掺 P 样品提供的隙态交迭机构严重阻碍了极化子自陷态电子的复合退激,表现为 τ_0 显著增大以及 τ_1 与 τ_{sl}非常接近. 模型还指出,增大 632.8 nm 传输功率可以提升回复响应速度,表现为 632.8 nm 光子将极化子自陷态电子激发至导带迁移率边以上扩展态的净抽运概率 $1/\tau_1$ 变大. 数值分析与实验现象一致,表明该动力学模型揭示了光阻断效应的过程本质,反映了实验现象的内在机理.

[1] Zakery A, Elliott S R 2003 *Non-Cryst. Solids* **330** 1

[2] Gonzalze-Leal J M, Vlcek M, Prieto-Alcon R, Stronski A, Wagner T, Marquez E 2003 *Non-Cryst. Solids* **326-327** 146

[3] Tanaka K 2003 *Journal of Optics* **32** (6) 294 (in Japanese)

[4] Lyubin V M, Tikhomirov V K 1991 *Non-Cryst. Solids* **135** 37

[5] Cao Z Q, Chen L, Zhang D W, Zhu Y M, Zhuang S L 2009 *Chin. Phys.* B **18** 4875

[6] Jin G L, Shao G W 2009 *Chin. Phys.* B **18** 1096

[7] Hocde S, Boussard-Pledel C, Fonteneau G, Lecoq D, Ma H L, Lucas J 2000 *Non-Cryst. Solids* **274** 17

[8] Bureau B, Zhang X H, Smektala F, Adam J, Troles J, Ma H L, Boussard-pledel C, Lucas J, Lucas P, Le Coq D, Riley M, Simmons J H 2004 *Non-Cryst. Solids* **345-346** 276

[9] Nishii J, Inagawa M, Iizuka R 1992 *Non-Cryst. Solids* **140** 324

[10] Asobe M, Kanamori T, Naganuma K, Itoh H, Kaino T 1995 *Appl. Phys.* **77** 5518

[11] Troles J, Smektala F, Boudebs G, Monteil A, Bureau B, Lucas 2004 *Opt. Mater* **25** 231

[12] Asobe M, Kobayashi H, Itoh H 1993 *Opt. Lett.* **18** 1056

[13] Asobe M, Ohara T, Yokohama I, Kaino T 1996 *Electron. Lett.* **32** 1396

[14] Nishii J, Morimoto S, Inagawa I, Iizuka R, Yamashita T, Yamagishi T 1992 *Non-Cryst. Solids* **140** 199

[15] Gan F X, He X, Liu Q M, Qian S X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1002 (in Chinese) [干福熹、何　漩、刘启明、钱士雄 2009 物理学报 **58** 1002]

[16] Xu Hai-Hua, Huang Q Z, Li Y T, Yu Y D, Yu J Z 2010 *Chin. Phys.* B **19** 084210

[17] Xu X J, Chen S W, Xu H H, Sun Y, Yu Y D, Yu J Z, Wang Q M 2009 *Chin. Phys.* B **18** 3900

[18] Gupta P K 1996 *Non-Cryst. Solids* **195** 158

[19] Zou Lin Er, Bao X C, He S L 2009 *Appl. Opt.* **48** 6442

[20] Zou Lin Er, Bao X C, Du L P, Hamanaka H, Iso M 2008 *Appl. Phys.* **103** 123523-1

[21] Zou Lin Er, Bao X C, Hamanaka H, Iso M 2008 *Appl. Phys.* **41** 1

[22] Zou Lin Er, Chen B X, Chen L, Yuan Y F, Hamanaka H, Iso M 2006 *Appl. Phy. Lett.* **88** 153510-1

[23] Zou Lin Er, Chen B X, Chen L, Yuan Y F, Hamanaka H, Iso M 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1868 (in Chinese) [邹林儿、陈抱雪、陈　林、袁一方、浜中广见、矶　守 2006 物理学报 **55** 1868]

[24] Zou Lin Er, Chen B X, Chen L, Yuan Y F, Hamanaka H, Iso M 2006 *Acta Optical Sin.* **26** 1043 (in Chinese) [邹林儿、陈抱雪、陈　林、袁一方、浜中广见、矶　守 2006 光学学报 **26** 1043]

[25] Sun Bei, Chen B X, Sui G R, Wang G D, Zou L E, Iso M, Hamanaka H 2009 *Appl. Phys.* **105** 094501-1

[26] Sun Bei, Chen B X, Sui G R, Wang G D, Zou L E, Hamanaka H, Iso M 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3238 (in Chinese) [孙　蓓、陈抱雪、隋国荣、王关德、邹林儿、浜中广见、矶　守 2009 物理学报 **58** 3238]

[27] Du Liping, Chen B X, Sun B, Chen Z, Zou L E, Hamanaka H, Iso M 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3593 (in Chinese) [杜丽萍、陈抱雪、孙　蓓、陈　直、邹林儿、浜中广见、矶　守 2008 物理学报 **57** 3593]

[28] Adler D 1980 *Non-Cryst. Solids* **35-36** 819

[29] Street R A, Mott N F 1975 *Phys. Rev. Lett.* **35** 1293

[30] Anderson P W 1975 *Phys. Rev. Lett.* **34** 953

[31] Kastner M, Adler D, Fritzsche H 1976 *Phys. Rev. Lett.* **37** 1504

Mechanism of optical stopping effect of arsenic sulfide amorphous waveguide*

Wang Guan-De[1)] Chen Bao-Xue[1)†] Wang Ping[1)] Sui Guo-Rong[1)]
Zou Lin-Er[2)] Hiromi Hamanaka[3)] Mamoru Iso[4)]

1) (*School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai* 200093, *China*)

2) (*Department of Physics, Nanchang University, Nanchang* 330031, *China*)

3) (*Faculty of Engineering, Hosei University, Tokyo* 184-8584, *Japan*)

4) (*Department of Chemical Engineering, Tokyo University of Agriculture and Technology, Tokyo* 184-8588, *Japan*)

(Received 11 May 2010; revised manuscript received 27 August 2010)

Abstract

In this paper, the optical stopping effect of thin film waveguide with doping As2S8 and As2S8 is studied. Based on this, the mechanisms of formation and transfer of abnormal electron configuration are discussed, and the dynamic models of optical stopping and reversion process are proposed. The numerical analysis results are in good agreement with the experimental data, so the phenomenon in experiment can be predicted by this model, which implies that this model holds the basic features and the essence of the optical stopping effect.

Keywords: optical waveguide technique, chalcogenide glass, optical stopping effect, dynamic model

PACS: 42.82.-m, 42.79.Gn, 42.70.-a

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60677032, 60967003), the Key Lab Construction Projects of Shanghai (Grant No. 08DZ2272800), the Shanghai Leading Academic Discipline Project (Grant No. S30502), and the Innovation Fund Project For Graduate Student of Shanghai (Grant No. JWCXSL1001).

† Corresponding author. E-mail: bxchen55@live.cn