

# 量子点或纳米材料发光现象\*

## ——界面极化子和多孔硅发光

邹炳锁 解思深

(中国科学院物理研究所 北京 100080)

**摘要** 量子点中的极化子效应是当前量子点研究中的重要问题,其特征急需了解.文章在综述了量子点中限域极化子的概念、可能性和能量随尺寸的变化规律之后,提出了界面限域极化子模型,该模型首次指明本征声子和外来声子都可能对界面限域极化子的形成有贡献.作者利用此模型分析了多孔硅体系中的光谱特征,证实了表面覆有氧化层的纳米硅的行为十分符合量子限域极化子的特征.这一极化子模型与单个纳米硅结构的发光谱十分一致,此结果对最终揭示多孔硅发光机理有重要意义.

**关键词** 量子点,发光,极化子,多孔硅

### LUMINESCENCE PHENOMENA OF QUANTUM DOTS OR NANOCRYSTALS

#### —— INTERFACIAL POLARONS AND POROUS SILICON LUMINESCENCE

ZOU Bing-Suo XIE Si-Shen

(Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

**Abstract** The effect of polarons on the luminescence properties of quantum dots (QDs) is an important problem in QD research and applications. We review the recent progress in the concept, possibility and size dependent energy variance of confined polarons in various QDs. We suggest that the formation of polarons is related to intrinsic and/or extrinsic phonons and that the idea of confined polarons that we recently proposed can be used to explain the specific spectroscopic characteristics of oxidized nanosilicon systems, even single nanosilicon structures. This model may help to reveal the luminescence mechanism of porous silicon.

**Key words** quantum dots, luminescence, polaron, porous silicon

## 1 引言

众所周知,固体的性质多由其电子结构决定,电子结构就是人们描述电子行为的唯象化表达.所以电子(或称载流子)的行为包括其分布、种类、密度与相关性等都对性质有很大影响,而且它与其他不同的元激发可能组成新的元激发,产生新的性质.如极化子就是一个例子,它是电子或空穴与晶格振动或声子耦合形成的载流子,或是电子运动使晶格极化,产生了新的更重的载流子,它的直接后果就是使固体的电子平均自由程变小,电导率下降.这时,由于晶格的参与,载流子的质量、寿命和运动行为等都发生了很大变化,也可能产生令人意外的现象.如早期的超导体就是由于两个极化子相互吸引而产生超导现象.因此,在许多极性固体中,极化子的行为还

影响着许多其他的物理性质,这是因为极性越强的固体形成极化子的能力越强,对物性的影响越大.通常固体中的极化子分为两类:大极化子和小极化子.后者多见于强的极性固体或具有局域电子态的体系(如过渡金属氧化物),其电子-声子耦合很强,电子或空穴运动基本上局限于晶胞尺度的体系中,这不在本文讨论范畴之内.而前者是电子-声子耦合较弱(如常见的半导体),载流子基本上可在大于一个晶胞的尺度内运动的体系,除形变势外,它们的电子-声子耦合大多数可以用电子和声子的线性相互作用(即 Fröhlich 相互作用<sup>[1]</sup>)来表示.对一般物理性质而言,电子-声子耦合的强弱事实上反映了电

\* 中国科学院“百人计划”资助项目、中国科学院回国人员择优支持基金和教育部回国人员基金资助项目

2000-06-15 收到初稿 2000-09-18 修回

子有效质量的大小和电子态与晶格相互作用的方式及取向,对性质的影响是巨大的。例如,光学吸收会产生电子-空穴对或激子,其中的电子或空穴或激子本身都可能与声子耦合,形成与晶格复合的激子,此时我们研究的对象事实上也是极化子,或称极化激子。在极性固体中,这种激发态是常见的,但未必在光学性质中占据主导地位。

量子点是当前凝聚态物理和纳米器件中的研究热点,首先是因为在纳米尺度内,元激发的特征和行为与体相不同,如何变化需要了解。其二是纳米器件是未来应用的方向,实现量子点器件的功能化是当前纳米技术的关键。其中量子点激光,显示,或量子开关等方面的潜力倍受关注,因而许多人研究量子点的发光现象,结果发现了一些不同于体相的情形。其中有量子点的发光现象中的极化子行为<sup>[2-5]</sup>,过去体相中的本征激子或发光中心发光行为,声子散射或耦合的贡献通常并非占据主导地位。而在纳米晶或量子点体系中,许多结果尤其是理论研究结果表明,尺寸减小会增大电子-声子耦合,尤其是增大了电子-界面极化声子的耦合效应<sup>[5-8]</sup>,增大的后果是产生了可能占主导地位的极化子,可导致许多未预期的结果。因为人们最初预期半导体量子点的发光效率应很高,但是实验结果表明这是有条件的。理论研究中最有代表性的是日本的 Takagahara<sup>[5]</sup>,他系统研究本征声子与量子点内激子耦合的关系,给出了随尺寸变化的耦合系数。对半导体量子点而言,这会使激子较二维和三维体系更强烈地依赖于温度的变化。光学性质研究中的极化子是极化激子,通常简称极化子。由于电子-声子的耦合系数差别很大,它在不同的体系中的行为也会有差别,耦合十分强的体系如卤化物就称作自束缚(激子)态<sup>[9]</sup>。见图1中氯化银纳米晶的自由激子和自束缚态的发光(图中STE为selftrapped exciton的缩写,意思为自束缚激子)。但在多数情况下,传统的半导体中的耦合系数较低,判断出现极化子可通过观察自由激子发射带附近出现声子辅助的发射带,或仅有此带而无自由激子带,见图2中表面修饰的纳米硅的共振发光带<sup>[10]</sup>。不仅如此,这些体系的带边吸收也会出现多声子的吸收结构,见图3中GaAs量子点的发光激发谱<sup>[3]</sup>。这些实验的结果和其多声子散射结构的发光谱跃迁结构充分证明量子点中极化子的特征十分显著,甚至占据光学性质的主导地位。理论研究表明,极性越强的材料形成极化子的稳定化能越大。

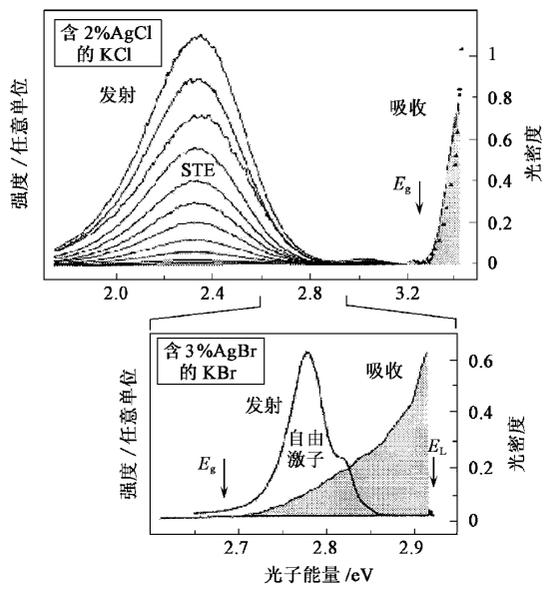


图1 氯化银纳米晶的发光谱特征

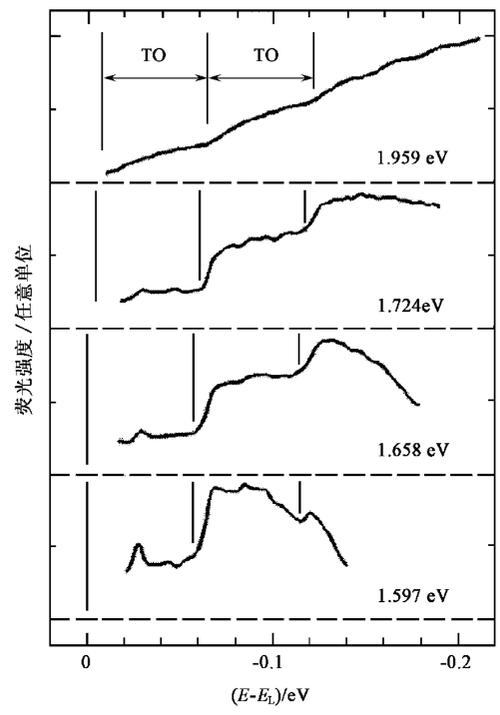


图2 氧化的纳米硅的共振发光声子结构

粒径减小而增大的结果<sup>[5-8]</sup>,但实验上一直没有详细的关于量子点中粒径依赖的电子-声子耦合效应的结果,尤其是其对光谱跃迁和量子尺寸效应的贡献。因为过去大多数人研究的体系是III-V族,载流子质量非常小,载流子-声子耦合效应十分微弱,自由载流子的量子尺寸效应占主导地位,所以一般认为真正的激子光谱中的声子贡献或极化子效应就难以显现(因为这是更小尺度的纳米体系中的现象),

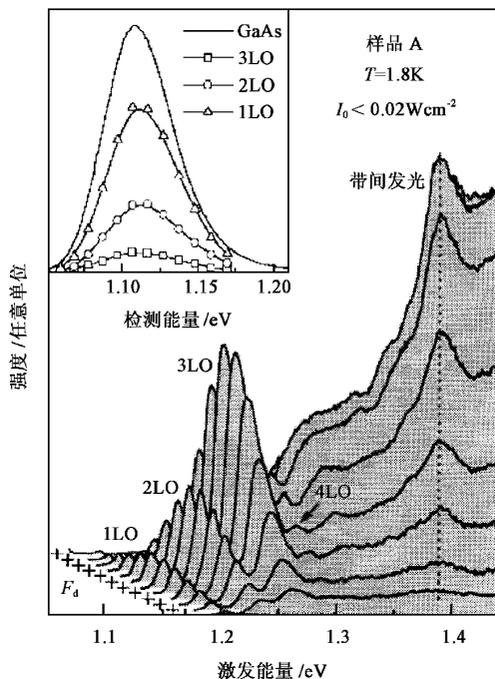


图3 砷化镓量子点发光的激发谱声子结构

多声子线的发光光谱结构证明光学跃迁存在多声子过程,但它并不是极化子效应的全部特征,因为这取决于1-声子和多声子发光线相对于0-声子线的光谱强度。当然极化子对这种光学跃迁的温度效应就更能反映实质,结果也不难见到<sup>[4,11]</sup>。发光强度单调随温度变化,它仅反映强限域纳米体系中的情况。关于弱限域或中等限域纳米体系的情况,现在还有报道。最后的实验研究结果<sup>[2,4,8]</sup>指出,即使在III-V族量子点中电子与纵向光学声子的耦合始终很强,即可形成永久性的极化子模式,这与传统固体不同。这显然对半导体量子点的物理性质研究具有重大意义,因为极化子的行为和通常的电子、空穴等载流子的行为相去甚远,前者可通过相关原子和量子点的形状的控制而改变,从而达到控制量子点性质的目的。另外,极化子的稳定化能为 $anh\nu$ ( $n$ 为声子数, $h\nu$ 为声子能量, $\alpha$ 为耦合系数),它如何随尺寸变化及其光谱行为也是值得关注的课题。所以纳米体系的极化子现象的研究,现在仍处于初级阶段,需要了解的内容还很多。

## 2 多孔硅简介

多孔硅是典型的纳米结构硅体系,它的发光理论和应用意义重大,这是由于体相的硅是间接半导体,不能作为发光材料,但硅是传统的电子学的基础材料。20世纪80年代光电子学或光子学的发展使

人们开始对同时具备电学和光学双重性能的材料关注起来,硅由于发光性能差而被排除在外。但自1991年多孔硅的发光现象发现后,纳米硅才作为重要光学材料受到重视。由于原材料、掺杂、制备、化学环境、研究人背景等差异,造成了多孔硅多种发光机理并存的情况<sup>[12]</sup>,如量子限域、表面态及独特的化学组分导致发光等,需要从理论和实验上加以区分、验证。量子限域效应的发光机理较好理解,小到一定的纳米尺寸就可发光,表面态机理认为纳米硅表面存在着表面态,尺寸效应必须通过界面的杂质或束缚态起作用,从而对发光有贡献,还有就是相关的硅化合物发光机制,有的人认为根本不是纳米硅发光,而是硅表面氧化后生成的与Si=O有关的化合物产生发光现象,当然还有些其他的说法,如界面能量转移导致发光等等,总之,多孔硅的发光机理到现在仍不十分清楚,不过,量子限域效应被通常认为是发光的一个基本条件。

我们在本文中同时提出量子限域极化子的概念及相关物理模型,并用它来描述多孔硅中的光谱学行为:倘若极化子效应普遍存在,就可以将体相固体中的Fröhlich电子-声子相互作用推广到纳米微粒——量子点。如果极化子效应足够强,它将超过量子限域效应,并决定量子点的电子态的能量。本征极化子效应既然明显,那么外来极化子可能在特定条件下更不可忽视<sup>[13]</sup>。当然本征极化子对吸收和发光都会起作用,而外来(extrinsic)极化子也将可能仅对发光起作用,这是由于这种极化子主要是光生极化子。这里我们介绍硅量子点中极化子特征与半导体硅纳米微粒中的发光光谱行为的关联,发现了限域极化子效应主导的纳米体系的电子-声子耦合效应的强尺寸依赖关系,这对最后了解多孔硅发光机理具有重要意义。

## 3 限域极化子的物理模型

半导体的发光来源于电子和空穴的辐射复合,所以它们复合前的状态影响很大。发光带的能量取决于带隙结构和电子-声子耦合,它们是发光谱带斯托克斯位移的主要来源。如果极化子相对于自由激子(载流子)是占优势的,而且这种相互作用是较弱的线性的Fröhlich相互作用,那么载流子发光带的能量(带边)可用如下简化公式描述<sup>[1]</sup>:

$$E = E_g - ah\nu, \quad (1)$$

$\alpha$ 是电子-声子耦合系数, $h\nu$ 是载流子耦合的声子

能量. 在此时载流子是极化子, 因而其质量将由于晶格束缚而变大许多.

现在我们主要考虑强限域的情况. 在强限域的量子点中, 带边电子态能量就变成

$$E_n = E_g + k^2 h^2 / MR^2 - Ae^2 / R, \quad (2)$$

式中第二项为限域项,  $M$  为复合有效质量 [ $M = m_e^* m_h / (m_e + m_h)$ ], 第三项是库仑作用项, 来自界面介电限域效应及界面电荷或界面偶极. 在通常的半导体纳米微粒中, 第二项远远大于第三项, 故通常可忽略 (或由于独特能带结构中电子和空穴效应而互相抵消). 事实上, 如存在极化子, 且电子-声子相互耦合处于中等或弱相互作用, 就应当有第四项,

$$E_n = E_g + k^2 h^2 / MR^2 - Ae^2 / R - n_1 \beta_1 h\nu_1 - n_2 \beta_2 h\nu_2 \\ = E_g + B/R^2 - Ae^2 / R - C/R^\gamma, \quad (3)$$

式中  $\beta_1 h\nu_1$  和  $\beta_2 h\nu_2$  ( $\beta_1$  和  $\beta_2$  分别为本征的和外来的电子-声子耦合系数) 的前者是本征声子的极化子, 后者是外来极化子. 如果它们存在的话, 本征电子-声子耦合系数是随量子点或量子箱尺寸减小而增大<sup>[5-8]</sup>, 这时激发态能量就可能出现一种新情况, 如果耦合足够强, 随尺寸减小, 不可能观察到纳米体系带边的蓝移, 因为极化子的稳定化能会与量子限域能竞争或抵消, 甚至发生吸收和发光的带边红移.

这种情况真的会发生吗? 事实上许多强极性半导体材料在特定的化学环境下已出现了这种现象<sup>[14]</sup>, 这就是说, 增强的电子-声子耦合会主导纳米微粒或量子点的电子结构或光学性质. 或者有时我们称之为自束缚态 (selftrapped state) 主导了其电子结构, 这一重要现象早在 1992 年 Bannyi 等<sup>[15]</sup>就预言了它存在的可能性, 但由于晶格对电子态的影响过于强烈, 常见的半导体 (II-VI 和 III-V 族) 并未观察到这种情况, 所以也就没有多少人关心它. 而我们在二氧化钛纳米微粒中发现自束缚态<sup>[13]</sup>要早于关于它们的预言. 尽管对直带隙半导体纳米材料这种自束缚态形成的可能及利用价值不大, 但对于间接带隙半导体或许多极性绝缘体, 这项变化却可能带来令人惊喜的结果. 而近年来直带隙 III-V 半导体量子点或量子点自组织结构中发光研究表明, 极化子效应日显重要<sup>[2, 4]</sup>, 证明纳米微粒中的确存在着随尺寸减小而不断增大的电子-声子耦合, 而其中的界面极化、光学声子和声学声子的贡献是极为重要的, 它影响着量子点的许多性质. 这些进展且大都来自于体相电子-声子耦合系数极低的 III-V 族半导体量子点, 更不用说其他本征的 II-VI 强极

性半导体或氧化物了, 因为它们的极化子效应只会更强. 这些进展对进一步发展量子点中的电子-声子耦合或极化子理论模型提供了依据.

针对以上分析, 我们对 (3) 式进行数值拟合, 由于界面极化效应, 我们可以将库仑项和极化子项结合起来或忽略库仑项 (因为其值较小), 用下式表示:

$$E_n = E_g + B/R^2 - C/R^\gamma, \quad (4)$$

式中  $\gamma$  为 0.5—1, 这个值基本上可以反映上式第三项中极化子项的电子-声子耦合系数的变化<sup>[5-8]</sup>. 图 4(a) 是当  $B < C$  时, 载流子总能量随尺寸的变化. 图 4(b) 是当  $B > C$  时, 载流子能量随尺寸的变化, 只有  $\gamma > 2$  时, 图 4(b) 才会出现随尺寸红移的情况, 这可能是比较罕见的. 所以只有图 4(a) 的条件比较容易满足, 即当电子-声子耦合系数足够大, 对氧化物而言, 这显然容易满足, 也符合实际

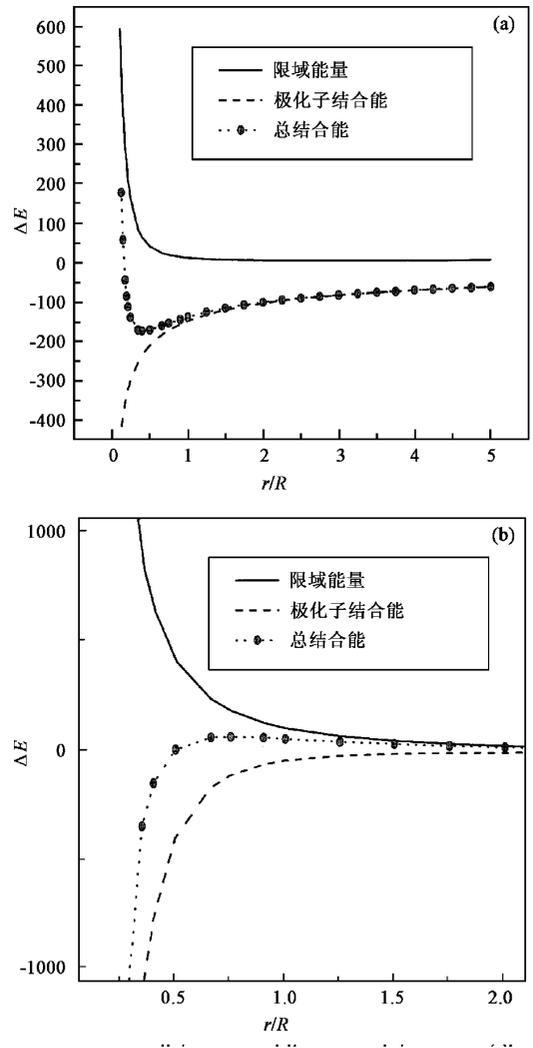


图 4 量子点中极化子类激子的总能量、限域能、极化子稳定化能随尺寸的变化关系  
(a) 极化子弱依赖尺寸的情况 (b) 极化子强依赖尺寸的情况

情况.而限域能项将会由于载流子变成了极化子和有效质量变大而变小.这时,在很大的尺寸区间内,带边会随着尺寸减小而红移,这就是量子限域的极化子.两种情况都会在特定尺寸范围内带来带边的钉扎现象,这来源于极化子效应和限域效应的竞争,所以纳米硅中特定尺寸范围内尺寸的大小变化不导致发光峰位的移动.另外对这样的纳米微粒而言,极化子的生成显然改变了纳米微粒中的电子跃迁规则,使辐射跃迁几率明显地增大,这应是表面包覆有氧的纳米硅发光增强的重要原因.

#### 4 多孔硅光谱实验结果

多孔硅制备方法详见文献[12].由于光学态密度的关系,通常利用激发直带跃迁(波长 $<400\text{ nm}$ )来观察多孔硅的发光行为,因为直接能带的尺寸效应比较明显.而多孔硅的间接带边位于较低的能量(波长 $>400\text{ nm}$ ,能量低于 $3.0\text{ eV}$ ),属于间接跃迁能带区域.在空气中陈化这样制备的多孔硅,会带来多孔硅中纳米硅的氧化和尺寸减小[16-18].新多孔硅和陈化30天的多孔硅的红外吸收光谱[16]表明,新制的纳米硅表面仅存在 $\text{Si-H}$ 键,经过陈化, $\text{Si-H}$ 键减少, $\text{O-Si-H}$ 和 $\text{Si-O}$ 键明显增多.超过180天后, $\text{Si-H}$ 键彻底消失.这种表面化学成分和振动的变化自然带来了纳米硅尺寸、电子态和发光特性的变化[16-18].

新的多孔硅公认是由表面存在 $\text{Si-H}$ 键限域的纳米结构[16-18],它的发光峰值最大位于 $550\text{ nm}$ 左右,激发主要位于 $360-380\text{ nm}$ .这一发光带来源于此纳米结构的带边发光[17].发光带较宽一方面是由于间接跃迁的电子结构,另一方面是由于纳米硅的尺寸分布很宽所致.它的发光峰值随激发波长减小而蓝移反映出量子尺寸效应.

在空气中静置30天的多孔硅的发光和激发光谱结果显示[16],发光带是双带结构(图5),发光强度超过新多孔硅一个量级以上,发光带红移显著.这种空气中的陈化静置会导致多孔硅纳米结构表面氧化而使其中的纳米硅尺寸减小,这可以从激发光谱的峰值变化看到.表1是这个样品中不同尺寸的纳米硅结构被激发的发光峰位的变化.其中带1是氢原子包覆的纳米硅的发光峰位,它来源于本征的间接带边,带2是表面包覆有氧的纳米硅的发光峰位,它来源于氧化后的纳米硅.其中后者的发光带峰位却较未氧化的新多孔硅样品的发光峰位红移.这种

变化显然违反正常的量子限域效应(随尺寸蓝移),带2的反常量子限域效应(随尺寸红移)表明界面氧化层导致了极化子态的生成,而非单纯的表面态,因为通常表面态也随带边蓝移.

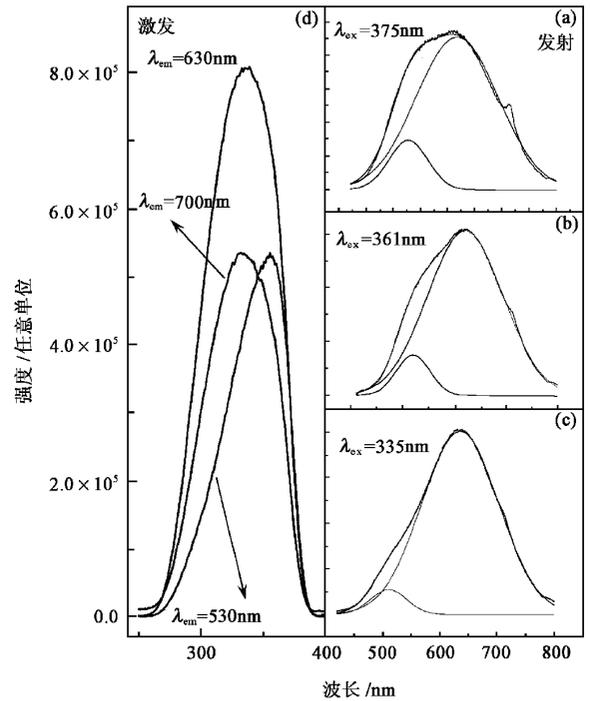


图5 陈化30天的多孔硅的光致发光谱(a), (b)(c)和激发光谱(d)

表1 陈化样品中的激发和发射线对比

激发波长	发光带1峰值	发光带2峰值
372 nm( $d=2.8\text{ nm}$ )	527 nm	617 nm
361 nm( $d=2.6\text{ nm}$ )	520 nm	621 nm
335 nm( $d=1.8\text{ nm}$ )	511 nm	635 nm

根据硅纳米结构计算的结果[19]和表1的发光峰位我们可以推算出 $C$ 约为 $B$ 的3倍以上,而且电子-声子耦合处于强烈的耦合状态,这就导致了类似图5中的结果,即极化子带边能量随尺寸减小而减小,从而发光峰值也红移.陈化180天的多孔硅的发光光谱带红移更显著,激发波长 $330\text{ nm}$ ,其峰值位于 $650\text{ nm}$ 处,与上一个陈化的样品的变化趋势一致.我们提出的界面极化子模型也可解释Faucher[17]和中国科学技术大学张裕恒小组[18]的多孔硅发光峰位随时间推移的光谱频带变化的实验结果,而前者论文中的关于发光峰值红移来源于硅氧双键表面态的解释是可疑的,因为化学上并未观察到这样体系中任何硅氧双键的真实存在,后者的结果指明了表面状态的改变对纳米硅发光现象的巨大

## 5 其他实验证据和多孔硅的带结构特征

观察到如上带边的变化还不能说明发光带即是来源于极化子带,我们对氧化后的多孔硅的时间分辨红外光谱<sup>[20]</sup>证明, Si—O 键的振动—电子耦合态伴随着其发光过程,寿命同在  $400\mu\text{s}$  以内.而 Masor<sup>[21]</sup>等人通过单个纳米硅发光谱的研究,证实氧化的纳米硅的多声子发光谱带是由 Si—O 键振动促进的辐射跃迁,这是界面声子耦合参与多孔硅发光的另一个直接实验证据.这种光学跃迁显然来自光生极化子的跃迁,而且参与的声子有外来声子,这样的极化子跃迁机制显然应与本征的晶体硅光学跃迁规则不同.而这应是多孔硅发光增强的重要原因.图 (a) 即是我们根据极化子模型绘出的纳米硅的电子结构简图,其中箭头所示为光学跃迁的方向.通常直接跃迁几率较大,所以多数多孔硅发光研究均采用直带隙激发,间接带隙激发多用于研究共振发光现象.当光激发直带隙时,激发态弛豫到间接带边,通过发光或无辐射过程弛豫掉.如形成新的激发态或载流子态,将会极大地影响它的光学过程.图 (b) 和 (c) 分别是此纳米结构的由极化子效应导致的电子态的空间分布和态密度,用来描述纳米硅的可能的电子态和跃迁机制.这种跃迁可从纳米硅的全谱激发谱结构(见图 7)上得出(438 nm 的窄峰来自光源的散射),光吸收(激发)从 530 nm 向短波长逐渐增大,一直到直带顶(355 nm).

为什么多孔硅中界面声子起作用生成极化子,而不是本征声子起作用?简单地讲,因为硅的立方面心结构,本征光学声子没有偶极矩,它只能在界面声子的帮助下才能起作用参与光学跃迁.多孔硅许多发光结构中的本征声子即来源于此.而界面声子部分来源于 Si—O 振动,其强大的偶极矩和振子强度具备形成极化中心和耦合激子的能力,当激子移向表面布居的时候,就会形成限域的极化子,分布于界面附近,此时 Si—O 振动形成的声子就参与纳米硅中的辐射跃迁,增强发光强度.当然这方面需要更多的理论工作.实验上 Kenemitsu<sup>[22]</sup>通过发光和拉曼光谱的结果也认为氧化物界面附近存在载流子的布居现象.关于多孔硅表面的硅氧化物,有人认为是独特的含有 Si—O 键的化学成分导致发光,但是相关的独立的化学成分并未产生预期的强发光现象,所以特定硅化学组分发光机理难以成立.我们利用

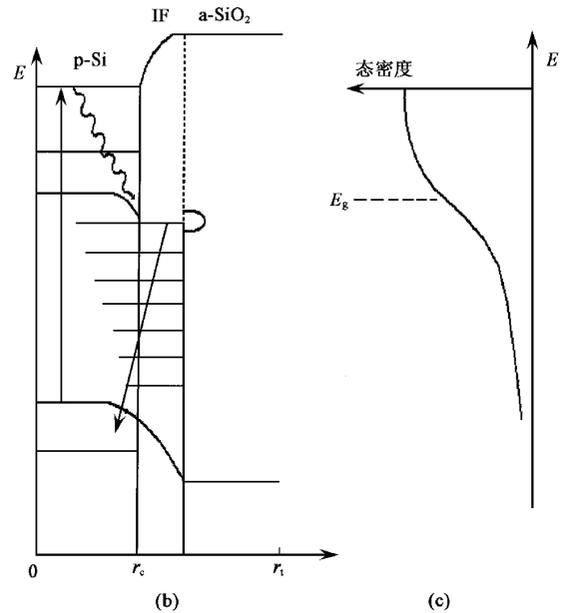
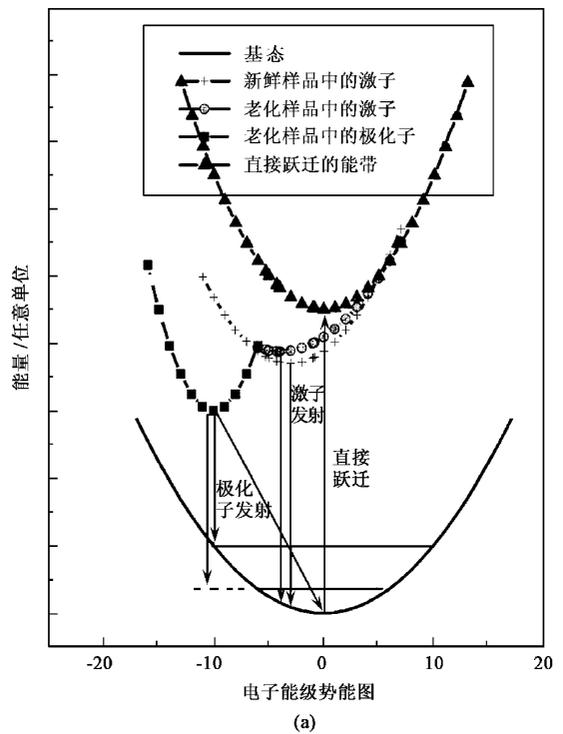


图 6 多孔硅的电子结构位移 (a) 空间分布 (b)、态密度变化 (c)

偏振红外光谱<sup>[23]</sup>发现其界面的主要成分应为二氧化硅,而且其硅氧振动形成的光学声子的 L—T 劈裂证实了其中 Si—O 键的短程序特征,这说明不可能存在界面的 Si=O 键,而二氧化硅最可能的是形成有高带隙的连续介质,因而限域了纳米硅结构中的激子,同时界面强极性促进了限域极化子的生成.

多孔硅发光是间接带隙半导体纳米结构的电子

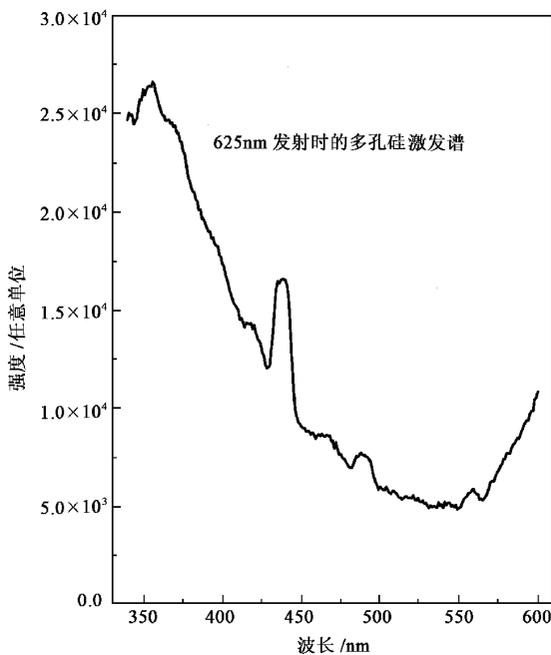


图7 多孔硅的激发全谱

结构变化的主要表现,这种电子结构的变化充分体现了尺寸和表面物质的贡献,限域极化子效应可视为导致这种发光变化的重要原因.许多半导体具有与硅相类似的电子结构,而且它们的纳米特性尚处于研究阶段.

## 6 总结

我们综述了最近的关于半导体量子点中极化子包括我们在纳米硅发光特性方面的一些新结果,利用简化的 Fröhlich 极化子模型来处理量子点中的载流子的极化子行为,发现在特定条件下极化子特征会占主导地位,它决定载流子(激发态)的能量和空间分布.多孔硅的吸收和发光实例的分析表明非本征声子可以起非常重要的作用,这种极化子效应是导致多孔硅发光增强的重要来源.而这种引入极化子的思想对今后新的纳米半导体结构设计有帮助.

## 参 考 文 献

- [ 1 ] Fröhlich H. Polarons and Excitons. In :Kuper C G ,Whitefield G D eds. New York :Plenum Press ,1963. 1
- [ 2 ] Hameau S ,Guldner Y ,Verzelen O *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1999 83 :4152
- [ 3 ] Heitz R ,Mukhametzhano I ,Stier O *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1999 83 :4654
- [ 4 ] Odnoblyudov M A ,Yassievich I N ,Chao K A. Phys. Rev. Lett. ,1999 83 :4884
- [ 5 ] Takagahara T. J. Lumin. ,1996 70 :129
- [ 6 ] Li W S ,Zhu K D. Communications in Theoretical Physics , 1998 29 343
- [ 7 ] Ipatova I P ,Maslov A Y ,Proshina O V. Physica Status Solidi A ,1997 ,164 :413
- [ 8 ] Sahoo S. Physics Letters A ,1998 238 390
- [ 9 ] Vogelsang H ,Husberg O ,Kohler U *et al.* Phys. Rev. B ,2000 , 61 :1847
- [ 10 ] Kanemitsu Y ,Okamoto S. Phys. Rev. B ,1998 58 9652
- [ 11 ] Bockelmann U ,Heller W ,Filoramo A *et al.* Phys. Rev. B , 1997 55 :4456.
- [ 12 ] Feng Z C ,Raphael Tsu eds. Porous Silicon. Singapore :World Scientific ,1994
- [ 13 ] Nomura S ,Kobayashi T. Phys. Rev. B ,1992 45 :1305
- [ 14 ] Zou B S ,Xiao L Z ,Li T J *et al.* Appl. Phys. Lett. ,1991 ,59 : 1826
- [ 15 ] Banyai L ,Gilliot P ,Hu Y Z *et al.* Phys. Rev. B ,1992 ,45 : 14136
- [ 16 ] Zou B S ,Wang J P ,Xie S S. Phys. Low-Dimen. Struct. 2000 , 3/4 94
- [ 17 ] Wolkin M V ,Jorne J ,Fauchet P M *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1998 82 :197
- [ 18 ] Zhang Y H ,Li X J ,Zhang L *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1998 81 : 1710
- [ 19 ] Hybertsen M S. Phys. Rev. Lett. ,1994 72 :1514
- [ 20 ] Wang J ,Song L ,Zou B S *et al.* Phys. Rev. B ,1999 59 5026
- [ 21 ] Mason M D ,Credo G M ,Weston K D *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1998 80 :5405
- [ 22 ] Kanemitsu Y ,Okamoto S. Phys. Rev. B ,1997 56 :R1696
- [ 23 ] Wang J ,Zou B S ,El-Sayed M A. J. Mol. Struct. ,1999 508 87