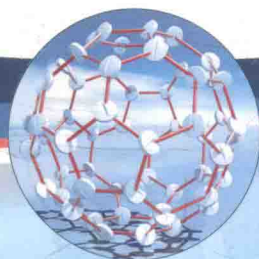
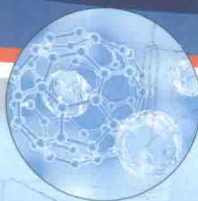
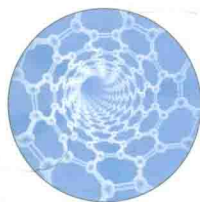


低维纳米结构中电子性质

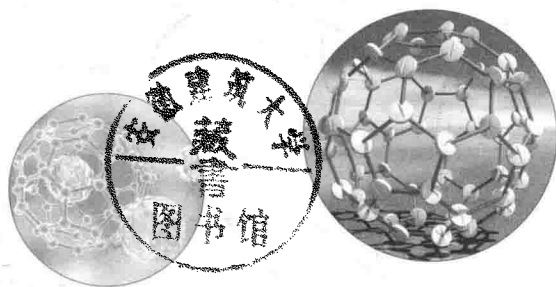
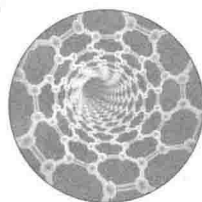
◎ 梁志辉 著



中国农业科学技术出版社

低维纳米结构中电子性质

◎ 梁志辉 著



中国农业科学技术出版社

图书在版编目 (CIP) 数据

低维纳米结构中电子性质 / 梁志辉著. —北京: 中国农业科学技术出版社,

2018. 1

ISBN 978-7-5116-3441-2

I. ①低… II. ①梁… III. ①纳米材料-结构材料-研究 IV. ①TB383

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2017) 第 321285 号

责任编辑 李 雪 徐定娜 刘文君

责任校对 贾海霞

出版者 中国农业科学技术出版社

北京市中关村南大街 12 号 邮编: 100081

电 话 (010)82109707(编辑室) (010)82109702(发行部)

(010)82109709(读者服务部)

传 真 (010)82106626

网 址 <http://www.castp.cn>

经 销 者 各地新华书店

印 刷 者 北京富泰印刷有限责任公司

开 本 710mm×1 000mm 1/16

印 张 7

字 数 101 千字

版 次 2018 年 1 月第 1 版 2018 年 1 月第 1 次印刷

定 价 36.00 元

◀ 版权所有 · 翻印必究 ▶

前 言

低维纳米材料是由很多原子或分子构成（含原子或分子数在 $10^2 \sim 10^5$ 之间）结晶粒度为纳米级（ $1 \sim 100\text{nm}$ ）的一种具有全新结构的材料，即三维空间尺寸至少有一维处于纳米量级，包括量子点（零维材料），直径为纳米量级的量子线（一维材料），厚度为纳米量级的量子阱（二维材料），以及基于上述低维纳米材料所构成的超晶格、异质结和量子棒。本书内容分为两部分：第一章，量子点，在三维空间都受到了限制，因而呈现原子的特性，因此也被称为“人造原子”“超原子”或“量子点原子”。由于可以控制其形状、尺寸、能级结构和受限的电子数，量子点已经成为一个重要的研究领域。当颗粒尺寸进入纳米量级时，颗粒尺寸将引起量子尺寸效应、量子限域效应、宏观量子隧道效应和表面效应。第二章，量子棒，是在两个维度方向上都受到量子限域效应影响的一维材料。当把胶状量子点沿着轴线向两端拉伸所得到量子棒。它是特殊形状（椭球形）的量子点，三维都受到限制，量子棒的形状直接由椭球体的纵横比来决定。这些低维纳米结构材料不仅在半导体激发器和光电器件中有非常广泛的应用，而且在量子信息科学领域也有着重要的应用价值，因此，低维纳米结构材料已经成为国内外研究的热点。

本书共两章内容，全书有梁志辉独著，肖景林教授参与并做指点改正。

目 录

第一章 量子点极化子性质	(1)
第一节 抛物量子点中的极化子和磁极化子基态性质	(3)
一、概论	(3)
二、抛物量子点中极化子性质	(7)
三、抛物量子点中磁极化子性质	(20)
四、结论	(37)
第二节 Rashba 效应影响下量子点中强耦合极化子和磁极化子 性质	(37)
一、概论	(37)
二、考虑 Rashba 效应自组织量子点中极化子性质	(38)
三、量子点中的 Rashba 效应影响下强耦合磁极化子性质	(42)
四、结论	(55)
第二章 量子棒中极化子和量子比特的性质	(57)
第一节 量子棒中极化子的振动频率及基态能量	(59)
一、概论	(59)
二、量子棒中弱耦合极化子的性质	(61)
三、量子棒中强耦合极化子的性质	(70)
四、结论	(78)

第二节 量子棒中量子比特的温度效应	(78)
一、概论	(79)
二、磁场对量子棒中弱耦合极化子基态能量的影响	(81)
三、量子棒中量子比特的温度效应	(87)
四、结论	(95)
参考文献	(97)

第一章 量子点极化子性质



本章较系统地研究了抛物量子点中的极化子和磁极化子基态性质。因强受限，量子点的能谱完全量子化，而显示出奇特的电子行为。研究其性质，无论对基础物理，还是实验器件都有深远的意义。我们知道电子—声子相互作用对三维极性晶体中的电子性质和光学性质有显著影响，同样研究量子点中的电子—声子相互作用，可以进一步理解量子点的性质。

本章应用线性组合算符和么正变换研究了抛物量子点中的极化子和磁极化子基态性质。得出了强耦合、弱耦合均适合的与其他作者同样变化规律的曲线。数值计算结果表明，抛物量子点中的弱耦合极化子基态能和基态束缚能随有效束缚强度增大而减小；抛物量子点中强耦合极化子束缚能，光学声子平均数和振动频率随有效束缚强度增大而减小，随电子—体纵光学声子耦合常数增大而升高。

抛物量子点中的弱耦合磁极化子基态能和强、弱耦合磁极化子基态束缚能随有效束缚强度增大而减小，随回旋共振频率增大而升高；抛物量子点中强耦合磁极化子光学声子平均数和振动频率随有效束缚强度增大而减小，随电子—体纵光学声子耦合常数增大而升高，随回旋共振频率增强而变大。

第一节 抛物量子点中的极化子和磁极化子基态性质

一、概论

(一) 半导体量子点的研究发展历史及前景

在凝聚态物理学的众多分支学科中，半导体物理学和低维固体物理学是其两个重要组成部分。这是因为半导体不仅具有丰富的物理内涵，而且可以通过不断发展的精密工艺控制其性能。无论是早期基于PN结基础之上的结合型晶体二极管和晶体三极管，还是现代半导体集成电路中的金属—

氧化物—半导体场效应晶体管，都具有优良的性能，而且适合于大规模的工业生产。半导体集成电路的快速发展及其在诸多领域的广泛应用有力地促进了科学技术的发展，它在 20 世纪 60 年代就已发展成熟，现在已经可以在 1 cm^2 半导体晶片上集成上百万乃至上亿个晶体管。另外如半导体激光器等其他半导体电子元件也都体现了半导体科学在高科技领域的应用。

半导体量子点材料的历史最早可以追溯到作为催化剂的半导体胶。当时为了提高光催化活性而减小粒子的尺寸，就发现随着粒子尺寸的减小粒子的颜色发生了变化。但当时并未对这一现象进行深入研究。1962 年，日本理论物理学家 Kubo 提出了金属粒子的量子尺寸效应，使人们从理论上对这个效应有了一定认识，并开始对一些材料进行了相应的研究。但直到 20 世纪 80 年代初期，对半导体量子点材料的研究还未形成规模。促使人们开始大规模进行这方面研究的起因源于 1983 年美国 Hughs 研究室的 R. K. Jain 和 R. C. Lind 发表的一篇论文。他们在市售的 $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ 半导体微晶掺杂的光学滤波玻璃上观测到很高的三次非线性光学效应和快速的光响应，渴望在超高速的光运算，全光开关和光通信等方面具有广阔的应用前景。正是以这篇文章为契机，科学工作者开始积极投身到这一领域来，从而提出了半导体量子点量子尺寸效应理论——当半导体材料从体相逐渐减小至一定临界尺寸以后，其载流子的运动将从体相连续的能带结构变成准分裂的能级，并且由于动能的增加使原来能隙增大，粒径越小，移动越大。人们可以通过控制量子点的尺寸来调节其能隙的大小来满足不同的需要。半导体量子点材料已成为当今“能带工程”的一个重要组成部分。

准零维的“量子点”结构最终实现了对电子自由运动的三维限制。自从 1986 年 Reed 等第一次宣布制造出量子点以后，许多科研中心很快发表了有关制造出量子点的论文。

量子点系统在三维空间都受到了限制，因而呈现原子的特性，因此也被称为“人造原子”“超原子”或“量子点原子”。由于可以控制其形状、尺寸、能级结构和受限的电子数，量子点系统已经成为一个重要的研究领

域。当颗粒尺寸进入纳米量级时，尺寸限域将引起量子尺寸效应、量子限域效应、宏观量子隧道效应和表面效应。

表面效应是一种量子效应，当物质材料的线度在三维均达到纳米量级时，超微形态的纳米颗粒—量子点将引起表面效应。随着量子点的粒径减小，大部分原子位于量子点的表面，量子点的表面积随粒径减小而增大。由于量子点大的表面积，表面相原子增多，导致了表面原子的配位不足，不饱和键增多，使这些表面原子具有很高的活性，极不稳定，很容易与其他原子结合。

由于量子点与电子的 De Broglie 波长，相干波长及激子 Bohr 半径可比拟，电子局限在纳米空间，电子输送受到限制，电子平均自由程很短，电子的局域性和相干性增强，将引起量子限域效应。在零维量子点中，量子点是嵌埋在基质之中的，载流子在空间三个维度上都是介观的，具有三维量子限域效应。

电子在纳米尺度空间中运动，物理纬度与电子自由程相当，载流子的运输过程将有明显电子的波动性，出现量子隧道效应，电子的能级是分立的。利用电子的量子效应制造的量子器件，要实现量子效应，要求在几个纳米到几十个纳米的微小区域形成纳米导电域，电子被“锁”在纳米导电区域，电子在纳米空间中显现出的波动性产生了量子限域效应。纳米导电区域之间形成薄薄的量子势垒，当电压很低时，电子被限制在纳米尺度范围运动，升高电压可以使电子越过纳米势垒形成费米电子海，使体系变为导电，电子从一个量子阱穿越量子势垒进入另一个量子阱就出现了量子隧道效应，这种绝缘到导电的临界效应是纳米有序阵列体系的特点。

当粒子尺寸进入纳米量级时，由于量子尺寸效应，金属费米能级附近的电子能级由准连续变为离散能级的现象，半导体纳米粒子则出现分立的最高被占据分子轨道和最低未被占据分子轨道能级间距比粒子能级间距更宽，能隙变宽，这种现象称为量子尺寸效应。

因量子点系统具有与宏观体系和微观体系不同的低微物性，展现出许

多不同于宏观体材料的物理化学性质，在非线性光学、磁学、磁介质、催化、医药及功能材料等方面具有极为广阔的应用前景，同时亦将对生命科学和信息技术的持续发展以及物质领域的基础研究发生深刻的影响。现在的实验主要关心其光学性质（可见光和远红外光的吸收和发射、光的 Raman 散射等）和电学性质（电容和输运的研究）。由于量子点可以在控制下的很窄的光谱范围内吸收和发射光，使其有可能在研制功率更强、更为精密的可控半导体激光器领域中得到很快的应用，这方面的实验和理论研究都有着广阔的前景。其电子能级的量子化效应更为明显，使其具有更为符合激光器要求的参数，尤其是自组织量子点，从而有可能在较小的注入电流下在更高温度环境中工作。量子点系统的另一个诱人的应用前景是在新一代计算机领域的应用，人们正在探索将其用于量子计算机和量子通信中的记忆和存储元件。

（二）半导体量子点理论的研究现状

量子点材料的研究是一个涉及多学科的交叉领域的研究，因而其名称也是多种多样的。例如，胶体化学家称之为胶体颗粒；晶体科学家称之为微晶；材料科学家称之为超微粒；原子分子物理学家称之为团簇、大分子；由于这种临界尺寸多发生在纳米范围，许多人又称之为纳米材料；固体和理论物理学家则形象地称之为量子点。顾名思义，量子点既是将材料的尺寸在三维空间进行约束，并达到一定的临界尺寸后，材料的行为将具有量子特性，结构和性质也随之发生从宏观到微观的转变。

由于量子点结构处于宏观和微观分子的中介状态，其电子结构经历了从纯固体的连续能带到类分子的准分裂能级。一种是从分子体系向量子点结构的过度，另一种是从固体能带理论向量子点结构的演变。前一种用得比较少，采用团簇模型和双曲线能带的计算，结果与实验结果比较接近，后一种是基于当今发展比较完善的各种固体能带的理论方法，如有效质量近似方法，经验的紧束缚方法，有效键级法，KP 微扰法，经验的膺势法等。在这些方法中，比较直观的，使用得最多的是有效质量近似方法。许

多理论工作者对其进行了不断改进。近年来, 众多文章依据有效质量近似方法得出具体的哈密顿量后, 再采用其他方法, 如二级微扰法, 变分法, 少体方法等。周和顾等以 Landau-Pekar 变分法讨论了盘形量子点中强耦合极化子的影响, 结果磁极化子基态, 激发态的束缚能和电子周围光学声子平均数随磁场和量子点受限强度增大而增大。他们以同样的方法研究了柱形量子点中强耦合磁极化子的基态和激发态, 最后得出在基态和激发态磁极化子的束缚能, 共振频率随回旋频率和束缚强度增大而升高。朱和顾应用微扰法研究了强磁场下抛物量子点中磁极化子的回旋共振质量, 发现强磁场下抛物量子点中磁极化子的回旋质量劈裂成两个回旋质量。Mukhopadhyay 和 Chatterjee 应用变分法研究了极性半导体抛物量子点中一个电子的基态和激发态的极化修正, 发现当量子点的尺寸只有几个纳米时, 基态和激发态的极化修正相当大。他们以二级 Rayleigh-Schrodinger 微扰法得出了二维、三维极性半导体量子点中一个电子基态能的极化修正, 表明二维极化影响比三维大, 极化子对基态能量的增加与维数和电子—光学声子耦合常数无关, 但依靠声子的频率。

(三) 主要工作

由于低维量子结构潜在的应用价值和基础研究意义, 是当前凝聚态物理中一个非常活跃的研究热点, 众多工作已证明量子点中的极化效应是不容忽略的, 其中绝大多数理论工作集中在球形量子点的研究上。将在有效质量近似下, 用线性组合算符和么正变换法研究抛物量子点中极化子和磁极化子基态问题。其目的之一在于探索其量子结构, 发掘其潜在的应用价值。

二、抛物量子点中极化子性质

(一) 引论

随着近几年微观技术的迅速发展, 实验室已经能够制备非常规则的量子器件。可将电子限制在长宽几百纳米, 厚度几纳米内, 甚至更小的范围,

即所谓的半导体中的量子点。因强受限，量子点的能谱完全量子化，而显示出奇特的电子行为。量子点体系的迷人量子现象吸引了越来越多的物理学家，其研究价值无论对基础物理，还是对实验器件都有深远的意义。我们知道电子—声子相互作用对三维极性晶体中的电子性质和光学性质有显著影响，同样，降低维数后，电子—体纵光学声子的作用更为显著，不仅使电子束缚于量子点中，而且极大地改变了电子性质。除了大量关于极化子对量子线，量子阱影响的著作外，已有相当数量关于极化子对量子点影响的著作，如球形量子点基态能量的计算，抛物形量子点性质的研究。Kandemir 和 Atanhan 用变分方法研究了极化子对束缚于量子点中电子的基态和第一激发态能量的影响。Hameau 等的实验证实电子和体纵光学声子常常处于强耦合区域，且形成电子和体纵光学声子交叠混合的模式。朱和顾用二级 Rayleigh-Schrodinger 微扰法计算了抛物量子点的极化态和自能，结果显示基态能绝对值的极化修正和激发态能量的极化修正随量子点的减小而增大。Ren 和 Chen 应用二级 Rayleigh-Schrodinger 微扰法研究了电子和体纵光学声子相互作用，结果表明，如果量子点小到几个纳米，极化影响很明显。李和朱用 Landau-Peker 变分法推导了抛物量子点中强耦合极化子，得出极化子束缚能和电子周围光学声子平均数随有效束缚强度增大而减小，且极化影响比二维、三维体结构晶体大的多。Fliyou 等应用变分和改进的 LLP 变换方法研究了准零维球形量子点中在中心的类氢杂质束缚能。结果 LO 声子比 SO 声子作用大的多，对于小半径量子点，它们的作用都是不容忽视的。Chen 以 Lee-Pines-Huyberegts 方法讨论了对称量子点中极化对基态的修正，表明二维极化影响比三维大，极化子对基态能量的增加与维数和电子—光学声子耦合常数无关，但都随量子点的束缚强度的变化是一样的。Mukhopadhyay 和 Chatterjee 应用变分法研究了极性半导体抛物量子点中一个电子的基态和激发态的极化修正，当量子点的尺寸只有几个纳米时，基态和激发态的极化修正会相当大。并且他们以二级 Rayleigh-Schrodinger 微扰法得出了二维、三维极性半导体量子点中一个电子基态能的极化修正，

同样表明二维极化影响比三维大，且极化子对基态能量的增加与维数和电子—光学声子耦合常数无关，但依靠声子的频率。本文应用线性组合算符和么正变换方法研究了抛物量子点中极化子，得出弱耦合极化子的基态能量和束缚能随有效束缚强度增大而减小；以及抛物量子点中强耦合极化子基态束缚能，电子周围光学声子平均数和极化子的振动频率，它们随有效束缚强度增大而减小，随电子—体纵光学声子耦合常数增大而增大。

(二) 抛物量子点中弱耦合极化子性质

1. 理论方法

因电子在一个方向（设为 Z 方向）比另外两个方向强受限的多，所以只考虑电子在 XY 平面上运动。设在单一量子点中的束缚势为抛物形势

$$V(\rho) = \frac{1}{2} m^* \omega_0^2 \rho^2 \quad (1.1)$$

其中 m^* 为裸带质量， $\vec{\rho}$ 为二维坐标矢量， ω_0 为量子点的受限强度，则量子点中电子—声子系统的哈密顿量为

$$H = \frac{p^2}{2m^*} + \frac{1}{2} m^* \omega_0^2 \rho^2 + \sum_{\vec{q}} \hbar \omega_{LO} b_{\vec{q}}^{\dagger} b_{\vec{q}} + \left(\sum_{\vec{q}} V_{\vec{q}} e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} b_{\vec{q}} + H.C \right) \quad (1.2)$$

$b_{\vec{q}}^{\dagger}$ ($b_{\vec{q}}$) 为波矢为 \vec{q} 的体纵光学声子的产生（湮灭）算符。 $\vec{r} = (\vec{\rho}, z)$ 为电子坐标，且

$$V_{\vec{q}} = i \left(\frac{\hbar \omega_{LO}}{q} \right) \left(\frac{\hbar}{2m^* \omega_{LO}} \right)^{1/4} \left(\frac{4\pi\alpha}{v} \right)^{1/2} \quad (1.3a)$$

$$\alpha = \left(\frac{e^2}{2\hbar \omega_{LO}} \right) \left(\frac{2m^* \omega_{LO}}{\hbar} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{\epsilon_{\infty}} - \frac{1}{\epsilon_0} \right) \quad (1.3b)$$

进行第一次么正变换

$$U_1 = \exp \left(-i \sum_{\vec{q}} \hbar \vec{q} \cdot \vec{r} b_{\vec{q}}^{\dagger} b_{\vec{q}} \right) \quad (1.4)$$

哈密顿量变为

$$\begin{aligned}
 H' = & \frac{p^2}{2m^*} - \frac{\vec{q}}{m^*} \sum_{\vec{q}} \hbar \vec{q} b_{\vec{q}}^+ b_{\vec{q}} + \frac{1}{m^*} \sum_{\vec{q}} \hbar^2 \vec{q} \cdot \vec{q}' b_{\vec{q}}^+ b_{\vec{q}}' b_{\vec{q}} b_{\vec{q}'} + \\
 & \sum_{\vec{q}} \left(\frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} + \hbar \omega_{LO} \right) b_{\vec{q}}^+ b_{\vec{q}} + \sum_{\vec{q}} (V_{\vec{q}} b_{\vec{q}} + V_{\vec{q}}^* b_{\vec{q}}^+) + \frac{1}{2} m^* \omega_0^2 \rho^2 \quad (1.5)
 \end{aligned}$$

对平面上运动的电子动量和坐标引进线性组合算符

$$\begin{aligned}
 p_j = & \left(\frac{m^* \hbar \lambda}{2} \right)^{1/2} (a_j + a_j^+) \\
 \rho_j = & i \left(\frac{\hbar}{2m^* \lambda} \right)^{1/2} (a_j - a_j^+) \quad (j = 1, 2) \quad (1.6)
 \end{aligned}$$

哈密顿量变为

$$\begin{aligned}
 H' = & \frac{\hbar \lambda}{4} \sum_j (a_j^+ a_j + a_j a_j + 2a_j^+ a_j + 1) - \frac{\hbar}{m^*} \sum_j \sum_{\vec{q}} \left[\left(\frac{m^* \hbar \lambda}{2} \right)^{1/2} \vec{q} (a_j + \right. \\
 & \left. a_j^+) b_{\vec{q}}^+ b_{\vec{q}} \right] + \frac{\hbar^2}{2m^*} \sum_{\vec{q} \neq \vec{q}'} \vec{q} \cdot \vec{q}' b_{\vec{q}}^+ b_{\vec{q}}' b_{\vec{q}} b_{\vec{q}'} + \sum_{\vec{q}} \left(\frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} + \hbar \omega_{LO} \right) b_{\vec{q}}^+ b_{\vec{q}} + \\
 & \frac{\hbar \omega_0^2}{4\lambda} \sum_j (2a_j^+ a_j + 1 - a_j^+ a_j^+ - a_j a_j) + \sum_{\vec{q}} (V_{\vec{q}} b_{\vec{q}} + V_{\vec{q}}^* b_{\vec{q}}^+) \quad (1.7)
 \end{aligned}$$

进行第二次么正变换

$$U_2 = \exp \left[\sum_{\vec{q}} (f_{\vec{q}} b_{\vec{q}}^+ - f_{\vec{q}}^* b_{\vec{q}}) \right] \quad (1.8)$$

哈密顿量变为

$$\begin{aligned}
 H'' = & \frac{\hbar \lambda}{4} \sum_j (a_j^+ a_j^+ + a_j a_j + 2a_j^+ a_j + 1) - \frac{\hbar}{m^*} \sum_j \sum_{\vec{q}} \left[\left(\frac{m^* \hbar \lambda}{2} \right)^{1/2} \vec{q} (a_j + a_j^+) \times \right. \\
 & \left. (b_{\vec{q}}^+ + f_{\vec{q}}^+) (b_{\vec{q}} + f_{\vec{q}}) \right] + \frac{\hbar^2}{2m^*} \sum_{\vec{q} \neq \vec{q}'} \vec{q} \cdot \vec{q}' (b_{\vec{q}}^+ + f_{\vec{q}}^+) (b_{\vec{q}}' + f_{\vec{q}'}^+) (b_{\vec{q}} + f_{\vec{q}}) (b_{\vec{q}'} + f_{\vec{q}'}) + \\
 & \sum_{\vec{q}} \left(\frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} + \hbar \omega_{LO} \right) (b_{\vec{q}}^+ + f_{\vec{q}}^+) (b_{\vec{q}} + f_{\vec{q}}) + \frac{\hbar \omega_0^2}{4\lambda} \sum_j (2a_j^+ a_j + 1 - a_j^+ a_j^+ - a_j a_j) \\
 & + \sum_{\vec{q}} [V_{\vec{q}} (b_{\vec{q}} + f_{\vec{q}}) + V_{\vec{q}}^* (b_{\vec{q}}^+ + f_{\vec{q}}^+)] \quad (1.9)
 \end{aligned}$$

令基态波函数为

$$|\psi\rangle = |\phi(z)\rangle |0_{\vec{q}}\rangle |0_j\rangle \quad (1.10)$$

$\phi(z)$ 为电子 z 方向波函数, 满足 $\langle \phi(z) | \phi(z) \rangle = 1$, $|0_q\rangle$ 为无微扰零声子态, $|0_j\rangle$ 为极化子基态, 分别由 $b_q|0_q\rangle = 0$, $b_j|0_j\rangle = 0$ 确定。式 (1.9) 对 $|\psi\rangle$ 的久期值 $F(\lambda, f_q) \equiv \langle \psi | H'' | \psi \rangle$, $F(\lambda, f_q)$ 对 λ, f_q 的变分极值给出量子点中弱耦合极化子的基态能量上限 E_0 。

$$E_0 = \min F(\lambda, f_q) \quad (1.11)$$

式 (1.9) 代入 $F(\lambda, f_q)$, 得

$$F(\lambda, f_q) = \frac{\hbar\lambda}{2} + \frac{\hbar\omega_0^2}{2\lambda} + \sum_q \left(\frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} + \hbar\omega_{LO} \right) |f_q|^2 + \sum_q (V_q f_q + V_q^* f_q^*) \quad (1.12)$$

利用变分法, 得

$$f_q = - \frac{V_q^*}{\hbar\omega_{LO} + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*}} \quad (1.13)$$

$$\lambda = \omega_0 \quad (1.14)$$

将式 (1.13), 式 (1.14) 代入式 (1.12), 并求和变积分, 得

$$E_0 = \frac{\hbar^2}{m^* l_0^2} - \alpha \hbar\omega_{LO} \quad (1.15)$$

式中, $l_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{m^* \omega_0}}$ 为有效束缚强度, 取通常极化单位 ($\hbar = 2m^* = \omega_{LO} =$

1), 基态能量变为

$$E_0 = \frac{2}{l_0^2} - \alpha \quad (1.16)$$

量子点中极化子的束缚能为

$$|E_b| = \frac{2}{l_0^2} \quad (1.17)$$

2. 数值结果和讨论

在电子—体纵光学声子弱耦合情况下, 抛物量子点中极化子基态能量 E_0 由式 (1.16) 给出, 可以看出抛物量子点中弱耦合极化子的基态能量比