

耦合量子阱中激子凝聚的研究进展*

刘承师^{1,2,†} 向涛^{1,2}

(1 中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

(2 中国科学院交叉学科理论研究中心 北京 100080)

摘要 近年来,半导体量子阱中激子的玻色-爱因斯坦凝聚研究取得了很大进展.实验上利用耦合量子阱间接激子中电子和空穴在空间上的分离,显著提高了激子的冷却速度和寿命,成功地把激子冷却到 1K 以下,观察到了激子的准凝聚状态,并且在强激光照射下,发现了随光照强度增强而增大的激子发光环和环上形成的有规则斑点图案,引起了广泛的兴趣和重视.理论研究表明,发光环的出现是电子和空穴在量子阱中的反常输运行为造成的,但环上形成规则斑点的物理机理目前尚不清楚.文章介绍了这方面的实验背景和形成激子环的物理图像,指出了理论研究中存在的问题,并对解决问题的方案进行了讨论.

关键词 激子,耦合量子阱,玻色-爱因斯坦凝聚

Progress in the study of exciton condensation in coupled quantum wells

LIU Cheng-Shi^{1,2,†} XIANG Tao^{1,2}

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

(2 Interdisciplinary Center of Theoretical Studies, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract Investigations on the Bose-Einstein condensation of excitons in semiconducting quantum wells have made great progress in recent years. In particular, the lifetime of indirect excitons has been dramatically improved by more than two orders of magnitudes by making use of the spatial separation of electrons and holes that form excitons in coupled quantum wells. This allows the excitons to be cooled down below 1K and the condensation or highly degenerate states of excitons to be realized experimentally. More recently, great attention has been attracted by the surprising observation of a photoluminescent ring of excitons, whose radius increases with increasing excitation power, and the fragmentation of this ring with a periodic pattern around a strong laser spot. It is now understood that the photoluminescence ring results from the extraordinary diffusion of electrons and holes in the coupled quantum wells. However, the mechanism leading to the formation of fragmented periodic patterns on the ring is still a puzzle. This paper gives a brief introduction to this field, with emphasis on the experimental facts and physical picture underlying the formation of these photoluminescent exciton rings. Existing problems in the theory and future directions for investigation are discussed.

Key words exciton, coupled quantum wells, Bose-Einstein condensation

1 引言

半导体中带负电的电子和带正电的空穴通过库仑相互作用形成的束缚对称称为激子,是和氢原子相似的一种准粒子,可通过光场激发、电子-空穴注入等方法产生.激子是一种具有弱排斥相互作用的玻色准粒子,有一定寿命,复合可发出光子.三十多年

前,Keldysh 和 Kozlov^[1]通过理论分析预言,在合适的条件下,低密度的激子可以形成玻色-爱因斯坦凝聚体.

对于密度为 n 、粒子质量为 m 的各向同性玻色

* 国家自然科学基金(批准号 10347149)资助项目

2004-03-30 收到初稿 2004-06-01 修回

† 通讯联系人. E-mail: cslu@itp.ac.cn

子体系 根据简单的量纲分析,体系的特征能量为 $\hbar^2 n^{2/3}/m$,反映粒子由于具有波动性所固有的最小能量,要实现玻色-爱因斯坦凝聚,这个固有能量必须低于热涨落为 $k_B T$, k_B 为玻尔兹曼常数,所以可估计玻色-爱因斯坦凝聚转变温度 T_c 与 m 和 n 的关系^[2]:

$$T_c = C \frac{\hbar^2 n^{2/3}}{mk_B}. \quad (1)$$

(1)式表明,仅考虑粒子质量 m 和密度 n 这两个因素,选择质量小的粒子并提高其密度对实现玻色-爱因斯坦凝聚是有利的.半导体中激子的有效质量比较小,很多情况下甚至比自由电子的质量还小,所以在相同密度条件下,激子凝聚可以在比原子的玻色-爱因斯坦凝聚转变温度高得多的温度发生,相变温度可达到 1K 的量级,使用液氮制冷就能够达到,不需要复杂的激光冷却过程,比实现原子的玻色-爱因斯坦凝聚容易得多.激子玻色-爱因斯坦凝聚的研究有重要的理论意义,稀薄激子气体的凝聚状态和原子的玻色-爱因斯坦凝聚相似,而高密度的激子凝聚状态和 BCS 超导状态相类似,所以激子的玻色-爱因斯坦凝聚研究也为我们提供了研究玻色-爱因斯坦凝聚体向 BCS 超导转变的一种新手段.另外,激子玻色-爱因斯坦凝聚体的载体是半导体量子阱,而半导体具有人工物性裁剪的特点,所以激子玻色-爱因斯坦凝聚最有希望在大功率、低功耗发光器件中得到应用;而且半导体量子阱中激子凝聚体发光已经展现出新奇的光学效应,可能在超快逻辑器件和量子计算中得到应用,所以同原子的玻色-爱因斯坦凝聚研究相比,激子的玻色-爱因斯坦凝聚有其特殊性和更为广阔的应用前景.

近年来,激子的玻色-爱因斯坦凝聚研究受到了很大重视,也取得了重要的进展.本文拟对这方面的最新进展,尤其是最近实验发现的激子发光环现象以及相关的理论解释,做一个介绍,并对理论上存在的问题进行分析和讨论,指出解决问题的可能方向.

2 激子凝聚实验研究回顾

尽管理论预言激子的凝聚转变温度较高,技术上也能利用液氮把半导体冷到 1K 以下,但要实现激子的玻色-爱因斯坦凝聚仍面临很大挑战,原因是获得低温长寿命激子很困难.实际上液氮对激子冷却是间接过程,起直接冷却作用的是半导体材料的晶格.激子刚产生时是热激子或高能激子,其温度

要远高于晶格温度,激子降温是通过和晶格发生非弹性碰撞间接完成的,这个过程称为激子弛豫,用弛豫时间来标度,弛豫时间越短冷却越快.在半导体体材料中,激子寿命很短,一般只有 3ns 左右.为使激子的温度达到晶格的温度,激子的寿命必须足够长,至少不低于激子的弛豫时间.所以实现激子的玻色-爱因斯坦凝聚有两个关键因素,一是激子有足够长的寿命,二是要有很短的冷却时间.

在过去的二十几年里,实验和理论物理学家在实现 Cu_2O 材料中的激子凝聚方面做了大量努力^[3,4].理论曾预计这种材料中激子具有很低的复合率,寿命较长,当激子密度 $n = 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 时,激子凝聚转变温度可达到 2.3K,实现激子 BEC 的条件很容易达到.但最近实验发现^[5]这种材料中激子的俄歇复合率要比预想值高出两个数量级,而且随激子密度增长速度要高于凝聚转变温度随密度的增长速度,与理论预计有很大的出入,在目前的实验条件下,激子密度还达不到玻色-爱因斯坦凝聚所需的要求.

目前激子玻色-爱因斯坦凝聚实验普遍采用如图 1 所示的半导体耦合双阱结构^[6].这种双阱结构是利用分子束外延技术,在衬底上交替生长 AlGaAs 和 GaAs 薄层形成的,其中 GaAs 是势阱层,而 AlGaAs 是势垒层.电子和空穴在量子阱平面内的运动是自由的,而在垂直方向上的运动是受限的,但在阱之间隧穿.如果将一束激光垂直照射到这个耦合量子阱,可激发出电子空穴对,在每个量子阱中产生大量激子.这些激子的电子和空穴处在同一量子阱的导带和价带能级上,称为直接激子.如果进一步在垂直平面方向加一个电压,电子和空穴向相反方向运动,隧穿使它们分别处在不同量子阱的导带和价带能级上.这种电子处在一个量子阱中,空穴处在另一个量子阱中的激子称为间接激子[图 1(b)].由于间接激子中的电子和空穴在空间上是分离的,它们之间的波函数的交叠变小,复合率也减小,从而寿命得到延长,最长可达到 100ns,有足够长的时间冷却.此外,量子阱中激子的冷却时间较短,比半导体体材料中激子冷却速度至少要快 10^3 倍,所以可望在耦合量子阱中实现激子的玻色-爱因斯坦凝聚.

虽然采用耦合量子阱结构能够使其中的激子温度降低,但要真正实现激子的玻色-爱因斯坦凝聚,根据(1)式,激子要有与转变温度相对应足够高的密度.如果采用和能量尺度相等价的空间尺度来描

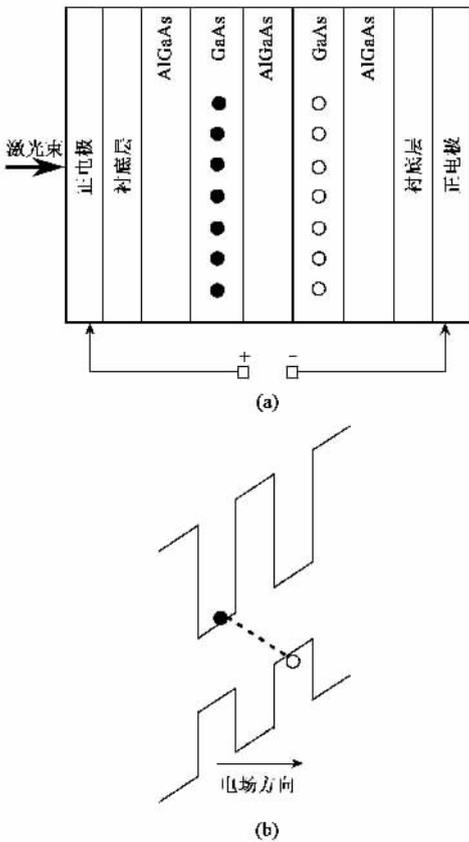


图1 半导体耦合量子阱结构(a)及能带结构(b)示意图。激光激发半导体耦合量子阱可产生电子(实心圆)空穴(空心圆)对,在外加电场作用下,电子和空穴朝相反方向运动,隧穿使电子处在一个量子阱中的导带能级上,空穴处在另一个量子阱的价带能级上,这种激子称为间接激子。

述凝聚转变,只有当激子的德布罗意波长 λ_T 可以同激子间的距离 $n^{-1/3}$ 相比拟时,激子的玻色-爱因斯坦凝聚才能发生。激子的德布罗意波长

$$\lambda_T = \left(\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

表明降低温度和选择质量小的粒子能够增大德布罗意波长,对实现玻色-爱因斯坦凝聚是有利的。提高激子密度,可采用同原子玻色-爱因斯坦凝聚实验相似的方法,把足够多的间接激子限制在一个势阱中,由于激子有往势能低处移动的倾向,从而在随机势谷底处积累高密度激子。激子的受限势越强,激子的密度越高,导致激子的玻色-爱因斯坦凝聚临界转变温度也越高。受限势阱可通过改变 z 方向局部电压大小,施加局部应力或局部加磁场等方式产生,也可以利用半导体材料中本身存在或添加的杂质、缺陷或位错等方法来产生。

势阱中的激子可以看作是一种准二维分布,理

论计算表明,如果受限势采用二维谐振子势来近似,那么激子的玻色-爱因斯坦凝聚临界转变温度则为

$$T_c = \frac{1}{k_B} \frac{\sqrt{6N}}{\pi g} \hbar\omega, \quad (3)$$

其中 $\hbar\omega$ 是谐振子的特征能量, N 是受限势阱中的激子数, g 是简并度。如果受限势采用二维方形势阱来近似,临界转变温度则是

$$T_c = \frac{4\pi\hbar^2 N}{2Mgk_B S} \frac{1}{\ln(N/g)}, \quad (4)$$

S 是方形势阱的面积, M 是激子的有效质量。

Butov^[6]等首先观察到了耦合量子阱中激子的准凝聚现象(图2)。他们采用了两种激光照射的方式来激发激子。一是“均匀激发”,把激光进行扩束,均匀照射到面积为 $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ 的样品上,但发现在一个很小区域内出现了很强的发光谱[图2(a)和(b)],局部发光强度比其他区域要高出30倍。他们认为这种现象是由于大量间接激子聚集到杂质势阱中引起的。经过分析,估计远离势阱区域间接激子的密度约为 $3 \times 10^9 \text{cm}^{-2}$,而在势阱中心处约为 10^{11}cm^{-2} 。二是“远程激发”,利用较细的激光束(光斑面积 $100 \times 200 \mu\text{m}^2$)激发样品,但使激发的位置离杂质势阱有一段距离。结果发现,即使在这样条件下,聚集在杂质势阱中的间接激子发光强度也要比光照中心区域要高出6倍[图2(c)和(d)],说明所产生的间接激子具有较长的寿命和较大的扩散系数,使它们能够漂移很长一段距离并凝聚。他们估计在杂质势阱区域激子密度约为 $2 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$,与均匀照射的值相近。这些实验重复性很好,对于相同样品,每次实验发光谱的位置和形状都保持不变。

GaAs 材料间接激子的有效质量 $M = 0.21m_0$ (m_0 是自由电子的有效质量), $g = 4$ 。如果我们假定间接激子已经达到热平衡状态并可用理想玻色子来描述,受限势为方形,那么利用(4)式就可估算出激子的玻色-爱因斯坦凝聚温度,在均匀和远程激发下分别为 $\sim 0.5\text{K}$ 和 $\sim 0.7\text{K}$ 。这样估计出的 T_c 值接近但低于实验温度 1.6K ,说明激子还没有达到玻色-爱因斯坦转变温度。不过可以肯定的是,在杂质势阱中的间接激子已经达到高度的量子简并状态。

提高照射到耦合量子阱激光强度,间接激子数量也会增加。当强度达到一定程度时,实验上不仅观测到了杂质势阱中的激子凝聚,而且观察到由于激子相互作用所导致的一种奇特宏观量子现象,如图3所示,Butov等^[7]发现围绕激发点出现了两个同心发光环:内环发光较强,位于激光斑的边缘;外

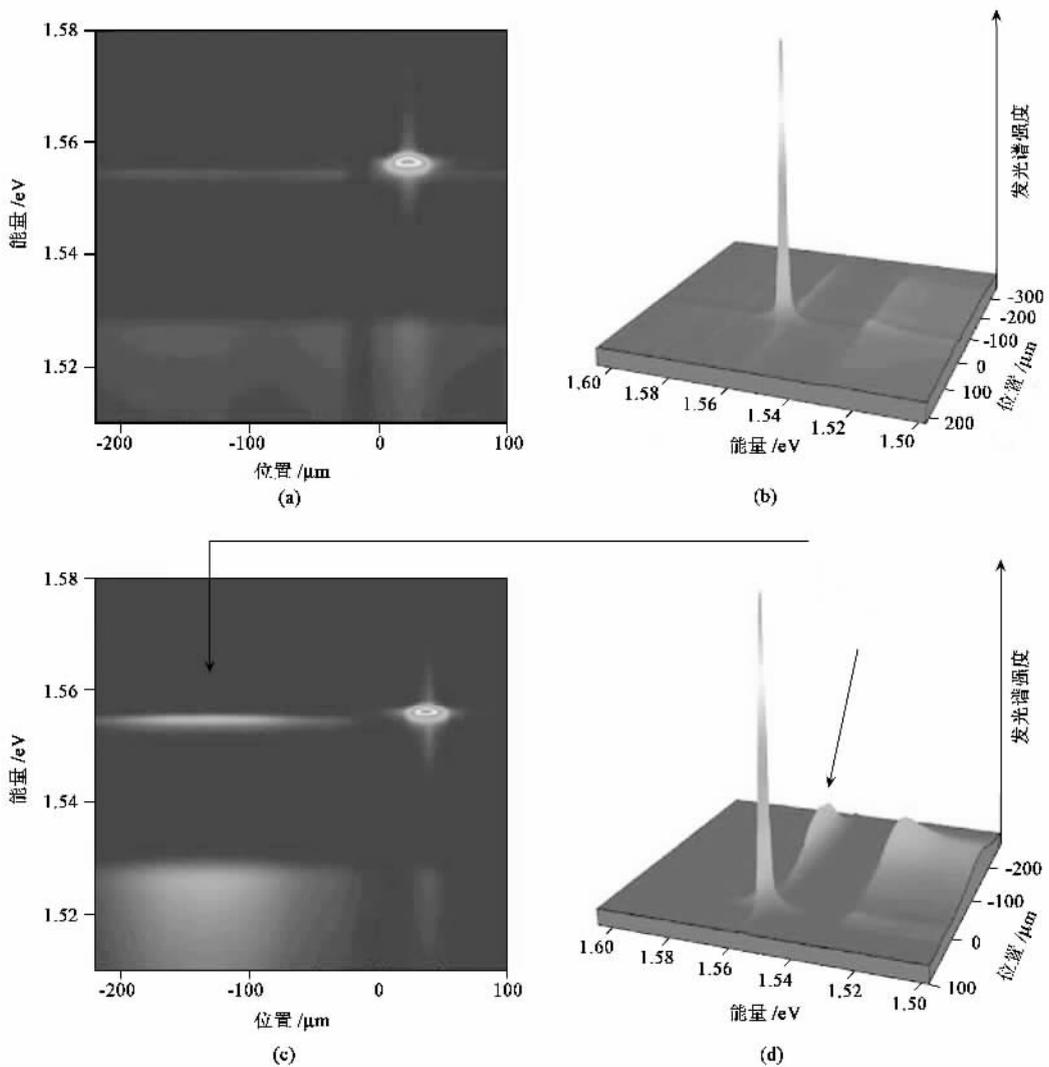


图2 间接激子发光谱,峰的高度表示发光强度,水平二方向分别是能量和平面坐标。 x (实验温度 $T=1.6\text{K}$,间接激子发光谱的峰值对应的能量大约是 1.555eV ,附近另外较宽的发光谱来自体材料($n^+-\text{GaAs}$)的发光,发光谱的峰值对应的能量大约是 1.53eV);(a)和(b)为均匀激发,(c)和(d)为远程激发

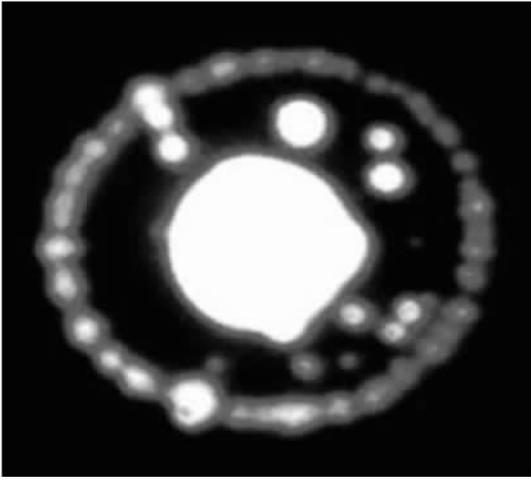
环较弱,环上周期分布着一系列斑点。外环的半径随着激发强度的增加而增加,但环上斑点的数目与环的半径之比基本不随光强而变,说明外环上相邻斑点之间的距离基本保持不变。他们还发现,外环发光谱的频率单一,半宽度很窄,为 1.3meV ,来自单一的间接激子发光。内外环之间为暗区域,但存在一些由无序受限势所导致的发光斑点。在同一样品中,这种斑点的位置不随外界因素而改变。提高实验温度,发光环的对比度下降,但只要激发强度足够大,温度达到 100K 激子环依然能够出现。Snook 等^[8]也独立发现了的这些现象。

激子发光环的实验结果揭示了半导体量子阱中电子和空穴输运及其相干的内禀特征和复杂性,为研究高密度激子(电子和空穴)之间的相互作用提

供了重要实验依据。有两个问题是目前大家最感兴趣的:一是为什么会出现激子发光的双环结构;二是外环上为什么会出现有规则的发光斑点。第一个问题目前已有一些初步的理论解释,建立了形成激子发光环的基本物理图像。但发光外环上为什么会形成有规则的斑点图案目前还很不清楚,需要进一步的理论和实验的研究。下面我们分别对这两方面的进展做些介绍,并谈一下我们对这些问题的想法或思路,希望对感兴趣并在这方面做工作的人能有所启发。

3 激子发光环形成的物理机制

要理解激子发光双环和环之间不发光暗区域形成的物理机理,我们首先要了解激光激发的电子与

图3 间接激子发光环^[7]

空穴在半导体量子阱中扩散、冷却以及复合发光的基本过程和性质。

当一束激光照射到半导体量子阱上时,可将电子从价带激发到导带,在价带留下带正电的空穴。量子阱中的电子和空穴在 z 方向受限,所以有分立的能级 E_{n_e} 和 E_{n_h} 和波函数 φ_{n_e} 和 φ_{n_h} , n_e 或 n_h 越小,能量越低。电子和空穴在平面方向上不受限,所以他们具有连续能量,其波函数是平面波。激子通过这些电子和空穴的复合发光,发光强度由电子和空穴波函数的重叠积分决定。当 n_e 和 n_h 相等时,波函数的重叠积分比较大;当它们不等时,波函数的重叠积分很小,可忽略不计。因此,可近似认为只有 $\Delta n = n_e - n_h = 0$ 的电子和空穴才能复合发光。另外开始时能量较高的电子和空穴,可通过和声子的非弹性散射,弛豫到低能态,导致在激光的连续激发下,电子和空穴分布在动态平衡状态下满足玻尔兹曼分布,处于分立能级基态的电子($n_e = 1$)和空穴($n_h = 1$)数最多,波函数的交叠积分最大,因此基态电子($n_e = 1$)与基态空穴($n_h = 1$)的复合几率最大,发光强度最强,在其他激发态之间复合发光强度要弱得多。

激子平面方向上自由运动对激子的发光谱也会产生影响。处于分立能级基态的激子,不仅动量为 0 的激子能够复合发光,而且具有小动量的激子也能够复合发光。这种效应使谱线均匀加宽,加宽大小由激子和声学声子相互作用决定。但也不是所有激子都能发光,实际上只有质心动量满足

$$K \leq K_0 = \hbar c \sqrt{\varepsilon} E_g \quad (5)$$

的激子才能发光,其中 E_g 是半导体的带隙, ε 是介电常数^[7]。由此可见,激子的复合概率和发光强度

是由处于分立能级基态并且质心动量小于 K_0 的激子数决定的。质心动量 $K_{\parallel} \geq K_0$ 的激子是不发光的,所以说热激子是“光学不活跃的”,这也是激子在外环上的发光单色性比较好的原因。

在强激光的照射下,照射区内聚集了大量的热电子和热空穴,一部分要结合在一起形成激子。但从前面的讨论我们知道,这些热电子和热空穴形成的热激子基本不会复合发光。不过,这些热激子要向外扩散,同时通过非弹性散射降低能量和扩散速度,最终复合发光。这可能就是发光内环产生的原因。很显然,激子的这种扩散、冷却并最终发光过程是连续的,不会导致两个发光环之间的暗区,更不太可能产生外发光环。

在半导体量子阱中,电子和空穴的有效质量不同,电子的有效质量比空穴的有效质量小,漂移速度大约是空穴漂移速度的 10—20 倍。在照射区,大量的热电子和热空穴并没有形成激子。由于这个区域内的热电子和热空穴的密度要远高于周围的区域,这些电子和空穴将向外扩散。电子的有效质量小,扩散速度快,就会在照射点周围造成空穴的相对积累,形成空穴多而电子少的所谓“电子耗尽区”。同时,考虑到系统的总电荷平衡,在远离激发点的区域必然会造成相对过剩的电子积累。热电子和热空穴在扩散过程中,同时会通过晶格或其他散射源的非弹性散射损失能量变成冷电子和冷空穴。GaAs 中空穴的散射时间比电子的散射时间要短,容易损失能量,所以空穴的冷却速度更快些,更容易损失动能,这个效应也促进了电子耗尽区的形成。在连续激光照射并达到动态平衡的情况下,冷空穴主要集中在离照射点比较近的区域,而冷电子则集中在离照射点比较远的区域。随着电子在远离照射点区域的不断积累,电子在接近这个区域时的扩散速度也会下降,甚至有可能形成反向的扩散,与向外扩散的冷空穴通过库仑吸引结合成激子,然后复合形成发光环(外环)。照射激光的强度越大,照射点附近激发的电子和空穴密度越高,电子和空穴扩散的初速度也就越大,对应的激子发光环的半径也就越大。在外光环内的区域,由于电子或空穴扩散速度不一样,而且它们也可能没有被完全冷却,即使形成激子,也不能复合发光。因此,在发光环内存在不发光的暗区。

上面的讨论给出了产生激子发光双环的一种可能物理图像,将内环主要归因于激子的扩散、冷却和复合发光过程,而将外环归因于热电子和热空穴的扩散、冷却、形成激子之后的复合发光过程,基本能

够比较自然地解释存在激子发光双环和暗区以及外发光环半径随激发光强增加而增加实验现象. 最近, Butov^[9]和 Rapaport^[10]等在此图像的基础上对量子阱中热电子和热空穴的扩散和复合过程做了定量的数值模拟, 取得了和实验基本一致的结果, 对这种物理图像是一个很强的支持.

他们假设热电子和热空穴的产生是快过程, 而系统的动力学性质是由慢过程决定的, 所以激子环的产生过程可以用冷电子和冷空穴的扩散和复合来刻画. 近似来说, 电子密度 n 和空穴密度 p 的运动满足如下反应扩散方程:

$$\dot{n} = D\Delta n - wnp + K(r), \quad (6)$$

$$\dot{p} = D'\Delta p - wnp + J(r). \quad (7)$$

(6)和(7)式右边第一项表示电子和空穴的扩散, 扩散系数分别为 D 和 D' ; 第二项表示电子和空穴的复合过程, 复合率为 w . 第三项表示冷电子和冷空穴产生的速率, 冷空穴的源在照射斑点处, $J(r) = P_{ex} \chi(r) \chi P_{ex}$ (是与照射光强成正比的量), 冷电子的源 $K(r)$ 则分布在平面, 由向外扩散和向内的反向扩散两种电流决定. 通过求解这组方程, 他们发现在一定的参数范围内, 空穴密度随着偏离照射点距离的增加而下降, 而电子则主要分布在远离照射点的区域, 密度离照射点越近越小. 在外发光环上, 电子密度和空穴密度的乘积最大, 因此形成激子复合发光的几率也最大.

为了进一步验证上面的外发光环形成机制, Butov 等还进行了双激子环实验. 他们将两束强激光垂直照射到耦合双量子阱上, 产生两个激子发光环. 当两个激子环距离较远时, 环之间没有相互作用, 基本可看成是独立的. 随着它们之间距离的靠近, 两环产生相互影响, 环的形状发生变化. 当它们之间的距离更近时, 两个环发生融合, 成为一个连通的环. 他们同样对这个过程用前面的扩散反应方程进行了数值模拟, 发现和实验结果很好的吻合, 说明理论分析的确抓住了问题的一些关键点.

4 发光环上斑点图案形成的物理原因

激子发光环上为什么会形成有规则的斑点图案是一个具有挑战性的问题, 是一种量子干涉现象, 还是由于电子与空穴或激子间的相互作用造成的, 目前尚不清楚, 需要有更多更定量的理论和实验分析来做判断. 但斑点的出现, 说明激子在发光环上的分布是不均匀的. 这种不均匀性, 不是由于光激发造成的, 因为内环发光并没有出现这种斑点或明显的

均匀倾向. 有规则的斑点也不可能是准一维玻色-爱因斯坦凝聚体中发现的所谓“孤子串”^[12], 这是因为玻色-爱因斯坦凝聚中的孤子串只有在合适的初始条件下才能出现, 而激子发光环上的斑点即使在凝聚温度之上也会出现.

不均匀性通常是两种排斥效应相互竞争的结果. 如果我们假设冷电子和冷空穴在发光环周围结合形成激子的初始密度是均匀的, 那么要出现实验观察的现象, 在密度较低时激子之间必然存在着某种吸引相互作用, 造成激子的不均匀分布. 激子的动能以及激子之间的碰撞或排斥与吸引作用的效果是相反的, 都是要使得激子的密度分布尽可能地均匀. 因此, 如果激子之间只存在排斥相互作用, 出现有规则发光斑点的可能性是很小的.

那么激子之间是否可能存在吸引的相互作用? 在高密度情况下, 一般认为这种可能性不大, 但在低密度情况下, 这种可能性是存在的. 当两个激子相距很远时, 每个激子可看成一个偶极子, 当两个偶极子方向平行且与连接两个激子的矢量 r 成一夹角 θ 时, 两个激子之间的相互作用正比于 $U \propto (1 - 3\cos^2\theta)/r^3$. 很显然, 当激子的方向垂直于 r 时, $\theta = \pi/2$, 激子之间的相互作用是排斥的; 但当激子的极化方向发生改变, 使得 $1 - 3\cos^2\theta < 0$ 时, 激子的相互作用将由排斥转向吸引(图4). 当激子密度比较小时, 激子极化方向与 r 取大夹角和小夹角可能性都存在, 但只要是小夹角, 这些激子之间就要相互吸引, 造成密度的不均匀性. 但这种不均匀性不可能无限扩大, 一是激子具有动能, 要造成激子的扩散; 二是当激子密度较大时, 激子极化方向取大 θ 夹角的可能性大些, 甚至接近 $\pi/2$, 激子之间的相互作用主要是排斥的. 当然, 激子之间的实际相互作用比这要复杂得多, 要正确描述激子的动力学行为, 更为缜密定量的研究无疑是需要的.

激子发光环是在温度较低、密度较大时形成的, 所以即使激子的玻色-爱因斯坦凝聚状态没有达到, 高度简并状态也已经达到, 此时激子的波动性比较明显. 如果激子之间的相互作用在密度比较低的时候的确是吸引的(或平均而言是吸引的), 那么, 借鉴原子的玻色-爱因斯坦凝聚理论, 我们就可以用 s 波散射的 Gross-Pitaevskii 方程对激子发光环上斑点的形成过程做一些唯象的描述. 开始激子环密度较低, 激子之间相互吸引, 要导致局部密度增大, 形成一些激子聚集堆. 当每堆的密度达到一定的程度时, 排斥相互作用将起主要作用, 要阻止密度的

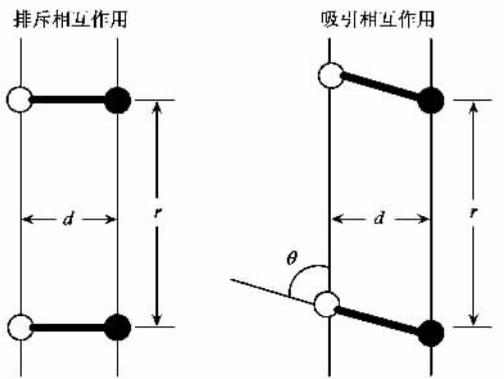


图4 耦合双量子阱中间接激子之间相互作用示意图, 空心圆表示空穴, 实心圆表示电子, 两平行细直线表示双量子阱^[7]

进一步扩大。此外, 密度增大, 激子的动能或碰撞也增大, 这不利于密度的扩大。这样, 在动态平衡状态下, 就导致了有规则的发光斑点的出现。

激子之间出现吸引相互作用也可直接从考虑电子与空穴相互作用的角度出发来做分析。Yang 等^[13]最近在处理电子与空穴相互作用的平均场理论基础, 假设电子和空穴之间存在接触吸引相互作用并且激子处于凝聚状态, 推导了激子序参量所满足的非线性 Gross - Pitaevskii 方程。在低密度的情况下, 激子之间的相互作用按密度的幂次作展开。他们发现近似到激子密度的平方项, 激子之间的相互作用是排斥的, 但近似到激子密度的三次方项, 激子之间的相互作用就由排斥变成了吸引。当然, 为了保持系统的稳定, 激子密度的更高次方项是排斥的。因此, 他们认为要描述在量子阱中的行为, 必须考虑激子密度的高幂次项的非线性修正。他们通过虚时间演化方法求解了非线性 Gross - Pitaevskii 方程, 得到方程的基态解, 的确发现激子密度分布是非均匀的。但他们的解对无序势依赖很强, 对动能的贡献也考虑不足, 和实验不一定能真正对应起来。此外, 激子发光环在合适的条件下, 在远高于激子凝聚的温度时都能存在, 是这个理论所不能解释的。

当然, 冷空穴和冷电子在发光环周围形成激子的初始状态可能就不是均匀的。造成这种不均匀性的一种可能性是电子与空穴的相互作用, 它使得电子和空穴在扩散的过程中就出现有规则的密度涨落, 最终导致发光环上斑点的出现。但如何处理这些有相互作用的电子和空穴的运动行为目前还不是很清楚。

5 结束语

本文回顾了耦合量子阱中激子玻色 - 爱因斯坦凝聚近年来的研究进展, 介绍了耦合量子阱中间接激子凝聚的实验证据, 以及实验上发现的激子发光环和环上出现的有规则发光斑点等宏观量子现象, 讨论了产生发光环和发光斑点的可能原因和理论解释, 并指出了存在的问题和可能进一步研究的方向。尽管目前还没有实现真正意义上的激子玻色 - 爱因斯坦凝聚, 但激子的高度简并状态已经达到, 而且实验上所发展的技术也为实现半导体中激子凝聚铺平了道路。激子发光环的实验结果不仅反映了激子的反常输运行为, 而且也揭示了激子之间复杂的相互作用, 尽管目前还没有一致的理论解释, 但为进一步研究激子的非线性光学特征提供了有用的信息。耦合量子阱中激子凝聚的研究丰富了玻色 - 爱因斯坦凝聚理论研究的内容, 无疑是一个重要的基础研究方向。此外, 同原子或分子相比, 激子的玻色 - 爱因斯坦凝聚温度要高得多, 这方面的研究在玻色 - 爱因斯坦凝聚体应用方面也具有很强的指导意义。

致谢 感谢于涑院士、苏肇冰院士、罗洪刚博士等富有启发性的讨论和建议。

参考文献

- [1] Keldysh L V, Kozlov A N. Zh. Eksp. Teor. Fiz. , 1968 , 54 : 978 Sov. Phys. JETP , 1968 , 27 : 521
- [2] Pethick C J, Smith H. Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases. UK : Cambridge University Press , 2002 , 4. Sov. Phys. JETP , 1968 , 27 : 521
- [3] Snoke D W, Wolfe J P, Mysyrowicz A. Phys. Rev. Lett. , 1987 , 59 : 827
- [4] Lin J L, Wolfe J P. Phys. Rev. Lett. , 1993 , 71 : 1222
- [5] O'Hara K E, Suilleabhain L O, Wolfe J P. Phys. Rev. B , 1999 , 60 : 10565
- [6] Butov L V, Lai C W, Ivanov A L *et al.* Nature , 2002 , 417 : 47
- [7] Butov L V, Gossard A C, Chemla D S. Nature , 2002 , 418 : 751
- [8] Snoke D, Denev S, Liu Y *et al.* Nature , 2002 , 418 : 754
- [9] Butov L V, Levitov L S, Mintsev A V *et al.* condmat/0308117
- [10] Rapaport R, Chen G, Snoke D *et al.* condmat/0308150
- [11] Feldmann J, Peter G, Gobel E O *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1987 , 59 : 2337
- [12] Strecker K E, Partridge G B, Truscott A G *et al.* Nature , 2002 , 417 : 150
- [13] Yang S R E, Park Q H, Yeo J. condmat/0312354