

仪已成商品。550兆赫左右的超导核磁共振波谱仪正在研制。最近得知,美国600兆赫超导核磁共振波谱仪研制成功。(所用超导磁体达到14.1万高斯)在这些波谱仪上,磁场部分都采用了超导磁体装置。这一技术的成功,对生物大分子物质结构的分析都将有重大革新式的发展。

由于现在几乎全部的超导磁体都要在液氮(4.2K)温度下工作。因此大大阻碍了人们更加广泛应用它的可能。如果将来人们能寻找出高温超导体(在液氮温度77.3K以上)并能制成实用的线材或带材,那么它的应用将引起电工方面的革命是毫无疑问的了。

本文所谈到的一些工作经验都是物理所五室和长沙矿冶所参加磁体工作的同志们集体努力的结果。李世恕等同志曾提过很好的建议。杨油然同志提出了保持力矩不变的具体方法。在此一并致谢。

参 考 文 献

- [1] M. D. Sauzade, S. K. Kan, *Advances in electronics and electron physics*, 34(1973), 1—55.
- [2] D. B. Montgomery, *Solenoid magnet design*, (1969).
- [3] 野口昭夫, *低温工学*, 11-6 (1976), 1—11.
- [4] 焦正宽等编译, *超导电技术及其应用*, (1974):
- [5] J. E. C. Williams, *Superconductivity and its Applications*, (1970), 47—136.
- [6] H. Brechna, *Superconducting Magnet Systems*, (1973).
- [7] H. R. Hart, *Proc. 1968 BNL Summer Study Part*, 11(1968), 571.
- [8] P. F. Chester, *Rep. Progr. Phys.*, XXX/11 (1967), 561.
- [9] H. C. Schindler, *Cryogenics*, 10(1970), 58.

电 子-空 穴 液 滴

韩 全 生

(中国科学院物理研究所)

空气中的水汽可以凝聚成水滴,这是我们常见的物质相变现象。有趣的是,近年来发现,半导体中的电子和空穴,在一定的条件下也有类似的相转变,形成所谓的电子-空穴液滴。

我们可用图1形象地表示半导体中电子-空穴系统相变过程中的能量变化。随着激发(如光照射、电子轰击、电注入等)强度的增大,半导体中非平衡载流子(电子和空穴)增多,在适当的温度下(例如对于Ge,约

相互作用就有可能导致形成激子分子(或称双激子)。当激发强度进一步增加,在足够低的温度下(例如对于Ge,大约在10K之下),这种类似于气相状态的激子(或激子分子)就会凝聚成具有一定密度的电子-空穴液。在这种液中,不再是一个电子和一个空穴相互束缚成一个激子,而是电子和空穴都可以自由移动,各自作为一个整体而相互有一定的作用,其中每一对电子和空穴的平均束缚能大于自由激子的束缚能。

通过对典型半导体锗和硅的研究,已经确证^[1],这种电子-空穴液在晶体中成微滴状态存在,滴的大小从几 μ 到几百 μ ,以至超过1mm;它能像金属液一样可以导电;滴可以通过辐射复合而衰变,寿命从几十 μ s到几百 μ s;它可以通过晶格而自由移动,晶格中的应力梯度、激子密度梯度等会使它受力而加速,速度可达到声速;一定大小的滴具有确定的表面能;滴的大小、形状、运动和分布等对压力、磁场、电场以及超声波等外界作用很敏感。我们可以把这种电子-空穴的凝聚相看作物质的新的态,它不仅

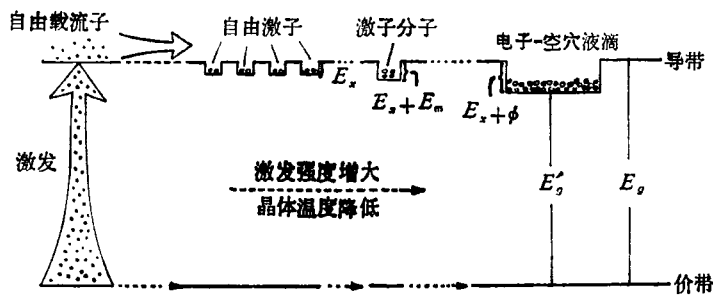


图1 电子-空穴能态示意图

E_x 是自由激子束缚能, $E_x + E_m$ 激子分子束缚能, $E_x + \phi$ 液中一对电子和空穴的束缚能。电子和空穴应分别处于导带和价带,这里考虑的是电子-空穴对的能量,一并由导带表示出来

10—70K),一个电子和一个空穴由于库仑相互作用而迅速形成一个弱的类似氢原子的束缚态,即所谓自由激子。由于激子密度的增大,激子之间吸引的共价相

给物理学的有关的基础研究提供了一个新的阵地,而且也给固体电子功能的应用展开了新的前景。

一、电子-空穴凝聚相的形成

1. 实验观察

在半导体锗和硅中,电子-空穴液滴的形成已从多方面的实验观察到。图2综合表示出几种通常的实验手段。

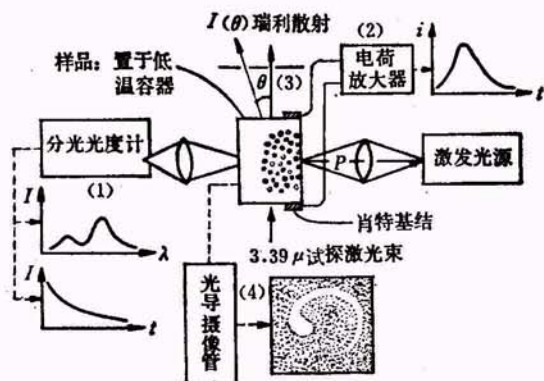


图2 观察电子-空穴液滴的几种常用的实验

最早的实验是观察低温强激发下半导体的发光光谱。实验原理如图中的第(1)部分所示。实验发现,当样品温度低于某个临界值 T_c 、激发强度达到一定的阈值 P_{th} 时,半导体的发光谱中在自由激子特征谱线的低能一边出现一个新的谱带。这种新的谱带随着温度下降而迅速增长,而激子特征谱却随着温度的下降迅速减弱。例如,从图3中可以清楚地看出,纯锗的光致发光谱在 $T = 2.78K$ 时,主要观察到的是激子线(A线: $714 meV$),而在 $T = 2.52K$ 时,出现的新的辐射谱 I_{709} (B线: $709 meV$)与激子线 I_{714} 已相差不多,到了 $T = 2.32K$ 时, I_{709} 已占了绝对优势。

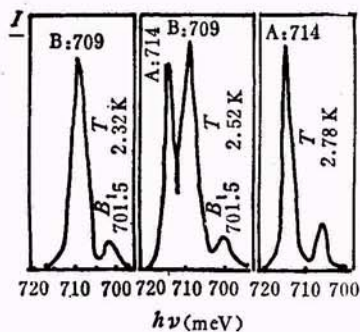


图3 纯 Ge 在不同的低温下水银弧光稳定激发的发光谱

自由激子特征谱低能一边出现新的辐射谱带,只是给人们一个信息,说明半导体中可能有新的电子能态。但并不足以说明这种新的电子态就是自由激子向电子-空穴液的凝聚,更不能说明它们形成了液滴。一个证明凝聚相宏观特征的重要实验是半导体结脉冲电

流的观测。如图2中的第(2)部分所示,低温下的样品受到光激发后,如果形成了电子-空穴液滴,当它运动到结区(或是合金的 p-n 结,或是金属与半导体的肖特基结),由于结附近存在高电场作用而立即解离,因而产生一电流脉冲。将这个脉冲对时间积分就可以得出液滴中包含的电子-空穴对的数目 N 。如果液滴中 $N \sim 10^8$,就能产生一个 $\Delta Q \sim 10^{-11}C$ 的电荷脉冲,它很容易在示波器上显示出来。图4是 Ge 的 p-n 结在 $2K$ 温度下于 50Ω 的负载上检测到的电流脉冲。如果同时做发光光谱的观察,只有在电子-空穴液的特征谱出现之后才可能观察到这种光生脉冲信号。这就有力地说明了电子-空穴液滴的存在。

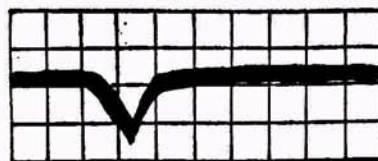


图4 电子-空穴液滴解离时的电流脉冲示波显示

光散射实验可以进一步确证电子-空穴液滴的存在,并检测这种滴的大小和分布。实验原理如图2的第(3)部分所示。用 3.39μ 的激光作为试探束(它可以穿透样品),在样品的背面测量散射光的角分布 $I(\theta)$ 。在样品未受激发时,只观察到 3.39μ 的透射光而无散射,加上激发之后,在观察到滴发光特征谱的同时,也就可以观察到 3.39μ 的瑞利散射光。测量样品不同位置的散射可以大致确定电子-空穴液滴的分布情况。由散射光的角分布 $I(\theta)$ 可以求出散射体——电子-空穴液滴的半径 R 。由 Ge 的散射求出的 R 约 $2-10\mu$ 。

最直接的观察就是通过红外光导摄像将滴发光的像直接拍摄下来,对样品局部加压,在晶体内造成势阱可以形成单个大的液滴(这在后面论述),图5就是这种单个大滴的照片。

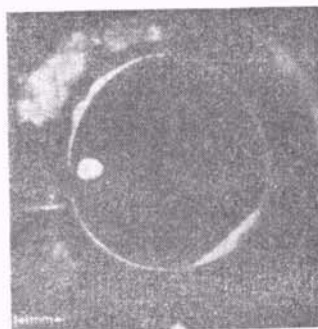


图5 Ge 中单个大滴的红外摄像。Ge 样品是 $4mm$ 的圆盘,图中灰白圆环是样品边缘对滴发光的散射,滴的位置接近样品的加压点

2. 液相基态能

由电子-空穴液的复合辐射谱在激子特征谱的低能一边可知,液滴中的电子-空穴是处在更低的势能态,即它们比自由激子具有更大的束缚能,因而相对于自由激子是一个稳定态。

液相中每对电子-空穴的平均基态能量是研究电子-空穴系统相变的一个重要参数,它决定了液相的凝聚能,即相对于自由激子的束缚能,标志着液相的稳定程度。理论考虑的出发点是假定构成液相的是电子-空穴等离子体,它可以看作一种金属。这样,问题就类似于钠一类金属内聚能的计算,只是空穴要比 Na^+ 简单。于是,基态能可以表示为动能 E_k 、交换能 E_{ex} 和相干能 E_{co} 之和

$$E_G(n) = E_k + E_{ex} + E_{co}, \quad (1)$$

E_k 是正值,它由系统的费米能决定,与 $n^{2/3}$ (n 是粒子密度)成比例。 E_{ex} 和 E_{co} 均起因于电子和空穴的库仑相互作用,因而都是负值,正是由它们构成了液相中粒子的束缚。 E_{ex} 与 $n^{1/3}$ 成比例,而 E_{co} 与 n 的关系较弱。各种计算方法,结果虽有出入,但一致的结论是,半导体材料能带结构的各向异性性和简并都使液中电子-空穴的束缚能增大,从而使液相趋于稳定。

考虑到 n 与粒子间距 r 的关系 $n^{-1} = \frac{4}{3}\pi r^3$,以 r

为变量,图 6 给出了锗的液相基态能曲线。三条曲线分别针对三种不同情况计算得出:(a) 是对能带做了最简单的假定,即认为能带结构各向同性、非简并, $m_e = m_h$ 。这时曲线几乎没有极小值,即液相不能形

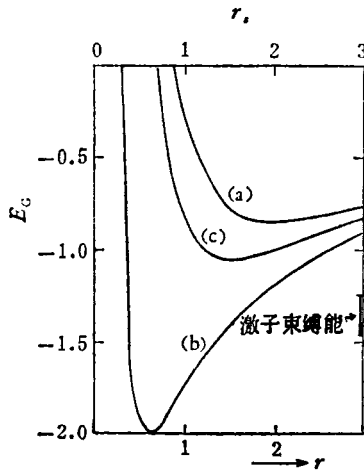


图 6 Ge 的液滴中电子-空穴基态能随粒子间距 r 的变化。 r 和 E_G 分别以自由激子的玻尔半径 a_0 (对于 Ge, $a_0 \sim 115 \text{ \AA}$) 和黎德堡能 E_x^R (对于 Ge, $E_x^R \sim 2.65 \text{ meV}$) 为单位。右边箭头所指是 Ge 的自由激子束缚能的实验值范围

成;(b) 是考虑了能带的具体结构做了适当的近似的计算结果,它有一个极小值: $E_G^0 = -2$ (即 -5.3 meV)、 $r_m = 0.63$ (相应的 $n \sim 1.8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)。锗的自由激子束缚能为 $E_x = 3.6 \text{ meV}$, 因此液相凝聚能 $\phi = 1.7 \text{ meV}$; (c) 是沿 $\langle 111 \rangle$ 方向对样品加压的情况下计算的结果。由于这种压力使得材料的能带结构的简并度下降以至消失,从而使液相束缚能减小。

实验测量液相束缚能 ϕ 的方法很多,对锗、硅以及锗硅合金的测量大致有如下结果:

Ge: $1.2 \sim 2 \text{ meV}$; Si: 5.6 meV ; $\text{Ge}_{0.85}\text{Si}_{0.15}$: 3 meV 。

3. 电子-空穴液的复合辐射

液相形成的重要标志之一就是液中电子和空穴的复合辐射。根据上述模型,这种复合辐射是带到带之间的跃迁。对于间接带材料,由于动量守恒的要求,复合过程必须伴有声子发射。

由电子-空穴液特征谱轮廓的研究,发现液发光光谱带的轮廓几乎与激发强度无关,可以用导带电子和价带空穴的能量分布的褶积积分来描述。已知导带中的电子和价带中的空穴遵从费米-狄拉克分布,两个能带的态密度 $\propto E^{1/2}$ 。如果认为各能态间跃迁几率相同,则对于伴射声子 E^{ph} 的谱特征谱带为

$$I_B^{ph}(h\nu) \propto \int_0^{h\nu} E^{1/2} (h\nu' - E)^{1/2} \frac{1}{1 + e^{(E - E_F)/kT}} \cdot \frac{1}{1 + e^{(h\nu' - E - F_e)/kT}} dE, \quad (2)$$

各个能量符号的意义如图 7 所示。其中

$$h\nu' = h\nu - E_g + E_x + \phi + F + E^{ph}.$$

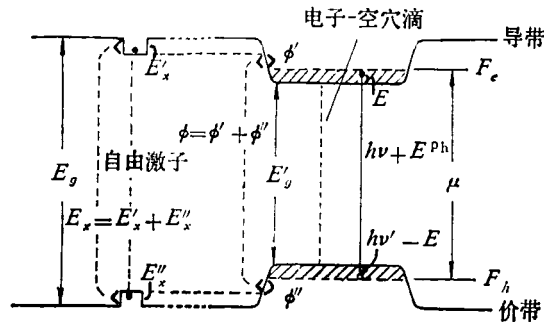


图 7 半导体中自由激子和电子-空穴液滴能级的空间示意图

从 (2) 中可以看出电子和空穴费米能 F_e 和 F_h 是决定谱带能量的参数,而 F_e 和 F_h 决定于系统中的粒子密度 n , 因此,以 n 为参数可以调整它的数值使得谱线轮廓的计算值与实验值最好地一致。这样可以定出凝聚相中电子-空穴对的密度。对于各种间接带材料实验结果所进行的分析说明这一方法是很有效的。

图 8 是 Ge 的电子-空穴液伴射 LA 声子 ($E^{LA} = 27.5 \text{ meV}$) 的特征谱 (B 线)。这里作为调整的参数 $n = 2.4$

$\times 10^{17} \text{cm}^{-3}$. 从图中可以看出, 理论计算值和实验测量曲线是符合得很好的。

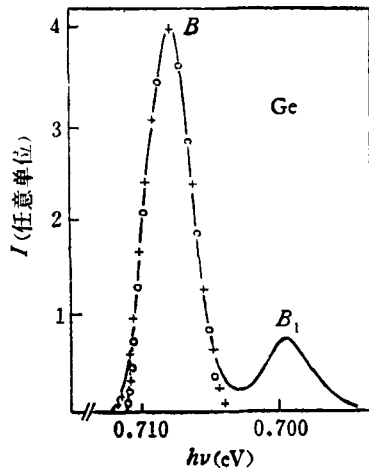


图8 Ge中电子-空穴液的伴射LA声子的特征谱(B线)的实验和理论轮廓。○和+是按(2)式计算的值
—: 实验, $T = 1.7\text{K}$; ○: 理论, $T = 0\text{K}$; +: 理论, $T = 1.7\text{K}$

4. 相图

和经典气-液相变一样, 半导体中电子-空穴系统的相变规律也可以用相图来描述。

实验发现, 对于一定的半导体材料, 凝聚相的出现具有一定的临界温度 T_c 和临界密度 n_c , 在临界点 T_c 以下不同的温度处, 调整合适的激发强度(不影响液密度大小), 通过对液发光特征谱轮廓的分析确定液密度, 做出 $n-T$ 曲线, 即可得出电子-空穴的气-液相图。图9是对 Ge 从 1.08K 到 4.25K 的液发光特征谱做了细致测量而得出的 Ge 的相图。气相分支(曲线的左半

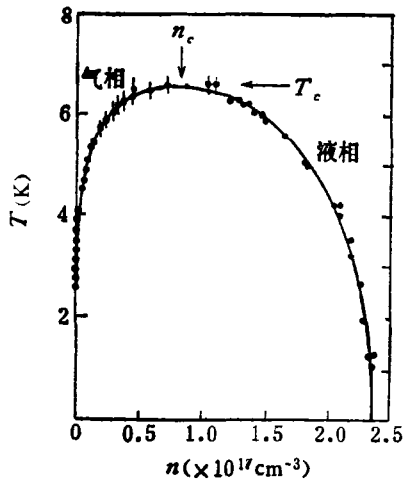


图9 Ge的电子-空穴系统气-液相图

部)的空心圆点是由不同温度下液发光的阈值测量大致估计的。从相图中可以看出:

$$T_c = (6.5 \pm 0.1)\text{K}, \quad n_c = (8 \pm 2) \times 10^{16} \text{cm}^{-3}.$$

5. 液滴的表面能和成核作用

对于一定的材料, 已知电子-空穴液的形成存在着一定的激发阈值功率 P_{th} , 且 P_{th} 随着温度的升高而增大。但经过 Ge 的 P_{th} 值的细致测量, 发现 P_{th} 并不是单值的。单调地增加激发光强测出的阈值激发功率 P_{th} 要比单调地减小激发光强测出的阈值激发功率 P_{th} 大。图10是对 Ge 的一个典型测量结果。上升激

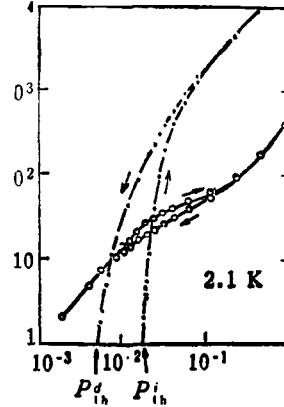


图10 Ge的电子-空穴液的激发后滞曲线。箭头表示激发功率变化方向;
● 电子-空穴滴; ○ 自由激子

发是每次从零单调地上升到确定的功率值, 下降激发是每次将激发功率增到某个过量值, 然后单调地下降到确定的功率。图中明显地表现出激发阈值的后滞现象。

图11是上升激发和下降激发两种情况下滴发光

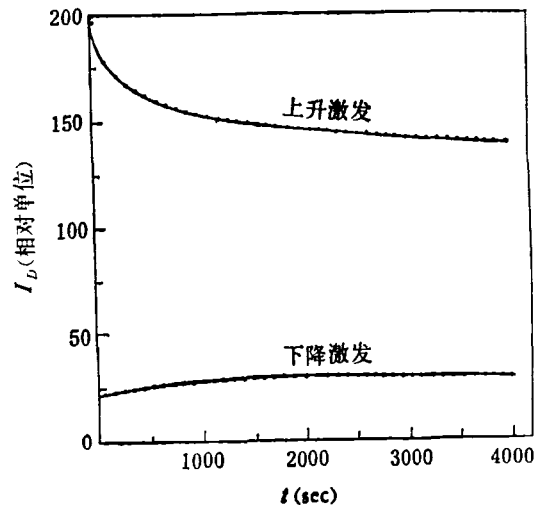


图11 上升激发和下降激发, 滴发光强度随时间的变化

随时间的变化。尽管最后的稳定激发水平都一样，但两种激发方式产生的液发光强度相差却很大，而且这种差距并不随时间很快地趋于一致。按图中的变化速率，到后滞消失即两曲线相交，需 $8 \times 10^6 \text{sec}$ 。这说明自由激子和电子-空穴滴是处在一个长时间的亚稳状态（而不是热力学的平衡状态）。也就是说，滴之间的碰撞是稀少的。否则，激发历史的作用就不会保持很久。

激发后滞现象说明，凝聚相的电子-空穴液滴具有一定的表面能。它在开始形成的过程中，要求半导体中的自由激子呈现相当程度的过饱和，以克服表面张力的作用，才能使滴顺利地成长起来。因而，上升激发的阈值要比下降激发大。

从理论上考虑^[3]，液滴成核可能有两种途径：一是通过激子气密度的涨落而成核；一是通过杂质或缺陷的中心作用而成核。不管是那种方式，成核的滴半径只有达到某个临界值 R_c 时，才可能成长为宏观的滴。否则，由于表面张力的作用就会使滴核收缩而消失。

比较 P_{th}/P_{st} 的理论值和实验值，可以求出电子-空穴滴的表面张力 σ 。对于 Ge，在 2K 之下，求出 $\sigma = (2.4 \sim 2.8) \times 10^{-7} \text{erg/cm}^2$ 。

二、电子-空穴滴的宏观性质

除了具有特征的复合辐射谱、金属性电导、一定的液密度和表面能之外，电子-空穴凝聚相作为微滴状态存在。我们再来看看它在晶体中的大小、分布、运动和带电等情况。

1. 滴的大小和分布

影响晶体中电子-空穴液滴大小的因素很多。首先，滴的大小随温度和激发强度而变。例如^[3]，在某一固定的激发 (160mW/mm^2) 条件下，温度 T 从 1.7K 变到 3.2K，Ge 中滴半径从 5.5μ 变到 10μ ；而在固定的温度 (1.8K) 下，激发功率 P 从 8 变到 300mW/mm^2 ，滴半径从 2.9μ 增到 6.5μ 。其次，滴的大小受外界因素的影响很大。例如，一个非均匀加压的晶体，滴半径可达几百 μ ，以至 1mm ；一个小的薄的 Ge 单晶，在强激发下，可为液滴全部充满。

由于电子-空穴滴的有限寿命，它在晶体中的运动距离是有限的，因此滴在晶体中的分布一般都是围绕在激发区域附近。例如，用聚焦的激光束对晶体表面的一点进行面激发，大致可以形成以激发点为圆心的半球形的滴云分布。滴云半径约为 1mm ，滴浓度从中心到边缘逐渐减小。但是，由于非均匀加压或其它原因在晶体内造成局部势阱时，液滴将迅速向势阱中会聚而形成大滴。这时，大滴的位置与激发点位置关系不大。

物理

2. 滴运动

已经指出，电子-空穴液滴可以穿越晶格而在晶体中运动。滴在外场作用下的运动将在后面讨论，这里只是讨论滴的扩散运动。

由后滞现象的分析已经指出，滴之间的碰撞是稀少的，因此滴的运动主要是直线运动。实验上由散射光频率的多普勒移动与散射角成线性关系证实了这一点^[4]。由散射光的平均频率位移可以得到滴运动的平

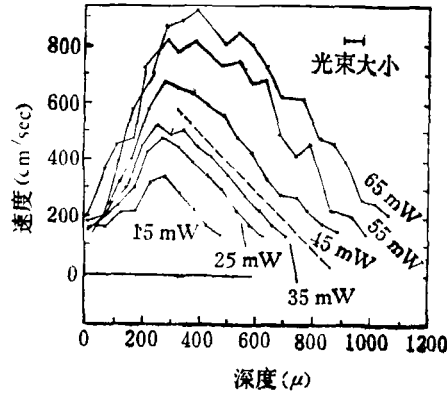


图 12 在样品不同的深度下，由平均频率位移测得的平均滴速度。温度和散射角分别固定在 2.0K

和 0.03 弧度。虚线的斜率： $\frac{1}{v} \frac{dv}{dt} = -10^4 \text{s}^{-1}$

均速度。在不同的激发功率下，对样品离激发面的不同深度进行测量，得到的结果如图 12 所示^[4]。从图中可以看出，起初滴差不多是静止的，在深度约为 250μ 之内，滴运动是加速的。加速快慢以及所达到的最大速度和最大深度是随激发功率而增加的。滴运动达到最大速度之后开始减速。速度下降的斜率在各种激发功率下基本上是一致的。由图中下降曲线的斜率可以求出弛豫时间常数 ($-10^4/\text{sec}$)。

对于滴运动的解释，一种说法是所谓的“激子风”^[5]，即认为滴运动主要是由于自由激子密度梯度的作用。从滴运动的加速随着激发功率的增大而加剧的事实，可以判断自由激子密度梯度主要是滴加速的原因。另一说法是所谓的“声子风”的作用^[6]，即认为电子-空穴滴能够被非平衡的声子流所推动或阻尼。在较低的速度下，声子流对滴运动起推动作用，而当滴运动速度大于声速时，声子流起阻尼作用^[7]。

3. 滴带电

由于在凝聚相中电子和空穴的费米能不同，因而它们各自的束缚能也是不等的。例如，对于 Ge，电子束缚能要比空穴束缚能约大 1meV 。这样，液滴中的电子和空穴的热发射就会不等。因而液滴作为一个整体就可能带电。理论上估计，一个直径为 5μ 的滴大约有

18—500 个电子电荷。利用 Ge 中滴云的复合发光在电场中的位移,实验上得出,一个 5μ 大小的滴约有 100 个电子的负电荷。

三、外场对电子-空穴滴的作用

以上主要是无外场作用时电子-空穴滴的性质,现在来看看不同的外场作用下滴的行为。

1. 应力场的作用

早先理论上预言,电子-空穴滴在晶体中易受到应力梯度的作用而加速。现在已经观察到在非均匀加压的 Ge 样品中,滴运动可以远达 1cm,滴速度可以达到晶体中的声速 ($\sim 3 \times 10^5 \text{cm/sec}$)。

如所熟知,外加压力可以使半导体能隙发生变化。如果对样品以适当的方式加压,由于应力场的不均匀分布,可以在半导体中造成一个或几个能量势阱。这种势阱可以吸引和收集自由载流子、自由激子和小的液滴,从而形成 mm 量级的大滴。实验上已经由微波共振、光导摄像和发光的空间分布测量等多种方法探测到这种大滴的存在。图 5 就是由红外光导摄像直接显示出的单个大滴。实际上,由于晶体的各向异性,适当的应力分布可以在晶体中形成多个势阱。例如对 Ge 沿 $\langle 111 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ 和 $\langle 100 \rangle$ 晶轴方向加压,已经观察到分别有一个、二个和四个大滴^[9]。在固定的石英板和尼龙棒之间沿不同的晶轴方向对 $4 \times 4 \times 2 \text{mm}^3$ 的 Ge 样品进行加压,如图 13 左边所示。图中右边的照片就是沿三个不同方向加压时的滴的像。上排是沿 x 方向观察的,下排是沿 z 方向通过底部石英板观察的。从图中可以看出, $F \parallel \langle 111 \rangle$ 时,只出现一个大滴; $F \parallel \langle 110 \rangle$ 时,出现两个大滴; $F \parallel \langle 100 \rangle$ 时,出现四个大滴。实验证明,大滴总是出现在切应力最大点,而基本上与激发点的位置无关。改变激发点的位置只对滴的大小有影响,即激发点最接近应力最大点时,产生的滴最大。这就是由于晶体内部的应力梯度的存在使得不管在什么地方产生的小滴都迅速地运动到压力势阱中而并入大滴。而当激发点离势阱愈远时,小滴(或自由激

子、自由载流子)走的路径愈远,在路途中消失的就愈多,因而会聚到势阱中的大滴就愈小。在接近势阱点的激发,随着激发功率的增大,滴半径可以从 0.22mm 到 1mm 以上。

适当的压力会使半导体能带的简并度减小以至消除,因而使得系统的费米能增大。这时液滴中的粒子密度 n 和束缚能 ϕ 就会下降。由测量和估算得出, Ge 中压力势阱内一个大滴的低温液密度大致是 $(6-10) \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 。这要比无压情况下的数值 ($2.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$) 低 2.5 到 4 倍。

从大滴形成的动力学分析说明^[9],在脉冲激发后约一个 μs 就初步形成了大滴。大约 $3\mu\text{s}$ 大滴达到一准稳态,随后缓慢衰减 ($\tau \sim 470\mu\text{s}$)。从大滴的形成时间也可以大致推出,小滴在压力梯度作用下被加速达 $\sim 10^5 \text{cm/sec}$ 量级的速度。

2. 磁场的作用

已经看到,在应力势阱中的单一大滴近似为球形。这主要是取决于应力势阱等能面的形状。实验发现,这种近似球形的滴在磁场中要发生形变,即产生所谓的磁致伸缩现象^[10-12]。

图 14 给出液滴磁致伸缩的一个典型的实验结果。样品是 $4 \times 4 \times 2 \text{mm}^3$ 的纯 Ge 单晶,安放和取向如图中(a)所示。下面的反射镜的作用是为了能从底部观察。(b)是无磁场、(c)和(d)是有磁场($H \parallel$ 和 $H \perp$ 观察面)时的滴发光像。上排是正面观察的照片,下排是由底面观察的照片。

磁场对电子-空穴滴的作用,可以归纳为:

(1) 在磁场中单一的大滴要发生强烈的形变,一般是沿着 H 方向压扁。这种作用的大小与 H 和 P 方向的相对取向有关。而当 $P \parallel \langle 100 \rangle$, $H \parallel \langle 010 \rangle$ 时没有形变。当 $H \parallel P (\parallel \langle 111 \rangle)$ 时,随着激发点远离势阱而使滴拉长。

(2) 仅当 H 大到某个阈值时,液滴的形变才发生,随后形变迅速增大,而当 H 大到一定程度时,形变达到饱和。形变大小和所加压强 P 的大小有关。一般对于较大的 P ,磁致伸缩较小。这是因为较深的势阱,应

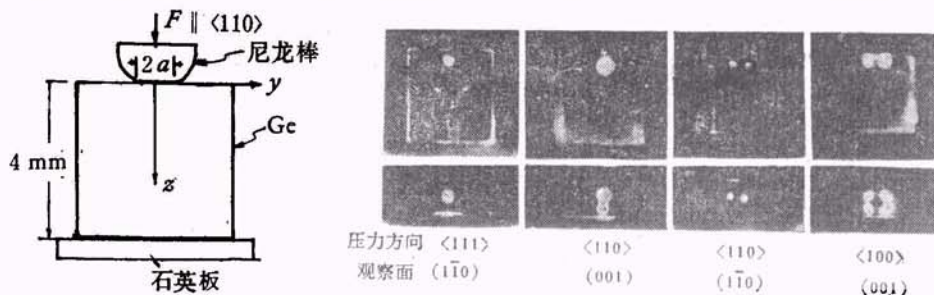


图 13 Ge 样品在三种单轴压强下大滴的观察。尼龙棒接触面直径 $2a \sim 1.1 \text{mm}$, 压强 $f \sim 10 \text{kg/mm}^2$

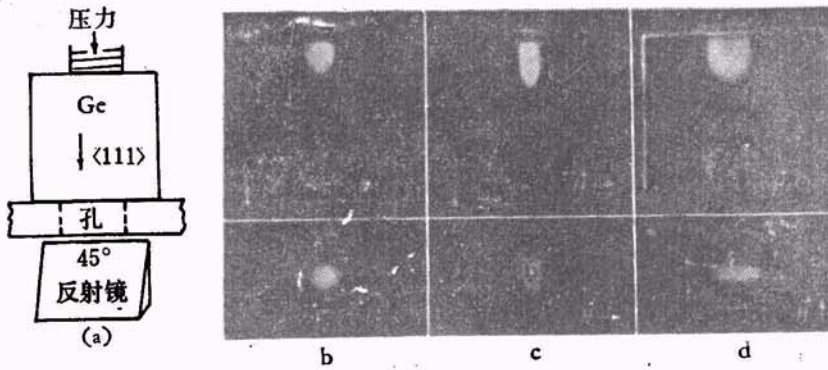


图14 液滴的磁致伸缩观察。(a)是晶体的安放,磁场分别是(b) $H=0$; (c) $H \parallel \langle 112 \rangle$; (d) $H \parallel \langle 110 \rangle$ 。实验条件: $T=1.7\text{K}$, $F \approx 4 \times 10^3 \text{kg}$, $H=2 \times 10^4 \text{Oe}$

力梯度对液滴形状的限制性较强。

(3) 滴发光强度和滴发光衰减时间将随着 H 的增加而增大。

对液滴磁致伸缩现象的解释有两种观点。一种认为是认为磁场引起能带静态位移所致^[11, 12]。因为在等价能谷中,一般电子的回旋共振质量不一样,因而在磁场中,这些等价能谷就要发生相对位移。这种说法对于在应力场中等价能谷已经发生了很大位移的滴的磁致伸缩就很难解释。另一种观点是认为由于电子-空穴滴的动态性质所致^[10]。由于滴中的电子和空穴不断地复合,要保持滴的持续存在,必然有粒子(载流子、激子、小滴)通过滴表面流向体内。这种因复合而产生的粒子流在磁场中受到洛伦兹力作用而发生偏转。因为电子和空穴偏转的方向相反,从而产生一个纯的围绕磁场的方位电流。这种电流就引起一顺磁磁化 M_K , 称为复合磁性。由于复合流的分布及其产生的磁化与滴的形状有关,为了尽可能减小磁化能

$$E_m \left(= -\frac{1}{2} M \cdot H \right),$$

就驱使滴的形状发生变化,以增大 $M \cdot H$ 的数值。

磁场对于滴的作用还表现在,横向磁场对滴运动有一定的阻尼作用^[13];一定临界值以上的磁场可以使液滴稳定存在的临界温度提高^[14]。

3. 弹性形变波场的作用

已知静态的非均匀形变对晶体中的电子-空穴液滴有很强作用。而在晶体中传播的超声波实际上可视为弹性形变波,即可视为动力学的形变场。因此,研究晶体中超声波与电子-空穴滴的相互作用可望得到更多的信息。

电子-空穴滴在超声波的作用下,运动可能是很复杂的^[4]。一方面可能被迫进行小幅度的振动,另一方面以一定的速度沿着波传播的方向漂移。此外,如果提高超声波的频率,使其波长 \geq 液滴的半径,滴在超声波的作用下还可能发生毛细振荡^[15]。滴的整体振动

和毛细振荡都会引起滴对超声波的共振吸收和能量损耗。这方面的研究还有待继续深入。

以上通过典型的元素半导体间接带材料 Ge 和 Si 的研究,我们初步看到了半导体中电子-空穴液滴产生的条件、宏观性质和受外场的作用。近来,对其他一些材料,特别是对一些宽禁带的直接带化合物半导体也逐步开始研究。实验证明,在这

些材料中电子-空穴凝聚相的形成也是可能的。以上讨论的一些相转变的规律和凝聚相的性质对它们基本上也是适用的。

另一方面,也有一些现象说明,半导体中电子-空穴系统的相转变以及凝聚相的性质并不都是那样明显和单一的。正如空气中的水汽有可能出现云、雾、雨滴乃至霾、霜雪等等复杂的过程一样,在低温强激发条件下,半导体中的电子-空穴系统有可能会发生一些更复杂的过程,只不过是电子-空穴液滴像空气中的小水滴一样比较常见而已。

参 考 文 献

- [1] M. Voos and C. Benoitia La Guillaume, *Optical Properties of Solid, New Developments*, ed. by B. O. Seraphin, 1976, 143.
- [2] R. M. Westervell, *Phys. Status Solidi (b)*, 74 (1976), 727.
- [3] B. Grossman et al., *Solid State Comm.*, 23(1977), 271.
- [4] J. Doehler et al., *Phys. Rev. Lett.*, 38(1977), 726.
- [5] I. Balslev and J. M. Hvam, *Phys. Status Solidi (b)*, 65(1974), 531.
- [6] Л. В. Келдыш и С. Г. Тиходеев, *Письма в ЖЭТФ*, 21 (1975), 582; *Физика Твёрдого Тела*, 19 (1977), 111.
- [7] D. S. Pan et al., *Solid State Comm.*, 23(1977), 511.
- [8] G. D. Jeffries et al., *Proc. 13th Int. Conf. Phys. Semicond., Rome*, (1976), 879.
- [9] J. E. Furneaux et al., *Solid State Comm.*, 20 (1976), 317.
- [10] J. P. Wolfe et al., *Proc. 13th Int. Conf. Semicond., Rome, 1976, 954; Phys. Status Solidi (b)*, 83(1977), 305.
- [11] H. L. Störmer and D. Brimberg, *Commun. Phys.*, 1(1976), 131.
- [12] D. Bimberg and H. L. Störmer, *Nuovo Cimento*, 39B(1977), 615.

(下转第 518 页)