

# 超晶格异质结构中的输运性质\*

张 立 纲

LBM T. J. Watson Research Center Yorktown Heights, New York, U. S. A.

## 提 要

本文综述了半导体异质结构中的输运物质，包括电子在量子阱叠层中平行方向和穿过异质结构势垒时垂直方向上的传导。注意力集中于电子系统的能量量子化以及二维特性。专题的选择依据我们的物理兴趣和实验工作所达到的水平。这里采用已被广泛研究的  $\text{GaAs}-\text{GaAlAs}$  异质结构作为说明。

## 一、引 言

超晶格异质结构的研究工作在最近几年无论在深度和广度上都取得了很大的进展。这种进展部分地是由于薄膜外延技术的巨大成功，主要指分子束外延和金属有机化学汽相沉积，以至于已经得到作为商品生产的系统。但更重要的是，在由大量构形不同的材料制成的异质结构中存在许多有趣的物理和器件性质，吸引着大量其它领域的研究人员进入这一活跃的领域。事实上，异质结构的研究具有跨学科的性质，如从材料的生长到薄膜性质的表征，从新物理现象的探索到新的电子和光电子器件的发明。

我们将所知已经被研究过的异质结构材料及其构形示于图 1 和图 2 里<sup>[1]</sup>。材料包括大多数通常的半导体如Ⅳ族元素，ⅢⅤ-Ⅳ和ⅢⅥ(Ⅳ)-Ⅵ族化合物，以及某些目前令人感兴趣的磁性半导体。在这些材料中，特别引人注目的是  $\text{GaAs}-\text{GaAlAs}$  异质结构。正是这个系统一直被人们广泛地研究着，并已经得到足够的了解，它将作为本文的一个例子。如图 1 所示的能量和晶格的大的改变使我们可能探求其它有关情况，举例来说，如能带结构和晶格应变效应。

在异质结构的有趣物理性质里，主要特征是在一个维度上尺寸的减少。其结构由不同的半导体薄层构成，产生了一个由许多势垒和势阱组成的势能变化。如果阱的特征宽度相当于电子波长，则阱里将形成一系列电子被约束的量子态。这种约束将把电子的运动限止在叠层的平面内，从而产生一个二维电子系统。三个基本构形示于图 2 中：单纯异质结，单纯量子阱，和存在空间周期结构的多重量子阱、即众所周知的超晶格。图中表示的是电子基态  $E_1$  和(重的)空穴基态  $H_1$ 。异质结中只存在分裂的电子态或空穴态，

\* 本文由金国钧根据英文原稿译出。

而在另外两种场合两者可以共存。在超晶格情况下，相邻阱中电子波函数发生重叠，结果能带展宽为窄的能带。

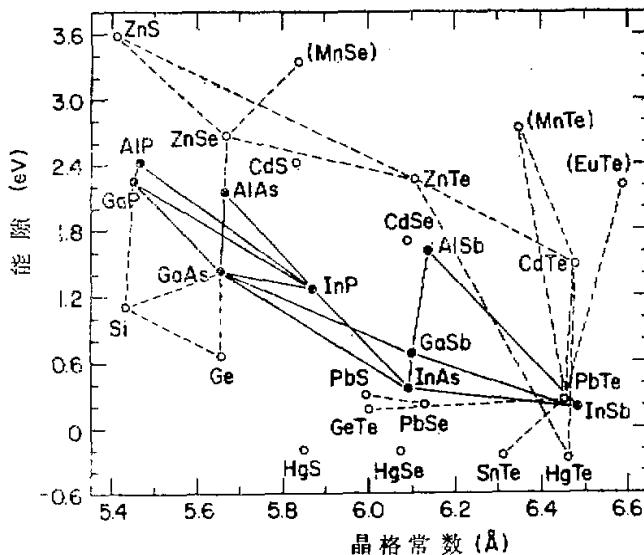


图 1 异质结构系统中能隙与晶格常数的关系。实线代表Ⅲ-Ⅴ族化合物，而虚线代表Ⅳ、Ⅱ-Ⅵ、Ⅳ-Ⅵ和混合系统，括号中是磁性半导体。

量子态或子带的存在显著地修改了电子系统的态密度和色散关系。系统的其他特征也发生改变，包括新的振动模，增强了的激子效应，和不同掺杂方式下杂质的能量及散射过程。正是在这些考虑下人们认为，作为新一类的工程材料，超晶格异质结构具有大块材料不具有的显著不同的电子性质。其中最为突出的大概是运输性质，包括平行和垂直于叠层的导电行为，它是本文的主题。我们将集中于几个专题，它们反映了这一领域中普遍感兴趣的和最新的成果。我们不拟引证原始论文，而是依靠最近的几本书<sup>[2-4]</sup>和会议文集<sup>[5-7]</sup>。它们包含了广泛的参考文献，引证了早期的出版物，还包括论述异质结构其它性质和材料制备及器件应用的综述文章。

## 二、平行输运

这一节将讨论三个专题，都是处理量子阱的层状平面中的输运性质：调制掺杂异质结构中电子的不同散射过程，直接反映系统二维特征的电子在磁场中的传导行为，在量子干涉和电子-电子互作用存在时弱局域情况下的电导率。这些专题是相互联系的。这里来自调制掺杂的高的电子迁移率，由于朗道能级的形成促进了磁量子化和在量子极限之外新的电子态的研究。另一方面，需要磁场来区别局域化和互作用情况下的不同机制，两者都导致低温下电导的对数降低。

## 1. 电子散射

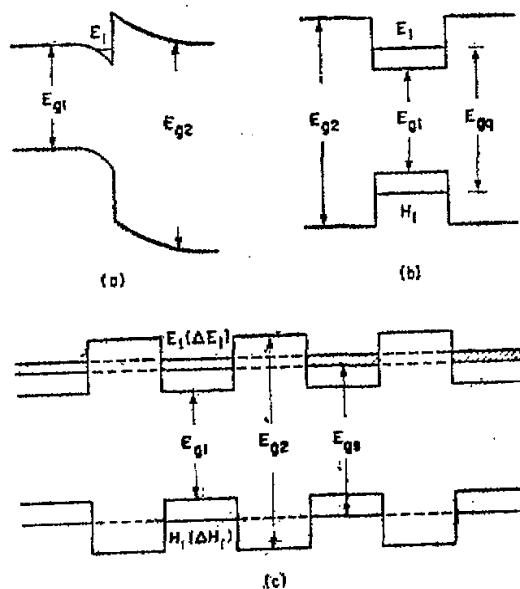


图2 不同构形下能量量子化示意图，(a)异质结，(b)量子阱，和(c)超晶格。图上标出了电子基态( $E_1$ )和重空穴基态( $H_1$ )。

半导体异质结构的最有意义的发展之一是发明了调制掺杂。势垒和势阱的存在使它可以仅在势垒区引入杂质，而杂质提供的电子落入相邻势阱中、在那里产生导电性。(举例来说，参阅文献[2]中Gossard和文献[4]中Markoc的论述)。电子从其杂质母体的物理分离产生了更多减弱的杂质散射，从而在低温下增强了迁移率，在那里这种散射过程起支配作用。这一效应可以进一步增强，只要设法移动势垒区的杂质(不是在界面而是离它某个距离)，留下一个通常称之为隔层的未掺杂叠层。如GaAs-GaAlAs异质结中，用这种掺杂技术容易获得超过 $10^8 \text{ cm}^2/V.\text{sec}$ 的电子迁移率。

为确定量子态的位置，电子浓度和它们的迁移率，曾进行不同的理论计算<sup>[8,9]</sup>。必须考虑三类杂质散射：GaAlAs中的杂质，和GaAs阱以及GaAlAs隔层中的残留杂质。典型的是，在阱中的散射提供了极限的速率。当电子密度增加时，这个速率将减少，其原因是电子费密速度和载流子屏蔽效应的增加，以及在GaAlAs中杂质的散射变得很重要。在隔层中残留杂质的散射通常可以忽略。图3表示出计算结果和一系列实验结果的比较。<sup>[10]</sup>从中可以看出，只用杂质散射就能至少在小隔层范围或低电子密度情况下说明电子密度和迁移率的大小和一般趋势。在大的隔层厚度时迁移率之降落可能是由于在实验结构上缺乏可控性。从这个比较，可以看出其他散射机制如界面粗糙度和合金散射并不象想象的那么重要。在高质量GaAs-GaAlAs异质结中的界面在原子尺度上是光滑的。合金无序的散射仅使少量电子透入GaAlAs合金中去。附加的子带间散射是不重

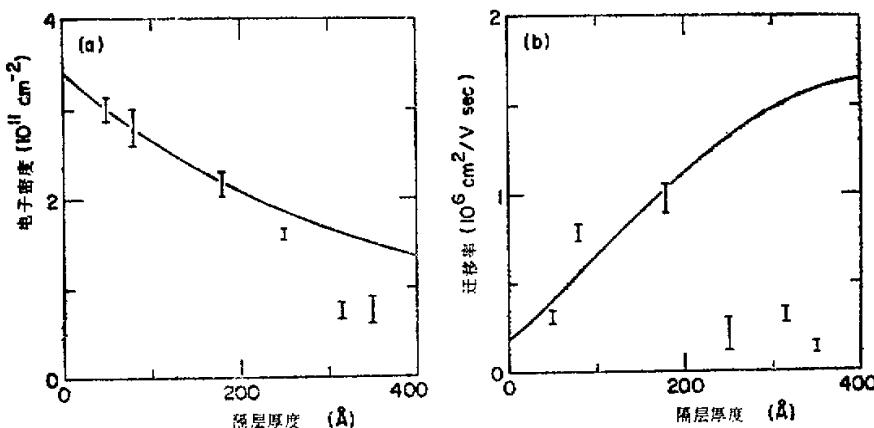


图 3 4.2K时调制掺杂GaAs-Ga<sub>0.7</sub>Al<sub>0.3</sub>As异质结的电子密度和迁移率与隔层厚度的关系。实线是对GaAs和GaAlAs用 $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 施主浓度和 $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 以及 $3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 的残留受主浓度所进行的理论计算结果。(见参考文献[10])

要的，除非是高电子密度情况下，较高的子带被占据。

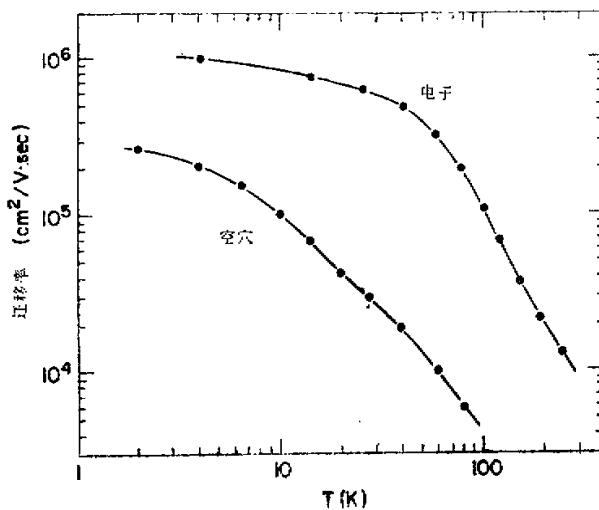


图 4 在GaAs-GaAlAs异质结中迁移率的温度依赖关系。  
Al-组分和载流子密度对电子为 $0.3$ 和 $2,3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ，  
对空穴为 $0.4$ 和 $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (见参考文献[11])

当温度增加，电子迁移率就降低，如图4所示，这时声子散射变得重要<sup>[11]</sup>。在中间温区，畸变和由声学声子引起的压电耦合散射发挥作用。前者不同于大块GaAs情况，

它提供了极限速率<sup>[12,13]</sup>。屏蔽声学互作用必须被考虑进去，虽然温度升高时屏蔽效应将减弱。温度依赖关系逐渐偏离二维时的温度反比关系，而成为具有三维特征的依赖行为。这是由于较高子带的热粒子分布和子带间散射所引起的畸变耦合互作用的结果。最后，接近室温时，迁移率受到极性光学声子的限制，约束影响变得不明显，这时行为就与大块GaAs相似，在整个温度范围内，实验上获得的迁移率可以用不同的散射过程来拟合，结果令人满意<sup>[13,14]</sup>。

图4中我们已经包括了调制掺杂GaAs-GaAlAs的空穴迁移率<sup>[11]</sup>。虽然价带结构很复杂，使定量描述有困难，但同样观察到迁移率增强，而且描写电子时采用的不同散射过程在这里基本上仍可使用。在其他异质结构系统如InGaAs-InP, InAs-GaSb和SiGe-Si中，仅见报道很有限的研究。一般说，材料包含有残留杂质，不可能如GaAs那么制作得很纯。对InGaAs，因为合金给电子提供了量子阱，合金无序引起的散射在把迁移率限制在 $10^5 \text{ cm}^2/V.\text{sec}$ 范围内起了关键作用<sup>[14,15]</sup>。InAs-GaSb代表一个有趣的系统，这里能带的排列使得电子和空穴在存在电荷转移时共存，它们可被看作本征调制掺杂。（例如，可参阅文献[5]中Chang和Esaki的论述，1980），已经得到增强电子迁移率高达 $4 \times 10^5 \text{ cm}^2/V.\text{sec}$ <sup>[16]</sup>，但由界面、带荷状态以及粗糙度引起的散射可能相当重要。在SiGe-Si中，调制掺杂（在SiGe中是空穴<sup>[17]</sup>，在Si中是电子<sup>[18]</sup>）已经获得成功。后者特别有趣，因为它是通过控制两种材料的应变效应而完成的，这导致SiGe的导带高于Si的导带（例如，可参阅文献[6]中Kasper的论述，1986）。

## 2. 磁量子化

在探测二维电子系统的许多实验技术中，最强有力的是采用外加磁场。（例如参阅文献[2]中Chang的论述）。在异质结构叠层平面的垂直方向上加一外场是比较典型的。这个外场产生的效应和异质结构势能产生的效应可以区分开来。后者产生了如前所述的导电量子化形成的子能带，这时磁场使平行平面内轨道运动量子化，得到一系列能量分裂（即回旋能）为 $\hbar\omega_C = \hbar eB/m$ 的朗道能级，B是磁场，m是有效质量。现在态密度成为 $\delta$ -函数型的，其峰位于每个朗道能级处，而简并度为 $eB/\pi\hbar$ 。实际上，能级展宽总是存在的，它与散射势的范围有关<sup>[19]</sup>。此外，如果塞曼自旋g因子较大时，必须明确考虑到自旋分裂效应。对每个磁能级简并度成为 $eB/\hbar$ ，同时包括朗道能级和自旋能级。

具有周期性态密度的朗道能级的存在深刻地影响着光学和输运性质。在磁致吸收中，能级之间的转变引起带间激发和回旋共振，这些已超出本文的范围。（例如，可参阅文献[5]中Voos, 1980和文献[7]中Maan等，1985的论述）。这里我们的兴趣在于磁致输运，特别是横向磁致电阻，它通过费密面上电子散射可测出振荡的态密度。因为在费密能级和朗道能级一致时散射达到极大，电阻随磁场作振荡，这就是舒勃尼科夫—德哈斯振荡。在场的倒数和朗道能级指数关系中，其振荡周期简单地由 $e/(\pi\hbar)$ 或等价由 $eV/(mB)$ 给出，所以在质量已知时，它提供了对电子密度n或费密能级E<sub>F</sub>的直接测量。图5表示了GaAs-GaAlAs超晶格的结果，在那里明显的振荡已清楚地获得证明。应该指出，这样得到的电子密度与最低子带有关。当更多子带被占据时，不同的振荡集合发生叠加，对它们进行

去卷积，从而获得每个子带的电子数。至于振荡幅度，它依赖于温度和质量及能级展宽等参数，需要对输运理论进行详细考虑才能处理<sup>[19,20]</sup>。在适当条件下，可以从温度和磁场的函数关系的系统研究中获得这些参数的信息。

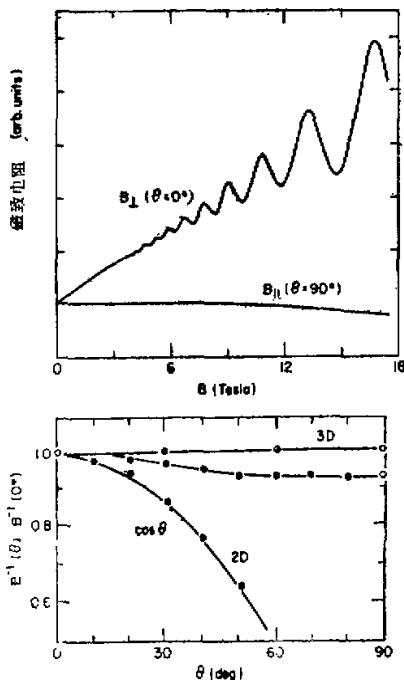


图 5  $\text{GaAs}(90\text{\AA})-\text{Ga}_{0.83}\text{Al}_{0.17}\text{As}(75\text{\AA})$  超晶格当电子密度为  $1.1 \times 10^{12}\text{cm}^{-2}$ ，而温度在  $4.2\text{k}$  时的磁致电阻的振荡 ( $\theta = 0^\circ$ ) 和无振荡 ( $\theta = 90^\circ$ ) 特征。下图说明了这个样品二维行为的振荡周期的角度依赖关系向大块  $\text{GaAs}$  三维行为的过渡，包括  $\text{GaAs}(40\text{\AA})-\text{Ga}_{0.85}\text{Al}_{0.15}\text{As}(30\text{\AA})$  的中间情况。

电和磁的量子化效应一般来说是混合在一起的。对于低场，可以用微扰处理，结果是平行场分量使基态能量产生一个小量抗磁性偏移，而只有垂直分量对产生朗道能级有效。后一情况的产生，主要是由于场使垂直于它的能量面发生量子化。在与二维系统垂直方向成  $\theta$  角上加磁场  $B$ ，这等价于表面扩大  $1/\cos\theta$  倍，或者是场降低  $B\cos\theta$  倍。这种余弦依赖关系唯一地决定于或者通常被用来证明电子的二维特性。如图 5 所示，在平行磁场中磁致电阻不呈现振荡，可以证明三维情况下振荡周期与角度无关，通过中间情况，直至二维情况的  $\cos\theta$  依赖关系。由结构位形变化引起的维度性变化是超晶格的显著特征。

磁致输运被用于研究自旋分裂和磁致声子振荡，当然也被用于由其它异质结构材料制成的二维系统。不同于由轨道角动量量子化产生的朗道分裂，自旋分裂只依赖于  $B$  的大小，而不管其取向。这样可以采用倾斜磁场的办法来相互独立地控制这两类分裂。可

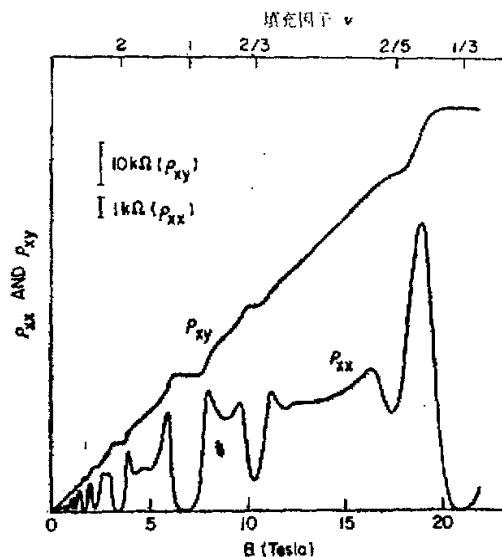
以发现所得的  $g$  值比大块值有所增强, 事实上显示了振荡行为。这可以用自能交换互作用来解释<sup>[21]</sup>。在磁致声子振荡中, 磁致电阻受声子共振吸收影响, 当声子能量是回旋能量的倍数时出现振荡行为。除  $GaAs-GaAlAs$  外, 这个效应在  $InGaAs-IP$  系统中的研究已见诸大量报道<sup>[22]</sup>。这里已观察到  $GaAs$  型和 IP 的声子, 说明在这两类材料中的电子-声子互作用。在其它异质结构中, 磁致输运被用于  $InAs-GaSb$  系统, 用测量电子密度来研究半导体-半金属转变<sup>[23]</sup>, 还被用于  $InGaAs-GaAs$  系统, 用测量重-轻空穴质量来研究价带结构的应变效应<sup>[24]</sup>。

在二维电子系统的磁致输运中观察到的最重要事实无疑是整数和分数量子霍尔效应。(例如, 参阅文献[5]中 von Klitzing 的论述, 1982, 和文献[7]中 Tsui 的论述, 1985)。图 6 显示出两种情况下获得的结果<sup>[25]</sup>。在整数情况下可以看到, 在某个磁场范围内磁致电阻( $\rho_{xx}$ )趋于消失而霍尔电阻  $\rho_{xy}$  却显著地表现为平台状。这相当于  $E_F$  位于磁能级间而整数  $\gamma$  个能级被占据的情况, 譬如  $\gamma = 1$  和 2。这里的理想情况是没有态密度, 因此没有电导率, 即  $\rho_{xx} = 0$ , 而由  $B/e\mu$  给出的  $\rho_{xy}$  在电子态密度  $n$  用态求和  $\nu eB/h$  替代时成为  $h/e^2\gamma$ 。然而, 平台的出现要求在磁能级的尾部存在局域态, 它们来自杂质涨落或其它无序。只要  $E_F$  位于这些不参与导电的态之间,  $\rho_{xy}$  保持常数, 而霍尔电流是由  $E_F$  之间靠近磁能级中心的扩展态携带。不管局域情况, 常数明确为  $h/\nu e^2$  这一事实可以通过规范不变性的讨论来理解, 这时扩展态所载电流与态的数目无关<sup>[26]</sup>。目前, 标度理论的考虑正集中于强磁场下二维无序系统里扩展态的存在<sup>[27]</sup>。(例如, 参阅文献[5]中 Aoki 和 Ando 的论述, 1986)。

如图 6 所示, 实验上相类似的特征存在于量子极限, 特别是  $\gamma = 1/3$  和  $2/3$ 。它们的物理来源却不同于整数情况, 因为没有能隙存在于单电子模型的能谱上, 故电子-电子互作用必然发挥关键作用。在不同的理论里, 描述不可压缩量子液体的新的集体基态波函数形式提供了理解此现象的基础<sup>[28]</sup>。它预言一系列基态, 其元激发带有分数电荷。系列开始于  $1/3$  而发展至其他分数, 直至较高数量, 其元母是奇数, 最终结束于晶态。(例如, 参阅文献[7]中 Laughlin 的论述, 1985)。对于一个有限电子数的系统, 数值计算也证明在某些分数处存在基态能量极小, 它低于晶态能量<sup>[29]</sup>。实验上已经观察到带有奇数分母的大量分数, 它们甚至出现在量子极限之前。它们同样可以在二维空穴系统中看到。(例如, 可以参阅文献[5]中 Mendez 的论述, 1986)。分数量子霍尔效应的观察需要高的载流子迁移率和低的载流子密度, 至今只是在  $GaAs-GaAlAs$  异质结构中有所报道。而整数量子霍尔效应就大为不同, 它已经在大量异质结构系统中被观察到, 包括有趣的  $InAs-GaSb$ , 其填充因子反映了共存的电子和空穴态密度之差别。<sup>[30]</sup>

### 3. 弱局域化

无序系统的电导率一般倾向于随温度的降低而降低, 并且当态最终成为局域时它变为激活型的。离开金属极限而局域效应可以作为微扰处理的情况被称之为弱局域情况。在二维系统里, 标度理论指出, 导电行为决不是真正金属属性的, 在温度接近于绝对零度时它趋于消失。在弱局域情况下, 可以证明导电系数随样品长度对数降低, 这可归因于非弹性散射长度, 当后者是有限长度时<sup>[31, 32]</sup>。这使得比例于  $Ce^2/2\pi^2h$  的电导率产生一个



例 6  $GaAs-Ga_{0.7}Al_{0.3}As$  异质结当电子密度为  $1.66 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  而温度为  $0.55 \text{ K}$  时的磁致电阻 ( $\rho_{xx}$ ) 和霍尔电阻 ( $\rho_{xy}$ )。填充因子  $\gamma$  已经标出。(参考文献[25])。

与温度成对数关系的修正项。其中  $C = \alpha p$ , 而  $\alpha$  是一个与自旋无关的单位量级的散射参数,  $p$  是非弹性散射率 ( $\tau^{-1}$ ) 的温度指数。除标度理论之外, 给出电导类似温度关系的另一个理论是考虑存在无序时的库仑相互作用。(例如, 参阅文献 [5] 中 Fukuyama 的论述, 1982)。在这种情况下常数  $C$  代表互作用参数  $1-F$ , 其中  $F$  是屏蔽有效程度的度量, 它在强(或弱)屏蔽时趋近于一(或零)。如果把涉及到粒子-空穴和粒子-粒子耦合的其它过程考虑进自能修正里去, 将会出现附加项。

外加磁场提供一个方便的工具，可以区别两种不同的机制。（例如，参阅文献[5]中Kawaji的论述，1986）。局域化的有效长度由于回旋长度而降低，回旋长度随磁场降低且最终变为极限尺寸。这压制了局域效应，产生一个负的磁致电阻；场的依赖关系由牵涉到非弹性散射时间的双伽玛函数给出。另一方面，外场减弱屏蔽，引起互作用效应的增强而导致正的磁致电阻。除那些仅依赖于垂直磁场分量而本质上属于轨道的效应外，自旋分裂也受到影响，从而对电导的修正作出贡献。然而在这种情况下所需要的磁场通常是很大的。在局域化和互作用情况之间的另一个差别在于霍尔常数的修正。这一修正不存在于局域化情况中，当采用互作用占主要地位的情况下电导的修正归一因子时，它的比率为2<sup>[38]</sup>。

实验上, 电导随温度的对数变化经常被观测到, 但结果的分析归因于不同的机制, 这需要几个参数, 特别是样品的迁移率和用于测量的磁场的范围。图 7 显示了一个适当低电子迁移率  $5.5 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$  的 GaAs-GaAlAs 异质结的例子。局域化和互作用效应

同时贡献于电导。前者导致低场范围内负的磁致电阻，从中  $\alpha$  和  $\tau_{in}$  进而  $P$  可从理论表达式的数据拟合的计算中得到。增加磁场，结果使局域效应受到抑制。电导的温度依赖关系的斜率可用于测量  $1-F$  和  $\alpha p$  以检查内部的一致性。应该指出，电导的泛函依赖关系已获得实验的证实，但所推出的参数大小却偏离理论的预期值。例如  $\alpha$  值小于一而  $1-F$  又过大，无从用屏蔽库仑互作用来解释，这说明需要进一步研究。

事实上，对磁致电阻进行过另一些观测，特别是对高迁移率样品，这些不能利用已知的局域化和互作用理论来获得满意的解释。在  $GaAs-GaAlAs$  异质结的低场区存在抛物型负的磁致电阻<sup>[36]</sup>。在不少系统包括  $GaAs$ （参阅文献[7]中 Kawaji 等的论述，1985）， $InP$  和  $InAs$  中观察到磁致电阻的负值之前观察到正值<sup>[36, 37]</sup>。这通常属于自旋-轨道互作用，虽然这种互作用依照目前理论上的解释不应该在严格的二维系统中起作用<sup>[38]</sup>。此外，在  $InAs$  情况下，通常的电导与温度的对数关系显示出很大的斜率，这与已有的理论不相符合。共存于一个系统里的电子和空穴之间的互作用被用来提供一个可能的解释<sup>[37]</sup>。

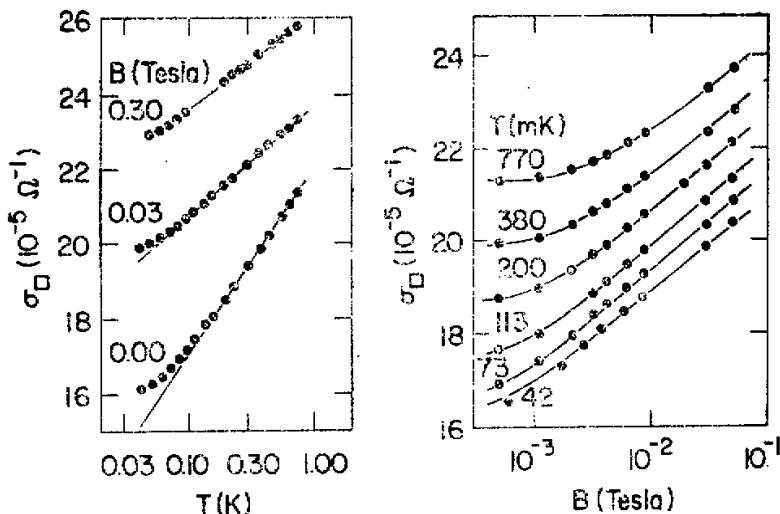


图7 电子浓度 $2.86 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 的  $GaAs-GaAlAs$  异质结的电导作为温度和磁场的函数，用来说明局域化和互作用效应下电子的输运性质。

### 三、垂直输运

平行输运的有趣性质主要来自量子阱通道中电子的二维特性。与此不同，垂直于叠层方向的导电行为应该受控制于势垒，或者一般讲，是整个异质结构的势能。事实上，超晶格异质结构的研究来源于垂直输运。（例如，参阅文献[2]中 Esaki 的论述）。在这一节，我们将从首先证实量子态形成的结构即单个量子阱的共振隧穿出发，它目前引起

了巨大的兴趣。接来很自然地推广到多重势垒和势阱的共振输运。除了直流导电行为外，包括光电导性和电容测量等有关实验也将被定述。

### 1. 共振隧道

现在我们将要讨论的共振输运涉及到垂直于异质结构叠层的导电过程，这时量子态按能量配置以增加电子流。超晶格中导电过程的原始概念代表了一种极端情况。这里联结相邻量子阱的波函数显著地发生重叠，电流通过具有足够带宽的子带流动，在另一极端情况，即共振输运的最简单形式里，电子隧道过程与两个势垒中单个势阱夹层的态发生共振，从势垒的一边来的波将在势阱的内部反射，其能量相当于所处的态，在从另一边逸出之前，态将具有一定的幅度。换言之，共振发生于电子波函数与势阱的固有模式匹配，这时反射波将与入射波发生相消干涉，故只有透射波保留下来。透射谱上将产生明锐的峰。隧道几率可能接近于一，这就是说，透射可能是完全而没有任何衰减，假如双势垒是完全对称的<sup>[40]</sup>。共振能量的固有宽度大约为  $\hbar/\tau_0$ ，其中  $\tau_0$  是与态有关的生存时间。仅当势垒无限厚时，它趋于无限，这时的态真正地成为束缚态。

实验上双势垒结构的实现是用  $GaAs$  势阱层夹入两个  $GaAlAs$  势垒中去，并用掺杂  $GaAs$  作为联接的外电极。在这种情况下，能量的选择是采用外加偏压的办法，如图8中小插图所示。为求得电流，在能量和平行动量守恒的条件下，在整个能量范围内对透射几率求积分。当势阱中的量子态和负偏压电极的费密能级匹配时，这是共振的起始点，而当态降至导带边缘以时，这是共振的结束。具有  $50\text{ \AA}$  的势阱和两个  $80\text{ \AA}$  势垒的双势垒结构的电流和电导已示于图8中。与阱中两态(a)和(c)联系的共振已可以清楚看出。两个势垒的等价性产生了电压极性具有对称性和两个区域电压分布近似相等。

由于外延和结构质量的改进，实验上得到了更多陡峭的电流-电压行为，而且还进行

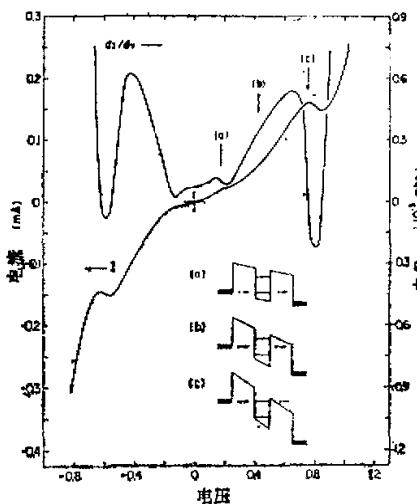


图 8 77K时  $GaAs$ - $GaAlAs$  双势垒的电流和电导特征。在曲线上标出了共振条件(a和c)和非共振条件(b)并在小插图上作了说明。

了改变势阱和势垒厚度的系统研究<sup>[41, 42]</sup>。研究工作还延伸至价带, 在那里重空穴和轻空穴参与共振隧穿已经得到证实。<sup>[43]</sup>同时还开拓了其他异质结构系统包括InGaAs-GaSbAs<sup>[44]</sup>和InGaAs-InP<sup>[45]</sup>的类似的工作。其中最有趣味的是外加垂直磁场。如前所述, 磁场使势阱中的二维状态量子化并产生振荡朗道能级。电极中的三维电子系统具有相同的效应。平行动量守恒于是变换到朗道指数的效应中去。一系列电流峰值在固定的磁场时表现为电压的函数, 而在固定的电压时又表现为磁场的函数。共振隧穿经过朗道能级时的主要特征已经在GaAs-GaAlAs双势垒中观察到<sup>[46]</sup>, 可以推导出, 在这种情况下, 有效质量在势阱中和电极中是相似的。

当能量与势阱和势垒的主能隙接近时, 隧穿行为可以用有效质量理论简单分析而得。通常应该考虑到能带结构的效应。在这里讨论的内容的一个特别有趣的例子是在GaAlAs中采用高的Al组分, 这样能量上 $X$ -极小相对低于 $\Gamma$ -极小。这一点很容易做到, 只要选择适当的组分使 $X$ 稍微高于 $\Gamma$ , 并考虑和利用对于外加流体静压它们具有不同的压力依赖关系。图9显示在此条件下电流-电压特征<sup>[47]</sup>。电压固定时, 电流作为压力的函数出现两个斜率完全不同的区域。开始的斜率相当于 $\Gamma$ -点位于GaAlAs中的情况, 即主要与电流流动有关, 随压力的变化与GaAs中情况一样。超出4Kbar左右的阈值点, 发生 $\Gamma$ -X交叉, 当X-点降低并成为控制隧道过程的主要能量时, 电流陡峭地增加。另一方面, 电压或发生共振的量子态的能量没有随压力出现突然的改变, 说明态本质上仍保持由 $\Gamma$ 派生而得。应该注意,  $\Gamma$ -X混合对隧道电流的影响是比较复杂而需要精确处理的。

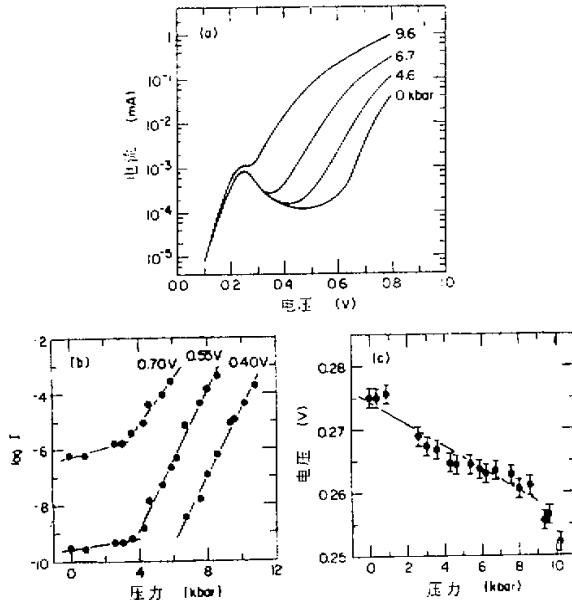


图9 流体静压下GaAs(40 Å)-GaAlAs(100 Å)双势垒的共振隧穿特征(a)。超出峰值时固定电压下的电流、和出现峰值时的电压分别作为压力的函数, 示于(b)和(c)中。(见参考文献[47])

即使在不同的能量极小可以分开考虑的简单情况，与动量守恒有关的效应，适当的有效质量，势垒的大小和厚度等，都应该被考虑进去。

由于概念上的简单性和优美性，共振隧穿引起了普遍的关注和巨大的兴趣。隧穿行为本质上是个快过程，带有明显器件应用的可能性，这也是这个领域日益活跃的缘故之一。实际上，这类高速器件已得到了演示<sup>[41, 48]</sup>。至关紧要的参数是生存时间 $\tau_0$ ，这在前面已经定义过，也可以称之为开关过程中电子在势阱中的建立时间和逸出时间。如果隧道过程是相干地进行，散射微弱，即 $\tau_0 < \tau$ 这是开关过程的极限时间，其中 $\tau$ 为散射时间。但是，在散射占优势的另一极端情况 $\tau_0 > \tau_e$ ，电子损失其相位相干性，隧穿行为在本质上成为不相干的或有顺序的<sup>[49]</sup>。因为生存时间反比于穿过势垒的隧道几率，而后者随势垒厚度增加作指数下降，因此相干隧穿明显地在薄势垒中占优势，当然附带要求低的散射率。在任何一种情况下，发生共振和出现微分负电阻是能量配置的结果。电流大小依赖于详细的机制，它随非相干程度的增加而减少<sup>[50, 51]</sup>。

## 2. 多层势垒中的输运

如上所述，异质结构的研究开始于超晶格的垂直输运。如果电子平均自由程足够长而超过周期，则导电性可以通过带宽甚大的子带来进行。垂直方向的能量动量色散关系展示了超晶格布里渊区边界 $\pi/d$ 内曲率的改变，这里 $d$ 是周期。存在电场 $F$ 时，如果散射时间比较长，从而电子被加速超出膨胀点，它们被减速而产生负的微分电阻<sup>[52]</sup>。对于正弦型色散，它出现在 $eFrd/\hbar = 1$ ，或者穿过每个周期的能量差为 $\hbar/\tau$ ，这一定小于能带宽度

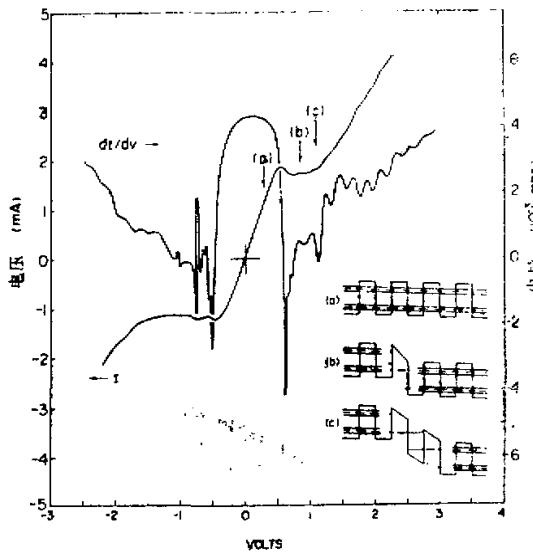


图10 77K时 $GaAs(45\text{\AA})-AlAs^*(40\text{\AA})$ 超晶格的电流和电导特征。子带电导  
(a) 和局域区(b和c)隧穿条件被标在曲线上，并用小插图加以说明。

\* 原文如此，似应为 $GaAlAs$ (译者注)

$\Delta E$ 。这一预言的证据实验上来自薄势垒结构，因此如理论上希望的是宽的能带宽度<sup>[52]</sup>，但观察到的负电阻甚小，且结果难以重复。许多因素与此困难有关：散射时间勉强够格，不可避免的缺陷对垂直迁移有严重影响，而任何涨落和不均匀性可望产生局域效应从而影响能带电导。布洛赫振荡的另一预言进一步要求电子无散射地在超晶格区中环行  $eFrd/\hbar = 2\pi$ ，它明显地超出目前材料技术的条件。

然而，正是涨落的存在促进了超晶格中另一类共振输运<sup>[53]</sup>。这用图10中比较窄的子带结构来说明。这种情况，跨过一个周期的能量差或电压降如果可与  $\Delta E$  相比拟，能带电导不能维持，造成电流减弱。涨落将导致维持电压的局域畴形成。这种情况将维持到穿过畴的基底的和激发的子带配置起来。接着电流出现极大而畴扩展了，例如，跨越了超晶格的相邻周期。电导出现振荡行为，而且如小插图中所示，电压的振荡周期等于子带间的能带间距。不同于先前描述过的通过子带的超晶格电导，这里电流受到能带配置引起的局域隧穿行为的限制。进入较高子带的电子迅速弛豫到基态以便导电过程继续进行。

已经研究过基于类似机制的不同构形。例如，在超晶格中特别引入一个不同的势垒<sup>[54]</sup>。通过这个势垒的子带间出现与涨落无关的局域隧穿行为。由超晶格制成的三重势垒<sup>[54]</sup>和双重势垒结构中的电流一电压特征已见诸报道<sup>[55]</sup>。最有趣的是  $p-i-n$  二极管的空同电荷区中加入了多重势垒结构，这里观察到光生电子的共振输运过程<sup>[56]</sup>。对  $InGaAs-InAlAs$  异质结构，其结果表示于图11中。可以看到电流中出现明确的峰值，而它们相当于在邻接量子阱中基态和第一及第二激发态之间的隧穿过程，随着温度降低其特征显得

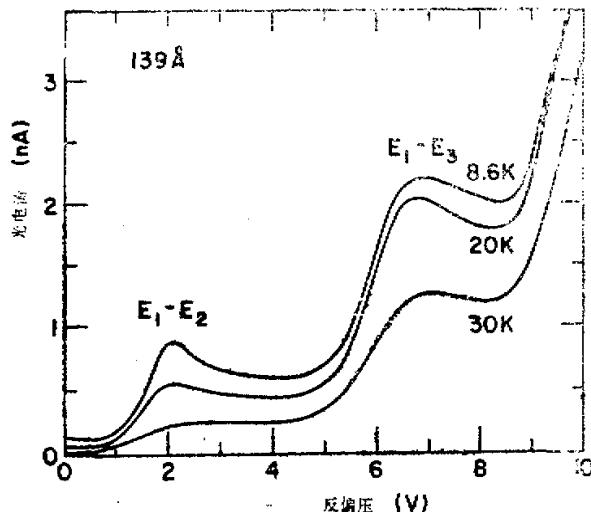


图11  $p-i-n$  二极管中光电流与偏压的关系。这里  $i$  区域由宽度为 139  $\text{\AA}$  的相等势垒和势阱组成的  $InGaAs-InAlAs$  超晶格构成。  
峰值相当于基态和激发态之间的隧穿过程（见参考文献[56]）

更为明锐。

由于目前对于单个和多重量子阱的垂直输运的强烈兴趣，实验工作可望继续得到迅速的发展。理论方面也是这样，研究工作的进展已经超出早期的简单模型。共振隧穿曾用密度矩阵形式计算过<sup>[57]</sup>。这个方法可以一般地从形式上来处理电子分布的动力学响应和散射或耗散效应。对超晶格输运，作为基于不同散射机制而在电子传导中最为重要的迁移率，曾在能带导电范围和局域隧穿或跳跃导电条件<sup>[58]</sup>被考虑过。我们应该提到，横向表面超晶格中输运的可能性<sup>[59]</sup>，它作为门结构控制二维电子通道里电荷的流动。

### 3. 有关实验

这里我们将描述一些垂直输运中的特殊实验，它们与已经讨论过的那些情况密切相关，并将在异质结构物理学上展现新的特征。这些实验中的一个处理了所谓热电子晶体管的电子隧穿。它是由类似于双势垒构形的GaAs和GaAlAs叠层组合而成的。通常两个GaAlAs势垒却是不同的，一个掺杂的势阱附有电极作为晶体管的基极。可用加于基极的电压来控制两边电(即发射极与集电极)之间的电流<sup>[60]</sup>。当基极宽度减少时，如往常一样形成了量子态，它们依赖于由外加电压确定的整个势能轮廓。图12显示在某个集电极电压下发射极和基极之间的电导特性<sup>[62]</sup>。通过与理论计算的比较，证明振荡来自量子态(包括规则束缚态及集电极势垒之上虚态)间的共振。早期的光学实验曾报道虚态的存在<sup>[64]</sup>。对双势垒中的输运，能量高于势垒的共振行为已在GaAs-GaAlAs<sup>[64]</sup>和IP-InGa

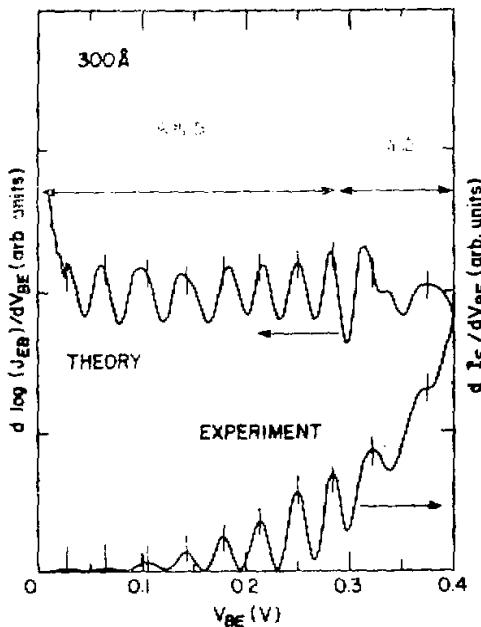


图12 GaAs-GaAlAs热电子晶体管的发射极—基极电导与电压关系。

振荡来自已经标明的束缚态和虚态间的共振(见参考文献[62])

*As*<sup>[45]</sup>中观察到并根据虚态进行过讨论。在前者情况下，人们认为共振更可能是由于*GaAlAs*中的X态。

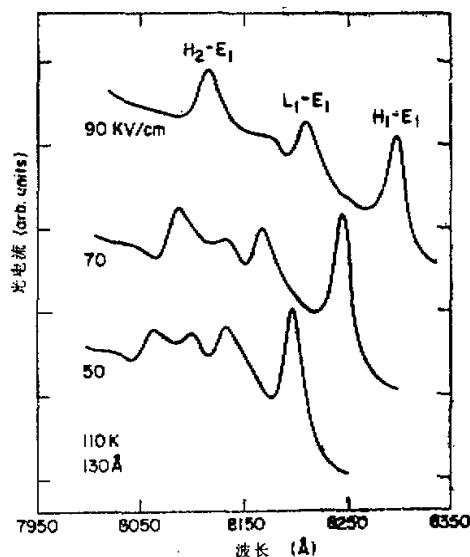


图13 阈宽130 Å的GaAs-GaAlAs多重量子阱在电场下的光电流谱。可以分辨出激子型转变。

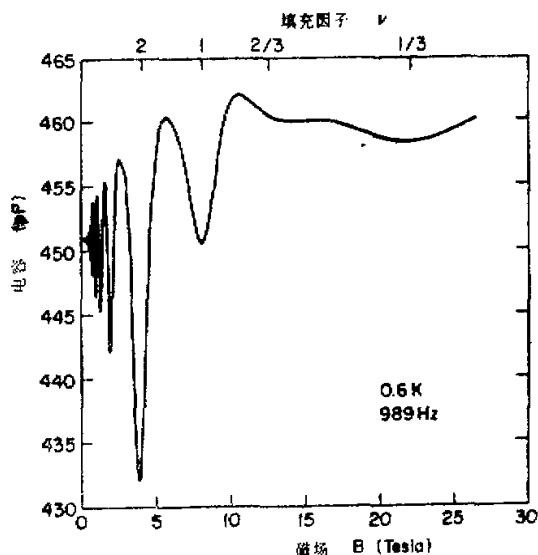


图14 GaAs-GaAlAs异质结的磁致电阻，其振荡来源于直至极端量子极限的态密度。(见参考文献[70])

输运实验只代表了研究异质结构电子性质的一个重要方面，另一个同样重要的方面是光谱，如吸收、光致发光和光致激发。两者之间的桥梁是光电导。<sup>[65]</sup>作为一项光学技术，光电流测量探查价带和导带子带，并提供关于容许及禁戒跃迁、激子态和能带混合效应等信息，对于发光和激发实验是个补充<sup>[66, 67]</sup>。此外，实验通常在  $p-i-n$  或肖脱基势垒构形中的电场之下进行，使得它成为研究这些性质的场效应的天然办法<sup>[68]</sup>。一个光电流实验例子已在上面多重势垒隧道行为中给出。如图13已经表明，它可作为研究激子跃迁的光谱学工具。（参阅文献[7]中Collins等的论述，1987）。明确可看到涉及到重和轻空穴的基态激子。它们随场的斯塔克移动是子带降低的结果，这时场使电子和空穴的量子阱发生反向的倾斜。更为有趣的是在高能量区存在两个峰值，这被解释为基态轻空穴和第一激发重空穴的价带子带之间的混合。后者仅在高场情况变得明确，这时混合效应已经减弱。不同激子跃迁的重或轻空穴性质事实上只能通过极化和单轴应力测量来确定。

如前所述，输运通常是与导电率相联系的。在这最后的一个例子里，我们将描述电容测量。因为电容来自电子在费密能级上的载荷和去荷，这种测量直接提供了态密度的信息。<sup>[69]</sup>但是，必须注意避免为电阻效应所掩盖，在高磁场这一有兴趣的区域中往往会出现这种情况。（例如，参阅文献[5]中Smith等的论述，1986）。用一垂直构形，新近实验上已取得成功，如图14所示。振荡电容可以变换至振荡态密度与场的关系，或者在固定外场时作为能量的函数。结果指出，在整数量子霍尔效应中朗道能级间有比较大的态，一般情况与磁化和比热的测量相一致。（参阅文献[5]中Eisenstein等和Gornik等的论述，（1986）对分数量子霍尔效应的分析，其中图14清楚地可以看到下降，导致关于态密度的相似结论。无序或不均匀性的存在通常被用来解释整数效应的结果，它也有可能被用于解释分数效应，尽管分数效应只能在具有高载流子迁移率的高质量异质结构中被观察到。

#### 致谢

应该感谢我的许多同事，他们提供了尚未出版的工作让我使用。

#### 参 考 文 献

- [1] L.L.Chang, *Symposia Proc. Mat. Res. Soc.* 56 267 (1986).
- [2] Molecular Beam Epitaxy and Heterostructures, ed. L.L.Chang and K.Ploog, Martinus Nijhoff Dordrecht, 1985.
- [3] Synthetic Modulated Structures, ed. L.L.Chang and B.C.Giessen, Academic press, Orlando, 1985.
- [4] Technology and Physics of Molecular Beam Epitaxy, ed. E.H.C.Parker, Plenum Press, New York, 1985.
- [5] Conference proc. on Electronic Properties of Two-Dimensional Systems: *Surf. Sci.* 98(1980); 113, (1982); 142, (1984); 170, (1986).
- [6] Conference Proc. on Modulated Semiconductor Structures: *J. Vac. Sci. Technol.* B1, (1983); *Surf. Sci.* 174, (1986).
- [7] Conf. proc. on Physics of Semiconductors: *Physica* 117-118, (1983); Springer-Verlag, New York, 1985; World Scientific, Singapore, (1987).

- [8] T. Ando, *J. Phys. Soc. Japan.* 51, 2893(1982); and 51, 3900(1982).
- [9] F. Stern, *Appl. Phys. Lett.* 43, 974 (1983), and F. Stern and S. Das Sarma, *Phys. Rev. B* 30, 840(1984).
- [10] M. Heiblum, E.E. Mendez and F Stern, *Appl. Phys. Lett.* 44, 1064(1984).
- [11] E. E. Mendez, *IEEE J. Quantum Electronics QE-22*, 1720(1986).
- [12] P. J. Price, *Surf Sci.* 143, 145(1984).
- [13] B. Vinter, *Surf. Sci.* 170, 445(1986).
- [14] W. Walukiewicz, H. E. Ruda, J. Lagowski and H. C. Gatos, *Phys. Rev. B* 30, 4571(1984).
- [15] M. J. Kane, D. A. Anderson, L.L. Taylor and S. J. Bass *Surf. Sci.* 170, 470(1986).
- [16] H. Munekata, E.E. Mendez, Y. Iye and L. Esaki, *Surf. Sci.* 174, 449 (1986).
- [17] R. People, J.C. Beam, D.V. Lang, A.M. Sergent, H.L. Stormer, K.W. Wecht, R.T. Lynch, and K. Baldwin, *Appl. Phys. Lett.* 45, 1231(1984).
- [18] G. Abstreiter, H. Brugger, T. Wolf, H. Jorke and H.J. Herzog, *Phys. Rev. Lett.* 54 2441(1985).
- [19] T. Ando and Y. Uemura, *J. Phys. Soc. Japan* 36, 959(1974).
- [20] T. Ando, A. B. Fowler and F. Stern, *Rev. Modern Phys.* 54, 437(1982).
- [21] Th. Englert, D.C. Tsui, A.C. Gossard and Ch. Uihlein, *Surf. Sci.* 113, 295 (1982).
- [22] J.C. Portal, G. Gregoris, M.A. Brummell, R.J. Nicholas, M. Razeghi, M. A. DiFort-Poisson, K.Y. Cheng and A.Y. Cho, *Surf. Sci.* 142, 368 (1984).
- [23] L.L Chang, *J. Phys. Soc. Japan, Suppl. A*, 49, 997 (1980).
- [24] J.E. Shirber, I.J. Fritz and L.R. Dawson, *Appl. Phys. Lett.* 46, 187 (1985).
- [25] H.L. Stormer, A.m. Chang, D.C. Tsui, J.C.M. Huang, A.C. Gossard and W. Wiegmann, *Phys. Rev. Lett.* 50, 1953(1983).
- [26] R.B. Laughlin, *Phys. Rev. B* 23, 5623 (1981).
- [27] H. Levine, S.B. Libby and A.M.M. Pruisken, *Phys. Rev. Lett.* 51, 1915 (1983).
- [28] R.B. Laughlin, *Phys. Rev. Lett.* 50, 1395 (1983).
- [29] D. Yoshioka, B.I. Halperin and P. A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* 50, 1219 (1983).
- [30] E.E. Mendez, L. Esaki and L.L. Chang, *Phys. Rev. Lett.* 55, 2216 (1985).
- [31] D.J. Thouless, *Phys. Rev. Lett.* 39, 1167 (1977).
- [32] P.W. Anderson, E. Abrahams and T.V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* 43 718 (1979).
- [33] R.A. Davies, C.C. Dean and M. Pepper, *Surf. Sci.* 142, 25 (1984).
- [34] B.J.F. Lin, M.A. Paalanen, A.C. Gossard and D.C. Tsui, *Phys. Rev. B* 29, 927 (1984).

- [35] S. Kawaji, H. Shigeo, J. Yoshino and H. Sakaki, *J. Phys.Soc Japan* 54, 3880 (1985).
- [36] D.A. Poole, M. Pepper and A. Hughes, *J. Phys.C15*, L1137 (1982).
- [37] S. Washburn, R.A. Webb, E.E. Mendez, L.L Chang and L. Esaki, *Phys. Rev. B33*, 8848 (1986).
- [38] S. Maekawa and H. Fukuyama, *J. Phys. Soc. Japan* 50, 2516 (1981).
- [39] L.L. Chang, L. Esaki and R. Tsu, *Appl. Phys. Lett.* 24, 593 (1974).
- [40] B. Ricco and M. Ya. Azbel, *Phys. Rev. B29*, 1970 (1984).
- [41] T.C.L.G. Sollner, W.D. Goodhue, P.E. Tannenwald, C.D. Parker and D. D. Peck, *Appl. Phys. Lett.* 43, 588 (1983).
- [42] H.Ochiai, T. Iizata, S. Muto, N. Yokoyama and A. Shibaomi, *Appl. Phys. Lett.* 49, 1248 (1986).
- [43] E.E. Mendez, W.I. Wang, B. Ricco and L. Esaki, *APPL. Phys. Lett.* 47, 415 (1985).
- [44] L.L. Chang and L. Esaki, *Surf. Sci.* 98, 70 (1980).
- [45] T.H. T. Vuong, D.C. Tsui and W.T. Tsang, *Appl. Phys. Lett.* 50, 212 (1987).
- [46] E.E. Mendez, L. Esaki and W.I. Wang, *Phys. Rev. B33*, 2893 (1986).
- [47] E.E. Mendez, E. Calleja and W.I. Wang, *Phys. Rev. B34*, 6026 (1986).
- [48] T.C.L.G. Sollner, E.R. Brown, W.D. Goodhue and H.Q. Le, *Appl. Phys. Lett.* 50, 332 (1987).
- [49] S. Luryi, *APPL. Phys. Lett.* 47, 490 (1985).
- [50] A.D. Stone and P.A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* 54, 1196 (1985).
- [51] M. Buttiker, *Phys. Rev. B33*, 3020 (1986).
- [52] L. Esaki and L.L. Chang, *Thin Solid Films* 36, 285 (1976).
- [53] R.A. Davies, M.J. Kelly and T.M. Kerr, *Phys. Rev. Lett.* 55, 1114 (1985).
- [54] T. Nakagawa, H. Imamoto, T. Kojima and K. Ohta, *Appl. Phys. Lett.* 49, 73 (1986).
- [55] M.A. Reed and J.W. Lee, Presented at the 2nd Int. Conf. on Superlattices, Microstructures and Microdevices, Goteborg, August 1986.
- [56] F. Capasso, K. Mohammed and A.Y. Cho, *Appl. Phys. Lett.* 48, 478 (1986).
- [57] W.R. Frensley, *J. Vac. Sci Technol. B3-4*, 1261 (1985).
- [58] J.F. Palmier, in *Heterojunctions and Semiconductor Superlattices* ed. by G. Allan, G. Bastard, N. Boccara, M. Lannoo and M. Voos, Springer-Verlag, Berlin, 1986, p.127.
- [59] R.K. Reich, R.O. Grondin and D.K. Ferry, *Phys. Rev. B27*, 3483 (1983).
- [60] G. Bernstein and D.K. Ferry, *Superlattices and Microstructures*, 2, 373 (1986).
- [61] M. Heiblum, M.I. Nathan, D.C. Thomas and C.M. Knoedler, *Phys. Rev.*

- Lett.*, 55, 2200 (1985).
- [62] M. Heiblum, M. V. Fischetti, W.P. Dumke, D.J. Frank, I.M. Anderson, C.M. Knoedler and L. Osterling, *Phys. Rev. Lett.* 58, 816 (1987).
- [63] J.E. Zucker, A. Pinczuk, D.S. Chemla, A.C. Gossard and W. Wegmann, *Phys. Rev. B* 30, 7065 (1984).
- [64] E.E. Mendez, E. Calleja, C.E.T. Goncalves da Silva, L.L. Chang and W.I. Wang, *Phys. Rev. B* 33, 3768 (1986).
- [65] R. Tsu, L.L. Chang, F.A. Sai-Halasz and L. Esaki, *Phys. Rev. Lett.* 34, 1509 (1975).
- [66] R.C. Miller, A.C. Gossard, G.D. Sanders, Y.C. Cheng and J.N. Schulman, *Phys. Rev. B* 32, 8462 (1985).
- [67] L. Vina, R. T. Collins, E.E. Mendez, W.I. Wang, L. L. Chang and L. Esaki, *Superlattices and Microstructures* 3, 9 (1987).
- [68] E.E. Mendez, G. Bastard, L.L. Chang, L. Esaki, H. Morkoc and R. Fischer, *Phys. Rev. B* 26, 710 (1982).
- [69] A.M. Voshchenkov and J.N. Zemel, *Phys. Rev. B* 9, 4410 (1974).
- [70] T.P. Smith, III, W.I. Wang and P.J. Stiles, *Phys. Rev. B* 34, 2995 (1986).

## TRANSPORT PROPERTIES IN SUPERLATTICE HETEROSTRUCTURES

L.L.Chang

*IBM T.J.Watson Research Center*

*Yorktown Heights, New York, U.S.A.*

### ABSTRACT

Transport properties in semiconductor heterostructures are reviewed, including electron conduction both in the parallel direction within the quantum-well layers and in the perpendicular direction across the heterostructure potential. The focus is on properties arising from the energy quantization and the resulting two-dimensionality of the electron system. The selection of topics is based on the degree of physical interest and the level of experimental activities. The most extensively studied GaAs-GaAlAs heterostructure is used for illustration.