

高迁移率二维电子系统中微波辐射引起的磁阻振荡和零电阻*

雷 啸 霖[†]

(上海交通大学物理系 上海 200030)

摘 要 一年以前,人们惊奇地发现:在相当弱的磁场中,并不太强的微波辐照就可以使二维半导体的磁阻产生强烈的振荡,振幅的最大值可超过无辐照磁阻值的十几倍,最小值可以一直降到零.全世界众多的凝聚态物理学家争相聚焦到这个领域,进行了许多实验和理论研究,企图弄清这一意外发现的机理.经过一年多的努力,人们已经掌握了这个现象更多的细节,对其物理机制也有了初步了解.但深入的实验和理论探索可能还要继续相当一段时间.文章将对这个物理现象及相关的理论模型,尤其是目前得到较多赞同的光子辅助磁输运模型,作一简单的介绍.

关键词 二维半导体,磁阻振荡,零电阻态,光子辅助散射

Microwave-induced magnetoresistance oscillations and zero-resistance states in high-mobility two-dimensional electron systems

LEI Xiao-Lin[†]

(Department of Physics, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200030, China)

Abstract A year ago it was surprisingly discovered that, at modest magnetic fields, the magnetoresistance of a two-dimensional semiconductor subjected to microwave radiation of modest strength, can oscillate fiercely with the maximum value more than a factor of ten of the resistance without the radiation and the minimum value all the way down to zero. Many condensed matter physicists have since been exploring the mechanism of this intriguing discovery, and recent experiments have disclosed new details. Although there seems to be a preliminary understanding of the phenomenon, further experimental studies and different theoretical models will be necessary for quite some time before a conclusion can be reached. The present article presents an introduction to the phenomenon and its theoretical models, especially those based on photon-assisted transport which are favored by most people.

Key words two-dimensional semiconductors, magnetoresistance oscillations, zero-resistance states, photon-assisted scatterings

1 二维电子气中意想不到的新发现

二维半导体是30年来人们研究得最充分的低维电子体系之一.在这个体系中的两个重大发现——整数量子霍尔效应和分数量子霍尔效应——先后都获得了诺贝尔奖.但大家都没有想到,就是在这样一个人们自认为已十分熟悉的体系中,在并非很苛刻的条件下,近一年来却有了几乎令所有的物理

学家都感到十分意外而又非常兴奋的发现:微波辐照引起的磁阻振荡和零电阻.美国犹他大学杜瑞瑞(R. R. Du)博士领导的研究组,德国马克斯普朗克研究所 von Klitzing 博士领导的研究组和美国普林斯顿大学崔琦(D. C. Tsui)博士领导的研究组等

* 国家自然科学基金(批准号:10390162, 90103027)资助项目

2004-01-09 收到初稿, 2004-04-05 修回

[†] E-mail: xlei@sjtu.edu.cn

世界各地的许多实验室长期以来一直对 GaAs/AlGaAs 基二维电子气体的磁输运性质进行研究. 低温磁阻的主要特征是强磁场(几个特斯拉)下出现量子霍尔效应和中等磁场下出现 Subnikov-de Haas (SdH) 振荡, 更低磁场下则没有特别明显的结构. 几年前, 人们也用相当强度的电磁波照射过样品, 无论是纵向磁阻 R_{xx} 还是横向(霍尔)磁阻 R_{xy} , 与没有辐照时相比都没有什么变化. 当时能得到的 GaAs/AlGaAs 样品迁移率一般低于 $10^6 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$. 但当样品迁移率提高到 $3 \times 10^6 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ 时, 新特征开始出现了: 在 SdH 振荡尚不能看到或刚刚能看到的低磁场区域(大约是 0.2T 以下), 用毫米电磁波辐照样品后, 其纵向磁阻 R_{xx} 随磁场变化立即呈现相当强烈的振荡. 进一步提高样品的迁移率, 振荡变得更加强烈^[1, 2].

2002 年, Mani 等人^[3]用低温迁移率为 $\mu_0 = 1.5 \times 10^7 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ 的 n 型 GaAs/AlGaAs 异质结样品, Zudov 和杜瑞瑞等人^[4]用低温迁移率为 $\mu_0 = 2.4 \times 10^7 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ 的 n 型 GaAs/AlGaAs 量子阱样品, 各自独立地发现, 在频率 $f = \omega/2\pi$ 从 27GHz (甚至更低)到 150GHz 的中等强度的微波辐照下, 二维电子系统的纵向磁阻 R_{xx} 随磁场 B 的振荡可变得如此强烈, 其振幅的最大值可超过无辐照时电阻的十几倍, 而最小值则在测量精度范围内, 在相当宽的磁场区域中完全变为零, 形成“零电阻态”. 但横向电阻 $R_{xy} \cong B/N_e e$ (e 是电子电荷值, N_e 是二维电子气的载流子密度)几乎不变, 没有一点类似量子霍尔效应平台的迹象. 图 1 是这两个研究组的实验结果. 无微波辐照时, 在坐标高磁场端, 磁阻出现通常的 SdH 振荡行为: R_{xx} 作为 $1/B$ 的函数呈周期性的振荡变化, 周期为 $b_{\text{SdH}} = 2e/hN_e$ (h 是普朗克常数), 由载流子密度 N_e 决定. 微波辐照引起的 R_{xx} 振荡也是随 $1/B$ 周期性变化的, 但其周期 $b = e/m\omega$ 决定于微波的频率 ω 及载流子有效质量 m . 将 R_{xx} 画作 $1/B$ 或 $B^{-1}/b \equiv \omega/\omega_c$ ($\omega_c = eB/m$ 是载流子的回旋角频率)的函数 [图 1(b)] 可以清楚地看出这一点. 图 1(a) 中 $B_f = 2\pi f m/e$ 是系统回旋共振频率等于微波频率 f 时的磁场.

从零开始随着微波强度增加 R_{xx} 以没有辐照的曲线为中心正负振荡, 幅度越来越大, 在负方向可一直到零. 继续增加微波强度, 正方向的极大值还会增大, 负方向则表现为零电阻范围扩大. 值得注意的是, 在 $\omega/\omega_c = j$ ($j = 1, 2, 3, \dots$) 这些整数值的磁场处, R_{xx} 不受辐照的影响, 不同微波强度的振荡曲线都在

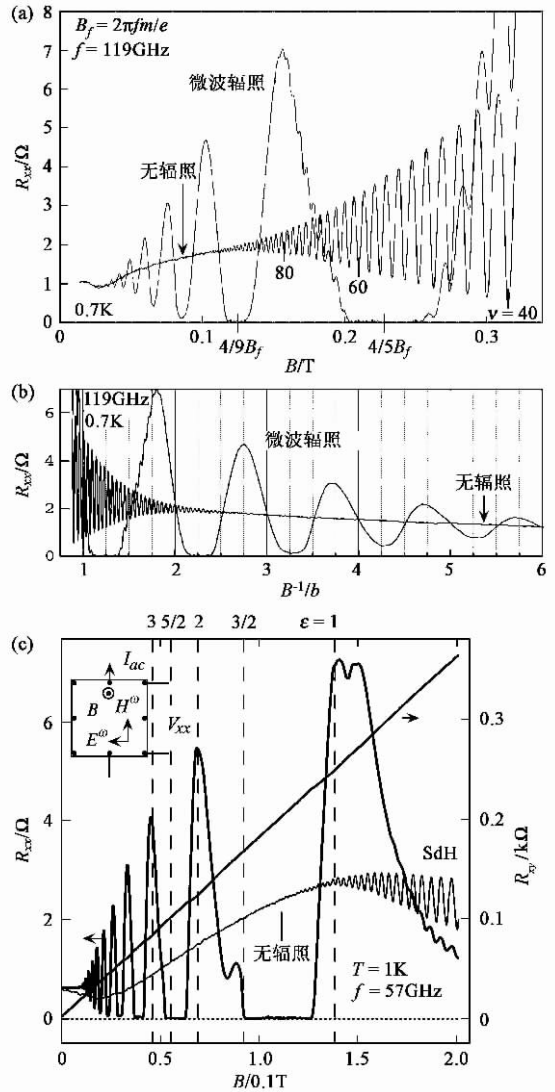


图 1 微波辐照引起的磁阻振荡

(a)和(b)是 Mani 等人的实验结果^[3] (c)是 Zudov 和杜瑞瑞等人的实验结果^[4]

这些点相交 [图 1(b), 图 2]. 电阻的极大值出现在略低于这些整数点的地方, 即 $\omega/\omega_c = j - \delta_-$ 处, 电阻的极小值(直接看出或推断出)出现在略为超过这些整数点的地方, 即 $\omega/\omega_c = j + \delta_+$ 处. δ_{\pm} 大约是 $1/4$, 被称为相移 [图 1(b)]. 电阻振荡幅度的增长一开始正比于微波的功率, 以后要变慢一些, 在强的辐照下会饱和. 此外, 测量到的电阻振荡对一般强度的偏置电流并不敏感. 但是辐射引起的磁阻振荡和零电阻态对体系的温度 T 是非常敏感的. 一般的实验是在 $T = 1\text{K}$ 或更低一些温度下进行. 在固定微波功率情况下, 随温度的上升, R_{xx} 振荡幅度迅速减少, 到 $T = 4\text{—}5\text{K}$ 时, 不但零电阻不复存在, 整个振荡也几乎完全消失, 如图 3 所示.

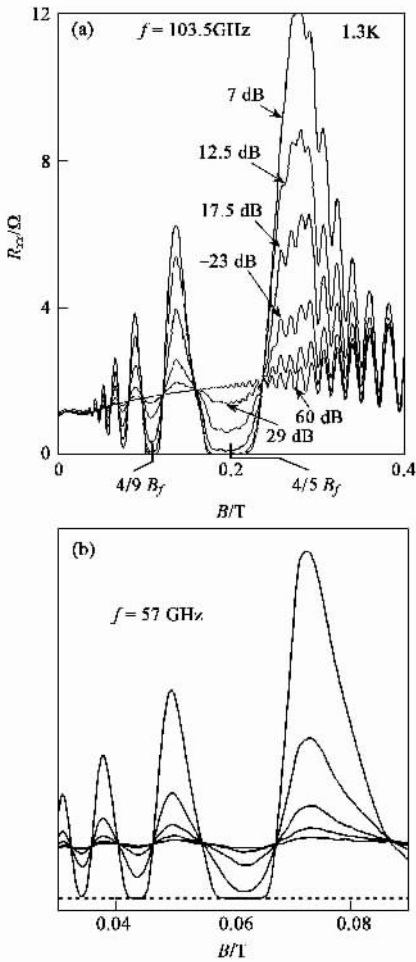


图2 不同强度微波辐照下的纵向磁阻振荡
(a)Mani 等人的实验结果^[3] (b)Zudov 和杜瑞瑞等人的实验结果, 温度为 1K, 微波功率从 1 μ W 到 100 μ W, 相邻曲线差 5dB^[4]

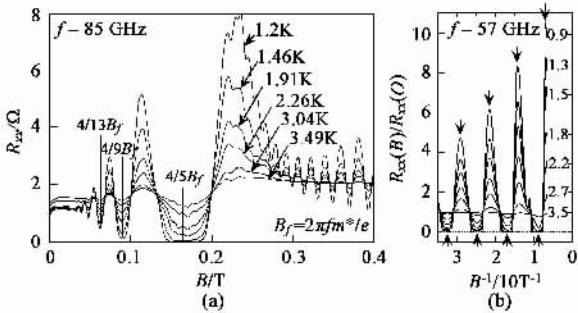


图3 固定微波辐照功率, 不同温度下的磁阻振荡
(a)Mani 等人的实验结果^[3] (b)Zudov 和杜瑞瑞等人的实验结果, 曲线旁边的数字是温度 (K) 值^[4]

要注意, 人们常用电阻率张量 $\mathbf{R} = \begin{pmatrix} R_{xx} & R_{xy} \\ R_{yx} & R_{yy} \end{pmatrix}$ 或电导率张量 $\mathbf{G} = \begin{pmatrix} G_{xx} & G_{xy} \\ G_{yx} & G_{yy} \end{pmatrix}$ 来描述二维系统的电流密度矢量 \mathbf{J} 与电场强度矢量 \mathbf{E} 间的

关系 $\mathbf{E} = \mathbf{R} \cdot \mathbf{J}, \mathbf{G} = \mathbf{R}^{-1}$. 由于在垂直于平面的磁场中各向同性体系 $R_{xx} = R_{yy}, R_{xy} = -R_{yx}$, 而实验研究的高迁移率样品在人们感兴趣的区域 $|R_{xx}| \ll |R_{xy}|$, 因而 $G_{xy} \approx 1/R_{xy}, G_{xx} \approx R_{xy}^{-2} R_{xx}$. 即纵向电导与纵向电阻成正比, 比例系数为正. 这样, 测量电阻率与测量电导率是等价的, 零电阻态也就是零电导态. 实验上用 Carbinio 环配置直接测量纵向电导, 也看到微波辐照引起 G_{xx} 振荡和零电导态, 并且 $G_{xx} = 0$ 的区域与 $R_{xx} = 0$ 的区域亦相同^[5].

2 零电阻态还是负电阻态?

这些实验发现立即在物理学界引起极大的兴趣和广泛的关注^[6], 成为一年多来低维半导体物理领域最重大的事件. 因为零电阻在凝聚物质中相当少见, 往往是与新的物质状态相关的物理新发现的前兆, 许多实验和理论物理学家都被吸引过来. 迄今为止, 世界上已有好几个研究组重复了这些实验^[7,8], 肯定了上述发现并报道了进一步的结果. 理论工作者更是蜂拥而至, 聚焦到这一领域, 探索这一现象的机制. 已经提出了许多不同的理论模型, 形成百家争鸣的态势.

大部分的探索首先集中在零电阻. 在超导体和量子霍尔系统中, 零电阻都是与能谱中出现能隙相关的. Mani 等人^[3]根据实验振荡磁阻极小处的 R_{xx} 值随温度的变化可近似用指数形式 $\exp(-\Delta/k_B T)$ 来拟合的判断, 认为电子能谱在费米面处有一个能隙 Δ , 并提出: 微波电磁辐射能引起半导体朗道能级间电子-空穴激发, 形成激子. 在这个二维电子与激子共存的系统中, 通过交换激子, 电子之间可以产生一个有效的吸引相互作用, 形成某种类似超导电中的电子对凝聚的零电阻态和激发谱的能隙. Philips^[9]提出磁场中的二维半导体是多电子无序系统, 微波引起的、类似滑移电荷密度波的自组织开轨道可形成零电阻集体态. Mikhailov^[10]将这个现象与磁等离子激发联系起来, 认为微波驱动二维系统边沿电子快速运动造成的等离子不稳定性可能是零电阻态的起因. Rivera 和 Schultz^[11]从电子结构的角度讨论这个问题, 认为微波电场改变了磁场中二维系统的电子结构, 出现类似永久电流的效应, 是导致零电阻态的原因. 但是, 迄今为止, 所有这些都还处于猜测的阶段, 尚没有一个略为定量、可以与实验相联系的理论.

与此同时的另一种观点认为, 与超导电性和量子霍尔效应不同, 在微波辐照下实验测量到零电阻

并不一定预示着某种新的电阻为零的热力学平衡态. 实验上看到零电阻的出现是电阻振荡连续增长的结果. 当微波功率进一步增加时, 除了在零点处被截止外, 其余部分继续增长. Anderson 和 Brinkman^[12]认为, 实验测量到零电阻表明, R_{xx} 振荡地通过了零点到达负值. 微波驱动下的二维电子体系处于非平衡的状态, 在非平衡条件下, 系统可以从外界补充能量, 正和负的耗散电阻率在物理上都是允许的. 但是, 负电阻率的状态对于任何微小的扰动都是不稳定的. Andreev 等人^[13]证明, 在负耗散电阻率的系统中, 必定会出现自发电流的畴分布, 到达稳定时每个畴内电流密度都会有这样的数值, 使平行于电流的电场分量处处为零. 这意味着只要在非平衡驱动下出现负电阻率, 系统会自动调节畴分布, 维持所要求的直流电流(在某个阈值以下), 从而在宏观上测量到等于零的电阻. Bergeret 等人^[14]讨论磁场中出现负电导率的情况, 也得到类似的结论. 基于唯象方程分析畴结构, Klesse 和 Merz^[15]以及 Volkov 和 Pavlovskii^[16]认为, 空间非均匀态的电阻不是严格等于零, 而是随样品中某个空间的长度尺度指数变小. 但不管细节如何, 微波辐照下均匀体系只要出现负纵向电阻率或负纵向电导率, 就可解释观察到的零电阻.

但是, 按照 Kohn 定理^[17], 对存在磁场的平移不变系统, 即使有电子间相互作用, 所有非相邻朗道能级间的偶极矩矩阵元均为零. 即频率为 ω 的电磁辐射对平移不变系统的影响只能在 $\omega = \omega_c$ 附近. 实验上微波辐照能在如此宽的磁场范围使磁阻产生强烈变化显然是完全违反 Kohn 定理的. 当然, 各种可能破坏平移不变的因素都可以突破 Kohn 定理的限制, 如非抛物能带结构^[18], 无规杂质或声子散射, 有限体积、边界效应等. 所有这些因素都被提出来过作为微波辐射引起磁阻振荡的原因, 其中光子辅助的杂质散射是低温下辐射引起的磁阻振荡的基本来源的观点得到迄今为止与实验最符合的结果.

3 光子辅助输运模型

存在杂质或声子散射的时候, 受到电磁波辐照的二维电子可以吸收或发射一个或多个光子而从一个朗道能级跃迁到另一个朗道能级, 不受 $\omega = \omega_c$ 的限制, 我们称之为光子辅助的杂质或声子散射. 这样一种散射的效应早就有人^[19-21]在其他问题中探讨过. Ryzhi^[22]许多年前就知道, 这种光子辅助的散射有可能引起磁场中负的电导. Durst 等人^[23]明确提

出, 光子辅助的杂质散射及磁场中二维电子气态密度的周期结构是微波辐射引起磁阻振荡和负磁阻的主要原因. 他们的模型计算获得了可与实验的周期和相位定性比较的振荡磁阻. Shi 和 Xie^[24]用 Tien-Gordon 光子辅助隧道电流的公式^[19]也得到类似的结果. 但是, 有三个重要问题在这些模型中没有涉及: (1) 这些模型中光子辅助散射的强弱与磁场无关, 微波电磁场起的作用与没有磁场或磁场与微波电场方向相同 (Voigt 组态) 的情况完全一样. 而实验是在磁场与微波电场互相垂直的 Faraday 组态下进行的, 这时高频电场引起的电子运动要受到磁场洛伦兹力的作用, 产生一个垂直方向的运动, 而且当 $\omega = \omega_c$ 时, 这两个方向的运动都要大大加强. 这样一个电子运动的回旋共振对光子辅助的散射必定会有很大的影响. (2) 杂质存在是突破 Kohn 定理的因素, 磁阻振荡是突破 Kohn 定理的表现. 照理说, 杂质越多系统偏离平移不变越大, 应当越明显地表现出突破 Kohn 定理的行为. 为什么迁移率高的样品磁阻振荡强烈, 而迁移率低的样品没有或只有很弱的振荡? (3) 灵敏的温度依赖性是由辐射引起的磁阻振荡基本的特征, 温度 $T = 4-5$ K 时振荡就完全消失. 这是什么原因?

Lei 和 Liu^[25]提出了一个 Faraday 组态下光子辅助杂质(声子)散射的磁输运模型, 其主要物理思想是: (1) 二维系统中的电子, 更确切的说, 代表整体漂移运动的系统的质心, 在空间均匀的高频电场和磁场作用下作调制的回旋运动, 受到一定的阻尼, 在 $\omega \approx \omega_c$ 处出现共振. (2) 存在杂质(声子)散射的情况下, 质心的调制回旋运动与磁场中二维多电子体系的相对运动发生耦合, 导致 Faraday 组态下光子辅助的杂质(声子)散射. (3) 光子辅助的杂质(声子)散射对光电阻率的影响由如下两个因素决定: 朗道能级的展宽及散射势的直接贡献. 前一个因素往往更重要. 弱的散射虽然对 R_{xx} 的直接贡献小, 却使朗道能级的宽度变窄, 这会大大增加 R_{xx} . (4) 温度在 1K 以下时, 声子的作用几乎可以忽略, 低温下的磁阻振荡是杂质主导的. 随着晶格温度的上升, 声子散射强度迅速增加, 使朗道能级的宽度变大. 虽然对 R_{xx} 的直接贡献仍主要来自杂质散射, 声子导致的朗道能级加宽却决定了磁阻振荡的温度依赖性.

根据这个模型, 采用抛物能带和单频率光子近似, Lei 和 Liu 建立了一组处理 Faraday 组态高频场作用下二维电子系统磁输运的平衡方程. 从这组方程出发, 很容易得到高频场辐照下二维电子系统的

横向电阻率 $R_{xy} = B/N_e e$, 纵向电阻率(零偏置, 杂质贡献)

$$R_{xx} = - \sum_q q_x^2 \frac{|U(\mathbf{q})|^2}{N_e^2 e^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(\xi) \frac{\partial \Pi_2}{\partial \Omega} \Big|_{\Omega = n\omega} \quad (1)$$

式中 $|U(\mathbf{q})|^2$ 代表杂质散射势, q 是二维波矢, $J_n(\xi)$ 是第 n 阶贝塞尔函数, $\xi = \sqrt{(\mathbf{q} \cdot \mathbf{v}_1)^2 + (\mathbf{q} \cdot \mathbf{v}_2)^2} / \omega$ 是与质心回旋运动(由速度参数 v_1 和 v_2 描述, 给定微波电场强度 E_s 以后求解平衡方程可得到它们的值)和微波频率 ω 相关的参数, $\Pi_2(\mathbf{q}, \Omega)$ 是电子系统的密度关联函数, 它依赖于电子在朗道能级上的占据状况及朗道能级的宽度 Γ . 朗道能级的展宽是各种散射机制共同作用的结果, 可表示成 $\Gamma = (2e\omega_c \alpha / \pi m \mu_0)^{1/2}$, μ_0 是零磁场迁移率, 参数 $\alpha \geq 1$ 反映输运散射时间 τ_{tr} 与寿命的差别.

对电子浓度 $N_e = 3.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, 迁移率 $\mu_0 = 2.4 \times 10^7 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ 的 GaAs 基二维电子系统, 在不同强度的微波辐照下, 按照(1)式计算的, 温度 $T = 1\text{K}$ 时的纵向磁阻 R_{xx} 示于图4. 理论不仅得到了磁阻振荡, 给出了正确的周期和相位, 获得了负磁阻, 而且预言会出现两光子和三光子过程贡献的振荡峰和谷. 这个预言已被实验证实^[4,7].

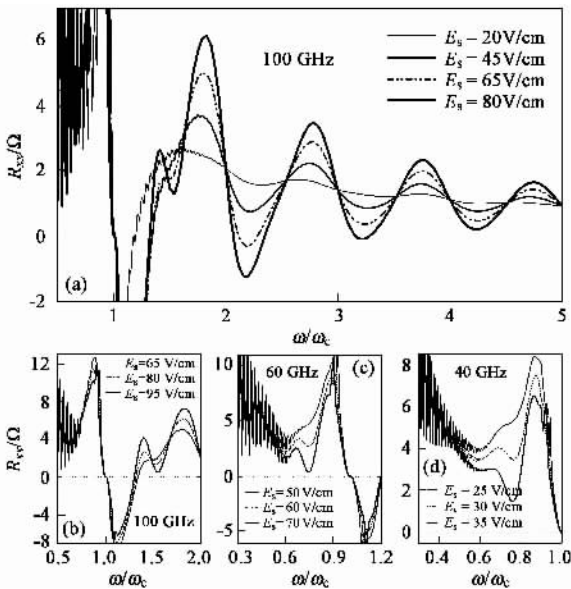


图4 强度为 E_s 的高频电场引起的 GaAs 系统纵向磁阻振荡 (晶格温度 $T = 1\text{K}$, 电子浓度 $N_e = 3.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, 线性迁移率 $\mu_0 = 2.4 \times 10^7 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$, 辐射场的频率标在各图中^[25])

Lei 和 Liu 的模型还表明, 与 SdH 振荡灵敏地依赖于电子温度的情况完全不同, 微波引起的磁阻

振荡对电子系统本身温度变化是不太敏感的. 实际上, 在实验所用最大强度的微波辐照下, 二维电子气的温度 T_e 可能会升到 10K . 理论计算表明, 在这样的电子温度下, SdH 效应已经完全被抑制了, 而辐照引起的磁阻振荡与 $T_e = 1\text{K}$ 仍基本相同. 实验上看到的正是这个情况, 即随着辐照增强, 磁阻振荡继续变大, 而叠加于其上的 SdH 信号变弱(见图1).

另一方面, 模型预言辐射引起的磁阻振荡对晶格温度 T 的升高是非常敏感的. 这是因为电子的迁移率 μ_0 包括杂质(i)、横向声学声子(pt)和纵向声学声子(pl)的贡献:

$$\frac{1}{\mu_0} = \frac{1}{\mu_0^{(i)}} + \frac{1}{\mu_0^{(pt)}} + \frac{1}{\mu_0^{(pl)}} \quad (2)$$

对实验所用的 GaAs 基高迁移率二维半导体, 在 $T = 1\text{K}$ 时, 声子对 $1/\mu_0$ 的贡献不足杂质贡献的 5%, 但晶格温度升高时, 声子散射迅速增强, 到 $T = 5\text{K}$ 时, 声子对 $1/\mu_0$ 的贡献已经为杂质贡献的三倍. 虽然由于引起磁阻振荡所需要的微波强度灵敏地依赖于散射势的性质, 在实验所用的辐照强度范围对磁阻振荡的直接贡献仍主要来自杂质, 但声子散射增强导致的朗道能级宽度的增加极大地压制了磁阻振荡, 使它在 $T \geq 4-5\text{K}$ 时基本消失. 理论计算(图5)相当好地描述了实验的结果.

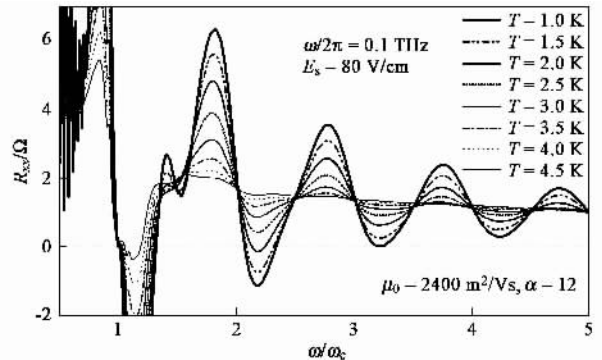


图5 固定辐射强度, 不同晶格温度下的纵向磁阻振荡^[25]

4 理论和实验持续研究

尽管前面介绍的 Lei 和 Liu 的模型能够与实验进行详细比较, 但它毕竟还是多种不同理论模型中的一种. 微波引起的零电阻态究竟是一种新的空间均匀平衡态还是非平衡负电阻态不稳定造成的空间非均匀态? 仍有待继续探索, 尤其是需要实验仔细鉴别. 在非平衡态机制中, 虽然光子辅助运输的概念得到比较多的认可, 但各家的模型和处理方法还不一样. Vavilov 和 Aleiner^[26], Ryzhii^[27] 也独立发展

了各自的基于光子辅助散射的理论. 这些理论与 Durst 等人的理论^[23], Shi 和 Xie 的理论^[24], Lei 和 Liu 的理论^[25] 都是考虑实光子(一阶或所有各阶)的吸收和发射过程,没有包括虚光子过程. Lee 和 Leinaas^[28] 提出了一个考虑一阶实光子过程和各阶虚光子过程干涉效应的模型,但尚未显示虚光子过程在解释磁阻振荡实验时的必要性. Dmitriev 等人^[29] 提出了另外一个光子辅助输运的模型,认为系统的分布函数很“软”,受到扰动偏离平衡后恢复平衡的弛豫时间比决定迁移率的输运弛豫时间 τ_{tr} 长得多,因而微波辐照主要导致分布函数的变化. 但是,实验上辐射引起的磁阻振荡主要在高电子浓度的系统中看到,这类体系趋于平衡应当是很快的. 总之,目前辐射引起的磁阻振荡理论还处于百家争鸣的阶段. 另一方面,实验也在不断进展,新的结果继续出现. 最近更精密的测量表明,微波辐照下霍尔电阻 R_{xy} 也呈现有规律的振荡^[8,30]. 虽然振荡的相对幅度不超过 R_{xy} 值的 0.5%,但其表现出来的规律和物理含义值得仔细探索.

参 考 文 献

- [1] Zudov M A *et al.* cond-mat/9711149 ; Phys. Rev. B , 2001 , 64 201311(R)
 [2] Ye P D *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2001 79 2193
 [3] Mani R G *et al.* Nature , 2002 , 420 646 ; cond-mat/0305507 , 0306388 , 0311010
 [4] Zudov M A *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2003 90 046807 Zudov M A. cond-mat/0306508 , Phys. Rev. B , 2004 , 69 041304 (R)

- [5] Yang C L *et al.* cond-mat/0303472 ; Phys. Rev. Lett. , 2003 , 91 096803
 [6] Fitzgerald R. Physics Today , 2003 56(4) 24
 [7] Dorozhkin S I. cond-mat/0304604 ; JETP Lett. , 2003 77 681
 [8] Studenikin S A *et al.* cond-mat/0310347
 [9] Phillips J C. cond-mat/0212416 0303181 0303184 , Sol. St. Comm. , 2003 127 233
 [10] Mikhailov S A. cond-mat/0303130
 [11] Rivera P H , Schulz P A. cond-mat/0305019
 [12] Anderson P W , Brinkman W F. cond-mat/0302129
 [13] Andreev A V *et al.* cond-mat/0302063 ; Phys. Rev. Lett. , 2003 , 91 056803
 [14] Bergeret F S *et al.* cond-mat/0303530 , Phys. Rev. B , 2003 , 67 241303(R)
 [15] Klesse R , Merz F. cond-mat/0305492
 [16] Volkov A F , Pavlovskii V V. cond-mat/0305562
 [17] Kohn W. Phys. Rev. , 1961 123 1212
 [18] Koulakov A A , Raikh M E. cond-mat/0302465
 [19] Tien P K , Gordon J P. Phys. Rev. , 1963 129 647
 [20] Keay B J *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1995 75 4102
 [21] Lei X L. J. Appl. Phys. , 1998 84 1396
 [22] Ryzhii V I. Sov. Phys. Solid State , 1970 11 2087
 [23] Durst A C *et al.* cond-mat/0301569 ; Phys. Rev. Lett. , 2003 91 086803
 [24] Shi J , Xie X C. cond-mat/0302393 ; Phys. Rev. Lett. , 2003 91 086801
 [25] Lei X L , Liu S Y. cond-mat/0304687 ; Phys. Rev. Lett. , 2003 91 226805 ; Lei X L. cond-mat/0307757
 [26] Vavilov M G , Aleiner I L. cond-mat/0305478 ; Phys. Rev. B , 2004 69 035303.
 [27] Ryzhii V , Suris R. cond-mat/0307223 ; J. Phys. : Condens. Matter , 2003 15 6855
 [28] Lee Dung-Hai , Leinaas J M. cond-mat/0305302
 [29] Dmitriev I A *et al.* cond-mat/0304529 ; Phys. Rev. Lett. , 2003 , 91 226802 ; Dmitriev I A *et al.* cond-mat/0310668
 [30] Mani R G *et al.* cond-mat/0310474

· 信息服务 ·

《物理》2005 年征订启事

《物理》1972 年创刊,中国物理学会主办,国内外公开发行.其宗旨是传播与普及当代物理学各分支学科及其交叉领域的前沿新进展和新思想,集知识传播与信息服务为一体,兼具科学性和可读性,在国内物理学期刊中独树一帜,深受广大读者喜爱.

面向具有大学水平的物理学及其相关学科工作者,包括从事研究、教学、技术开发、科研管理的研究人员、大学和中学物理教师、工程技术人员、科研管理人员、研究生和大学生,以及物理学爱好者等.

正文 80 页,无光铜版纸精美印刷,年底送当年数据光盘一张,每月 12 日发行,各地邮局均可订阅(邮发代号:2-805).

订价 15 元/月,180 元/年(含邮费);港、澳、台地区订价 420 元/年(含邮费);大学生和研究生优惠订价为 130 元/年

(含邮费,凭学生证直接向编辑部订阅);物理学会交纳会费的个人会员订价 100 元/年(含邮费,限向编辑部订阅).

订阅方式:

1、邮局汇款 北京 603 信箱《物理》编辑部收
(邮编 100080);

2、银行电汇:

户名:中国科学院物理研究所
 开户行:农行海东支行营业室
 帐号:30948821-250101040005699

(汇款时请注明“物理 D07-3”)

征订时限:即日起截止到 2005 年 1 月 31 日

联系电话 010-82649266 82649470

E-mail physics@aphy.iphy.ac.cn