

硅反型层中热功率的磁量子振荡

秦国毅

半导体超晶格国家重点实验室,北京912信箱
南京大学物理系,南京 210008

P. N. Butcher and T. M. Fromhold

Department of Physics, Warwick University, Coventry CV4 7AL, UK

(1992年2月23日收到;1992年4月20日收到修改稿)

本文把 Butcher 等提出的计算 GaAs 异质结磁热功率振荡的理论方法推广用于计算硅反型层的磁热功率. 计算中同时计及了磁热功率张量的屏蔽声电贡献和扩散贡献, 采用了重新核实的硅反型层二维电子密度数据, 并用电阻张量的实验值取代有较大误差的解析公式. 计算结果远优于前人的结果, 在振荡位相和幅度两方面都与 Oxley 等提供的 $T=5.020\text{K}$ 下的最新实验数据定性相符.

PACC: 7220P, 7340L, 7138

一、引 言

xy 平面内二维电子系的电流密度 J 和热流密度 Q 对于同平面内弱外电场 E 和弱温度梯度 ∇T 的响应可由宏观输运方程描述:

$$\begin{aligned} J &= \sigma E + L \nabla T, \\ Q &= M E + N \nabla T. \end{aligned} \quad (1)$$

式中 σ, L, M, N 均为输运系数, 其中除 σ 是熟知的电导张量外, 其余的量由于难以直接测量因而没有公认的名称. 由于实验上常是在固定 J 和 ∇T 的条件下去测量 E 和 Q , 因此常把(1)式改写为:

$$\begin{aligned} E &= \rho J + S \nabla T, \\ Q &= \pi J - \kappa \nabla T. \end{aligned} \quad (2)$$

根据(1)式容易验证, $\rho = \sigma^{-1}$, $S = -\rho L$, $\pi = \rho M$, $\kappa = \rho M L - N$, 分别称之为电阻率、热功率、珀耳帖系数和热导率. 它们都是电子输运实验中可直接测量的量.

计算和测量热功率 S 一般有二种途径^[1], 本文采用的是 Π 方法, 该法适用于存在外电场而温度梯度等于零的情形. 这时由(2)式知, $\Pi = \frac{Q}{J} = \rho M$ 而 $S = -\rho L$, 另外 Onsager

关系式给出 $L_{\gamma\beta} = -\frac{M_{\beta\gamma}}{T}$, 因此可得:

$$S = \frac{\rho M}{T} = \frac{\Pi}{T}. \quad (3)$$

所以说珀耳帖系数是热流密度与电流密度的比率而热功率则是珀耳帖系数除以绝对温度.

对强磁场下的二维电子气而言,除霍尔系数之外,仅有的可望显示量子化行为的传输性质就是对角的扩散热功率 S_{xx}^d [2]. 但是由于同时存在着较大的声曳贡献 S_{xx}^s , 迄今尚未观测到这种量子化效应. 在 GaAs 异质结中当 $T > 0.6\text{K}$ 时 S^s 比 S^d 大二个数量级, 而当 $T < 0.6\text{K}$ 时出现量子化的必要条件 $KT \gg \Gamma$ (朗道能级宽度) 的条件被破坏, 所以不可能观测到量子化效应. 对于 Si 反型层, 由于强的屏蔽效应 [3] 声曳贡献变弱, 因而在较高温度下仍有可能观测到扩散贡献, 也因此有可能观测到量子化效应, 这是人们关注 Si 反型层热功率研究的一个原因.

强垂直磁场下电子处于朗道能级态, 系统的无序性使态密度随能量的变化呈高斯线型, 再计及单个朗道能级的兼并度 $\frac{2g_v B e}{h}$ 使系统总态密度为

$$D(E) = \frac{2g_v B e}{h \sqrt{2\pi}\gamma} \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\left(\frac{E-E_n}{\sqrt{2}\gamma}\right)^2}. \quad (4)$$

式中 g_v 是谷兼并度, $h = 2\pi \hbar$, B 是磁感应强度, γ 是高斯线型的方均根宽度. 对热功率的贡献主要来自费米能量附近的电子, 也即主要取决于费米能量处的电子状态密度 $D(E_F)$, 从(4)式可以算出 $D(E_F)$ 随磁感应强度 B 的增加而振荡, 这是造成热功率发生磁量子振荡的根本原因.

硅反型层中磁热功率振荡的仅有实验数据是 Oxley 等测得的, 随即 Fromhold 等作了理论计算 [4], 结果与实验差异较大, 尤其是振荡的位相与实验几乎正好相反.

与 GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs 样品相比, 硅反型层中磁热功率的计算要困难得多, 首先是, 在 1至10K 温区内, 前者磁热功率的声曳贡献比扩散贡献大二个数量级, 因此可略去扩散贡献. 但在硅反型层中, 由于强的电声子相互作用的屏蔽效应 [5] 声曳贡献变弱, 使得与扩散贡献可以比拟, 因而必须同时算出这两种贡献. 其次是因为硅反型层的费米能较低再加朗道能级间的间隔较小, 因而带间耦合较强, 计算工作量也因而增加. 另外由于 Si 的弹性各向异性, 而且声学声子的纵、横两种模式都会产生形变势, 增加了计算的难度.

文献 [2, 5, 6] 的理论方法在解释 GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs 异质结的磁热功率实验时结果甚好 [7, 8], 因此本文仍采用基本相同的理论方法, 只是针对硅样品的特点和文献 [4] 的不足之处作了如下节所述的几点改进.

二、理 论

假定有效质量为 m^* 的二维电子气处于 xy 平面内, 外磁场方向垂直于 xy 平面而外电场则指向 x 方向, 即 $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ 和 $\mathbf{E} = (E, 0, 0)$. 又假定系统在 xy 平面内是各向同性的且 $\nabla T = 0$. 我们主要关心的是二维的输运张量, 如电阻张量 ρ 和张量 \mathbf{M} , 由(1)式知后者通过公式 $\mathbf{Q} = \mathbf{M} \cdot \mathbf{E}$ 决定了电场 \mathbf{E} 中的热流矢量 \mathbf{Q} . xy 平面内的各向同性保证了张量 ρ 和 \mathbf{M} 具有性质 $\rho_{yy} = \rho_{xx}$, $\rho_{xy} = -\rho_{yx}$, $M_{yy} = M_{xx}$ 以及 $M_{xy} = -M_{yx}$. 并由 Onsager 对称性 [1]

给出 $\rho(-B) = \bar{\rho}(B)$ 和 $M(-B) = \bar{M}(B)$, 因此 ρ_{xx} 和 M_{xx} 是磁场强度 B 的偶函数而 ρ_{yx} 和 M_{yx} 则是 B 的奇函数.

由(3)式和 M 张量的 Onsager 对称性知, 热功率张量的两个独立分量 S_{xx} 和 S_{yx} 可用下式算出

$$\begin{aligned} TS_{xx} &= \rho_{xx}M_{xx} - \rho_{yx}M_{yx}, \\ TS_{yx} &= \rho_{yx}M_{xx} + \rho_{xx}M_{yx}. \end{aligned} \quad (5)$$

式中 T 是温度, M_{xx} 和 M_{yx} 则分别由两种贡献迭加而成

$$\begin{aligned} M_{xx} &= M_{xx}^e + M_{xx}^d, \\ M_{yx} &= M_{yx}^e + M_{yx}^d. \end{aligned} \quad (6)$$

式中 M_{xx}^d 和 M_{yx}^d 来自电子扩散对 M 的贡献而 M_{xx}^e 和 M_{yx}^e 则来自声曳的贡献. 由于 $\nabla T = 0$, 声子原本处于平衡分布, 加上弱外电场后, 电子产生流动并经电声子相互作用与声子发生动量交换而导致声子能流, 并最终对珀耳帖系数和热功率作出贡献, 此即声曳贡献的物理成因, 而电子的扩散并经电声子相互作用导致的声子能流对热功率的贡献则称扩散贡献.

为了计算 M^e , 按文献[5, 6]的论证, 考虑在边长为 L 的立方体内波矢为 $q = (q_{//}, q_z)$ 、极化为 S 的三维声子和二维电子系的耦合, 根据经典输运理论可以导得公式^[2, 7]

$$M_{xx}^e = 0, \quad (7)$$

$$M_{yx}^e = \sum_n \sum_{n'} M_{yx}^{n, n'}. \quad (8)$$

$$M_{yx}^{n, n'} = - (2l^2 e / K_b T L^2) \sum_q \sum_s \lambda_p v_s (q_y^2 / q) \Gamma_{n, n'}(q, s). \quad (9)$$

式中 l 是磁长, λ_p 是测量的声子平均自由程, v_s 是极化为 S 的声子群速, K_b 是玻尔兹曼常数.

$$\Gamma_{n, n'}(q, S) = N_{q, s}^0 \left(\frac{2\pi}{\hbar} \right) \Delta_z(q_z) \Delta_{n, n'}(q_{//}) |V_{q, s}|^2 I_{n, n'}(\hbar \omega_{q, s}) \quad (10)$$

式中 $N_{q, s}^0$ 是声子的热平衡分布函数, $\Delta_z(q_z)$ 是因于 $e^{iq_z z}$ 对反型层 z 方向各波函数之间的矩阵元的模的平方, $\Delta_{n, n'}(q_{//})$ 则是因子 $e^{iq_{//} x}$ 对第 n 个和第 n' 个朗道能级波函数之间的矩阵元的模方. $V_{q, s}$ 是屏蔽电声子相互作用的傅里叶分量. 对于硅反型层, 电声子相互作用来自声学声子的形变势^[9]. 由于硅的弹性各向异性, 再加声学声子的纵横两种模式都产生形变势, 所以严格的计算比较困难. 但若对晶体的各种方向作角度平均则可把纵、横两种模式的形变势分别表示为^[5, 9]

$$\Xi_L = \Xi_d + \Xi_u \cos^2 \theta, \quad (11a)$$

$$\Xi_T = \Xi_u \cos \theta \cdot \sin \theta. \quad (11b)$$

式中 Ξ_u 是纯剪应变的形变势, Ξ_d 是纯伸缩应变的形变势, θ 是声子波矢和导带主轴间的夹角. 当然采用这种形变势时, 必须同时采用两种模式的平均声速. 对于制备在 100 表面的 Si 器件导带主轴方向与 q_z 方向相合, 所以 $\cos \theta = \frac{q_z}{|q|}$, $\sin \theta = \frac{q_{//}}{|q|}$, 由此可得:

$$|V_{q, s}|^2 = \frac{\hbar \omega_{q, s}}{2\epsilon^2(q_{//})\rho c_t^2} \Xi_L^2 = \frac{\hbar \omega_{q, s}}{2\epsilon^2(q_{//})\rho c_t^2} \Xi_u^2 \left[D^2 + \left(\frac{q_z}{|q|} \right)^2 \right], \quad (12a)$$

$$|V_{q, s}|^2 = \frac{\hbar \omega_{q, s}}{2\epsilon^2(q_{//})\rho c_t^2} \Xi_T^2 = \frac{\hbar \omega_{q, s}}{2\epsilon^2(q_{//})\rho c_t^2} \Xi_u^2 \left[\frac{q_{//} q_z}{|q|^2} \right]^2. \quad (12b)$$

式中 $D = E_d/E_v$, c_l, c_t 和 ω_{ql}, ω_{qt} 分别是横模式和纵模式的平均声速和圆频率. ρ 是 Si 的密度, 本文取 $E_v = 9\text{eV}$, $E_d = -6\text{eV}$, $c_l = 5.281 \times 10^3 \text{mS}^{-1}$, $c_t = 8.831 \times 10^3 \text{mS}^{-1}$, $\rho = 2.39 \times 10^3 \text{kgm}^{-3}$. $\epsilon(q_{//})$ 是介电函数它的加入是为了计及裸相互作用间的屏蔽效应^[3,9]. 对于各向同性的二维电子气采用单子带近似后导得的介电函数是 $q_{//}$ 的标量且仅弱依赖于温度 T ^[13], 文献[2, 4, 7]和本文都取零温下的介电函数, 并令密度响应函数等于费米能级处的状态密度 $D(B)$, 由此导得了 Thomas-Fermi 近似下的介电函数并用它来计及屏蔽效应^[10].

式(10)中的 $I_{n,n'}(\hbar\omega_{qs})$ 是碰撞积分

$$I_{n,n'}(\hbar\omega_{qs}) = \int_0^\infty dE p(E - E_n) p(E + \hbar\omega_{qs} - E_{n'}) f^0(E) [1 - f^0(E + \hbar\omega_{qs})]. \quad (13)$$

式中 $f^0(E)$ 是费米-狄拉克函数, $p(E - E_n)$ 是第 n 个朗道能级的归一化高斯线型函数

$$p(E - E_n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\gamma} e^{-\frac{(E - E_n)^2}{\gamma^2}} \quad (14)$$

式中 $E_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c$ 是第 n 个朗道能级的能量. 碰撞积分式(13)的物理意义是明确的, 它正比于电子通过屏蔽电声子相互作用吸收(或发射)一个波矢为 q , 极化为 S 的声子而从第 n 个朗道能级跃迁到第 n' 个朗道能级的跃迁速率. 在计算中我们沿用了 Gerhards 的建议采用了均方根宽度 $\gamma = C\sqrt{B}$ (mev) 的高斯线型函数^[11], 这里常数 C 是理论中唯一的表征系统无序度的可调参数.

$M_{xx}^e = 0$ 是绝热假定的理论结果, 这与测量值有很大的出入, 遗憾的是至今的理论尚未能导出更好的公式. 实验中测量的 M_{xx} 的峰值可达 $|M_{yz}|$ 的大约 60%, 所以在计算中我们不采用公式 $M_{xx}^e = 0$, 而是由 M_{xx} 的测量值 M_{xx}^{exp} 经由公式 $M_{xx}^e = M_{xx}^{\text{exp}} - M_{xx}^d$ 来求出 M_{xx}^e .

以上是文献[7]所用的理论方法的简介, 对于 GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs 异质结, 用这种方法算出的磁热功率的理论结果与实验符合甚好, 因此对于硅反型层我们仍采用这种理论方法, 只是针对硅样品的特点和文献[4]的不足之处作了以下几方面的改进.

首先是, 正如引言中所述, 在 1—10K 温区内, 硅反型层中由于强的电声子相互作用的屏蔽使热功率的声电贡献变得与扩散贡献可以比拟, 因此在计算总的 M 张量(并由式(5)算出总的热功率)时, 必须同时计算它的声电贡献和扩散贡献. 根据 Kubo 导出的公式

$$\mathbf{M}(B) = \frac{1}{e} \int \frac{\partial f^0}{\partial E} (E - E_F) \boldsymbol{\sigma}(E) dE, \quad (15)$$

式中 E_F 是系统的费米能, e 是电子电荷.

$$\sigma_{yz}(E) = \frac{n(E)e}{B}, \quad (16)$$

式中 $n(E)$ 的表式是

$$n(E) = \int_0^E D(\epsilon') d\epsilon', \quad (17)$$

状态密度 $D(E)$ 的表式是

$$D(E) = \left(\frac{g_v}{\pi l^2} \right) \sum_{n=0}^{\infty} p(E - E_n), \quad (18)$$

式中 l 是磁长, g_v 是谷兼并度.

而电导张量的另一分量的表式是

$$\sigma_{xx}(E) = \frac{g_v e^2}{\pi \hbar} \sum_n (n + \frac{1}{2}) \exp[-\frac{(E - E_n)^2}{\gamma^2}]. \quad (19)$$

利用费米-狄拉克函数的性质,再将式(15)的被积函数在费米能附近作泰勒展开并保留到二级小项,我们导得了 M_{xx}^d 和 M_{yx}^d 的解析表式

$$M_{xx}^d(B) = (K_b T)^2 \frac{2\pi e}{3 \hbar \gamma^2} \sum_n (n + \frac{1}{2}) (E_F - E_n) e^{-\left(\frac{E_F - E_n}{\gamma}\right)^2}. \quad (20)$$

$$M_{yx}^d(B) = -\frac{2(\pi K_b T)^2}{3B} D(E_F). \quad (21)$$

其次是,文献[4]采用了霍尔电阻 ρ_{xx} 和 ρ_{xy} 的解析公式.实际上迄今为止还没有公式可以给出 ρ_{xx} 和 ρ_{xy} 随磁场而变的精确关系,这也是文献[4]的结果出现误差的原因之一.因此在本文的计算中我们用 ρ_{xx} 和 ρ_{xy} 的实验值取代了用粗糙的理论公式算出的结果.

第三点改进是基于硅的费米能较低而相邻朗道能级间的能量间距又较小,带间耦合较强,因此式(8)中的双重求和号必须包括更多的朗道能级量子数才能得到精确的结果.在本文的计算中我们令对 n 和 n' 的求和都从 $n_f - 3$ 起并实施到 $n_f + 3$ 为止, n_f 是最靠近系统费米能级的那个朗道能级的量子数.

我们实施的最后一个也是最关键的一个改进是,我们采用了重新核实的精确的 N_s 值, N_s 是硅反型层中的二维电子密度.最初 Oxley 等告诉我们 $N_s = 11.8 \times 10^{15}/\text{m}^2$. 由此容易算出费米能级处的状态密度 $D(E_F)$ 随磁场强度 B 而变的曲线.我们发现该曲线的各极小值所对应的 B 值位置与 Oxley 等所提供的 ρ_{xx} 随 B 变化的曲线的各极小值所对应的 B 值位置不吻合.这与量子霍尔效应的一般理论相背.由此我们断定原来的 N_s 值有问题,反之要求上述两曲线各极小值位置重合可以反推出 N_s 不应等于 $11.8 \times 10^{15}/\text{m}^2$ 而应等于 $10.6 \times 10^{15}/\text{m}^2$. 经过仔细的核实, Oxley 等最后证实 N_s 的精确值确实是 $10.6 \times 10^{15}/\text{m}^2$.

采用核实后的 N_s 值,再对文献[4]的理论方法作了上述几方面的改进,我们算出的结果明显优于文献[4],与实验数据的符合也令人满意.

三、理论与实验的对比

正如引言中所述,硅反型层中磁热功率振荡的首次和仅有的实验数据是 Oxley 等测得的,实验细节已在文献[4]中给出.在温度 $T = 5.020\text{K}$ 下测量了 ρ_{yx} , ρ_{xx} , S_{yx} 和 S_{xx} 作为磁场强度 B 的函数.再将测量值用于式(5)以决定 M_{yx} 和 M_{xx} 的实验值.关于 M_{xx} 的实验结果由图1的虚线给出,而 M_{yx} 的实验结果则由图1中的锁线给出.可以看到正如理论所预言的 M_{yx} 是负的而且 $|M_{yx}|$ 的振荡与 ρ_{xx} 同位相,也就是说这两条曲线的各极小值有相同的 B 值位置(文中没有给出 ρ_{xx} 的实验数据,因为它们可以由 M_{yx} , M_{xx} , S_{yx} 和 S_{xx} 来算出).

图1下半平面的实线是 M_{yx} 的理论计算结果,计算所用的测量声平均自由程 $\lambda_p = 1.19\text{mm}$, 高斯线型函数的均方根宽度 $\gamma = 0.6\sqrt{B}\text{meV}$. 可以看出 M_{yx} 的理论值与实验值基本相符.从图中还可以看出:虚线给出的 M_{xx} 的实验值环绕零点而振荡其峰值与 $|M_{yx}|$

大小同数量级,这说明 $M_{xx}=0$ 的理论结果是不确切的.

在图2中我们用虚线和锁线分别给出 $-S_{xx}$ 和 S_{yx} 的实验值,而用上半平面及下半平面的实线分别给出 $-S_{xx}$ 和 S_{yx} 的理论计算值,可以看到:理论的 $|S_{yx}|$ 曲线的振荡与 $-S_{xx}$ 曲线的振荡同位相而且都与实验曲线符合甚好.

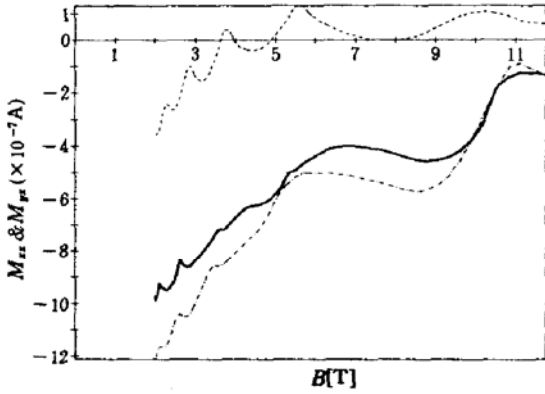


图1 $N_s = 10.6 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$, $T = 5.020\text{K}$, $\lambda_p = 1.19\text{mm}$ 和 $\gamma = 0.6 \sqrt{B} \text{ meV}$ 情形下, M_{yx} 和 M_{xx} 的理论曲线和实验曲线的对比图 图中虚线和锁线分别给出 M_{xx} 和 M_{yx} 的实验值而下半平面的实线则给出 M_{yx} 的理论计算结果

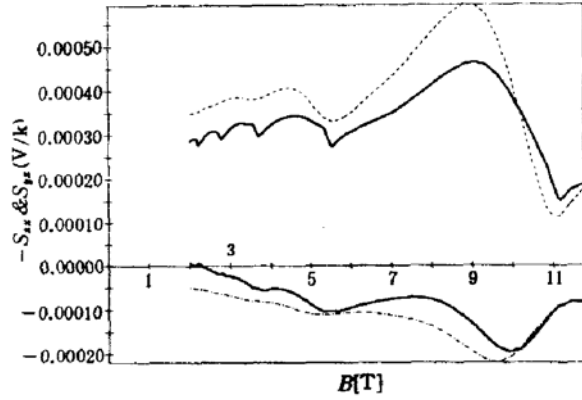


图2 $N_s = 10.6 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$, $T = 5.020\text{K}$, $\lambda_p = 1.19\text{mm}$ 和 $\gamma = 0.6 \sqrt{B} \text{ meV}$ 情形下, $-S_{xx}$ 和 S_{yx} 的理论曲线和实验曲线的对比图

在图3中我们重新绘出了图2中 S_{yx} 的理论曲线,并同时绘出了它的声曳贡献部分 S_{yx}^g (图中锁线)和扩散贡献部分 S_{yx}^d (图中虚线)的理论计算结果. 可以看到 S_{yx}^d 和 S_{yx}^g 属同一数量级,而总的 S_{yx} 的理论值则是这两部份贡献之和.

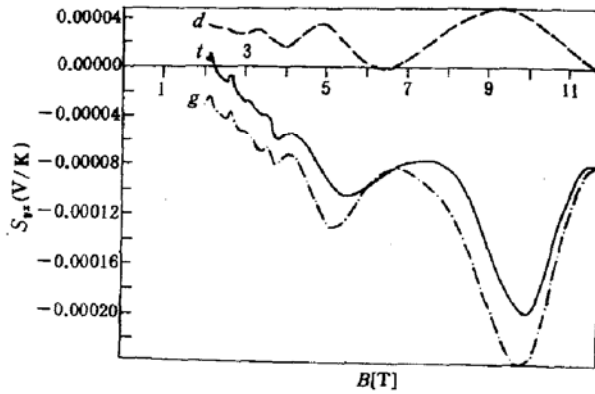


图3 $N_s = 10.6 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$, $T = 5.020\text{K}$, $\lambda_p = 1.19\text{mm}$ 和 $\gamma = 0.6 \sqrt{B} \text{ meV}$ 情形下, S_{yx} 的理论值(实线),它的声曳贡献分量 S_{yx}^g (锁线)以及它的扩散贡献分量 S_{yx}^d (虚线)的对比图

四、讨 论

半导体异质结构中磁热功率的计算是一个有意义的课题,因为除了霍尔系数之外,热功率是仅有的可测量而且可望出现量子化性质的传输物理量. 况且从理论上说尚有若干

问题有待进一步探索和解决.

迄今的理论都给出 $M_{xx}^E=0$, 这与实验事实不符, 其原因是理论中假定了电子可用分布函数描述, 而当电场加入时该函数没有变化. 更完美的方法是用密度矩阵来描述电子系, 则可以期望密度矩阵的非对角元素给出 $M_{xx}^E \neq 0$ 的结果.

在我们的计算中采用了 Thomas-Fermi 近似下的介电函数来计及屏蔽效应. 如果能用单带介电函数或考虑多带耦合的介电函数来替代 Thomas-Fermi 近似, 结果将有所改善.

我们已提出了一种高声频近似方法(HPFA)^[12]并由此导得了碰撞积分的解析表式, 用此可以计算式(8)中各项的相对大小以便取舍. 将此法用于计算 GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs 异质结的磁热功率, 速度可以提高20倍左右且结果与严格计算无明显差异. 对于硅样品, 在用较严格的单带介电函数来计及屏蔽效应时, 计算工作量将比 GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs 样品大得多, 因此采用 HPFA 将使工作量切实可行而结果更有所改善. 有关的计算正在进行中.

参 考 文 献

- [1] C. Herring, *Phys. Rev.*, **96**, 1163(1954).
- [2] S. K. Lyo, *Phys. Rev.*, **B40**, 6458(1989).
- [3] B. L. Gallagher, J. P. Oxley, T. Galloway, M. J. Smith and P. N. Butcher, *J. Phys.; Condens. Matter.*, **2**, 755(1990).
- [4] J. P. Oxley, B. L. Gallagher, T. Galloway, P. N. Butcher, T. M. Fromhold, B. G. Mulimani and V. Karavolas, Proc. 20th Int. Conf. on the Physics of Semiconductors, Eds. E. M. Anastassakis and J. P. Joannopoulos, pp 853-6 (Singapore: World Scientific) (1990).
- [5] D. G. Cantrell and P. N. Butcher, *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **20**, 1985(1987).
- [6] S. S. Kubakaddi, P. N. Butcher and B. G. Mulimani, *Phys. Rev.*, **B40**, 1377(1989).
- [7] T. M. Fromhold, P. N. Butcher, G. Qin, B. G. Mulimani, J. P. Oxley and B. L. Gallagher, to be published in *J. Phys.; Condens. Matter*.
- [8] G. Qin, T. M. Fromhold, P. N. Butcher, J. P. Oxley and B. L. Gallagher, to be published in *J. Phys.; Condens. Matter*.
- [9] B. K. Ridley, *Quantum Processes in Semiconductors*, World Publishing Corporation, Beijing (Clarendon Press, OXFORD) (1982).
- [10] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics* (5th Edition, John & Sons Inc.), Sec. 10.3 (1976).
- [11] R. R. Gerhardts, *Z. Phys.*, **B21**, 285(1975).
- [12] G. Qin, P. N. Butcher and T. M. Fromhold, to be published in *Commun. in Theoretical Phys.*
- [13] Y. Murayama and T. Ando, *Phys. Rev.*, **B35**, 2252(1987).

Magnetoquantum Oscillations of Thermoelectric Power in Silicon Inversion Layers

Qin Guoyi

*National Laboratory for Superlattices and Microstructures, Beijing 100083
and Department of Physics, Nanjing University, Nanjing 210008*

P. N. Butcher and T. M. Fromhold

Department of Physics, Warwick University, Coventry CV4 7AL, UK

(Received 23 February 1992; revised manuscript received 20 April 1992)

Abstract

The theoretical formalism suggested by Butcher *et al.* to calculate the magnetothermopower of GaAs heterojunctions is generalized to deal with the magnetothermopower of silicon inversion layers. In the calculation, we took account of both screened phonon-drag contribution and diffusion contribution to magnetothermopower, used the rechecked value of two dimensional electron density of the silicon inversion layer and experimental values of resistivity tensor. Our final results are much better than those of the previous one and coincide qualitatively with the new data at the temperature of 5.020 K offered by Oxley *et al.*, both in the phases and amplitudes of the oscillations.

PACC: 7220P, 7340L, 7138