

非线性电子输运中声学和光学声子的 联合散射效应

雷 啸 霖

(中国科学院上海冶金研究所)

丁 秦 生

(Department of Physics, University of Houston, U. S. A.)

1984年6月22日收到

提 要

本文简略地描述了一个处理恒定电场中非线性电子输运的新方法,并用它讨论强场中声学和光学声子的联合散射效应。我们发现,虽然当光学声子散射能力较强时有可能在电流-电场曲线中出现一段比较平坦的区域,原来只考虑光学声子散射时在高场下的电流饱和现象现在却消失了。对足够高的电流密度,声学声子总是重要的。

一

强场电子输运的研究已有很长的历史^[1],但迄今为止 Boltzmann 方程还是唯一可以用于实际计算的工具。而且,即使在 Boltzmann 理论范围内,为了得到某些解析结果也必须依靠简化模型。其中,最著名的要算是载流子温度模型^[1-3]。

所谓载流子温度模型是假设输运电子满足一种平衡形式的分布函数,例如位移 Maxwell 分布函数,里面包含漂移速度 v_d 及一个温度 T_e 作为参量。 T_e 就是所谓电子温度(或载流子温度)。这些参量可由 Boltzmann 方程确定。

当电场存在时,有电流输运的系统不断地从外场获得能量。这个能量必须耗散掉系统才可能达到稳定。能量的耗散一般是通过电子-晶格耦合。人们通常认为能量耗散的过程类似于热的传导:能量只能从高温部分传到低温部分。这样,在电场作用下达到稳态时,电子温度必定大于晶格温度^[2,3]。

载流子温度模型及电子温度概念在半导体非线性输运理论中起过很大的作用,但是也存在一些明显的问题。首先,这样定义的电子温度在概念上是不确切的。输运电子,即使是稳态输运,也是处于一种非平衡状态。因此,严格地说我们不可能定义一个热力学温度。其次,假定这些电子满足一种平衡形式的分布函数显然是过分简化的。再次,唯象的 Boltzmann 方程本身处理这类问题的有效性也不是没有问题。能否建立一个理论在某种程度上克服这些缺点又保持载流子温度模型的简洁性?

二

最近,我们在微观的基础上发展了一套处理恒定电场中非线性电子输运的新方法^[6,7]. 这个方法的基本出发点是将整个电子系统的质心运动与相对运动分离. 质心运动相当于整体运动,是一种机械运动. 质心速度就是电子的平均漂移速度 v_d , 而系统的电流密度与漂移速度直接联系:

$$J = N e v_d, \quad (1)$$

N 是单位体积的电子数, e 是电子电荷. 相对运动是多体运动,是无规热运动.

考虑由 N 个相互作用电子构成的体系. 这些电子受到 n_i 个无规分布的杂质散射,又通过电声子耦合与晶格相互作用. 当用质心变数及相对变数表示时,系统的哈密顿量可写成如下形式:

$$H = H_c + H_e + H_p + H_{ep} + H_{ei}, \quad (2)$$

$$H_c = \frac{\mathbf{P}^2}{2Nm} - N e \mathbf{E} \cdot \mathbf{R}, \quad (3)$$

$$H_e = \sum_i \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m} + \sum_{i < j} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 |\mathbf{r}_i' - \mathbf{r}_j'|}; \quad (4)$$

$$H_p = \sum_{\mathbf{q}, \lambda} \Omega_{\mathbf{q}, \lambda} b_{\mathbf{q}, \lambda}^+ b_{\mathbf{q}, \lambda}; \quad (5)$$

$$H_{ep} = \sum_{\mathbf{q}, \lambda} M(\mathbf{q}, \lambda) (b_{\mathbf{q}, \lambda} + b_{-\mathbf{q}, \lambda}^+) \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{R}) \sum_{\mathbf{k}, \sigma} c_{\mathbf{k}+\mathbf{q}, \sigma}^+ c_{\mathbf{k}, \sigma}; \quad (6)$$

$$H_{ei} = \sum_{\mathbf{q}, \alpha} u(\mathbf{q}) \exp[i\mathbf{q} \cdot (\mathbf{R} - \mathbf{R}_\alpha)] \sum_{\mathbf{k}, \sigma} c_{\mathbf{k}+\mathbf{q}, \sigma}^+ c_{\mathbf{k}, \sigma}. \quad (7)$$

这里 H_c 是质心运动哈密顿量, $\mathbf{P}$ 和 $\mathbf{R}$ 分别是质心的动量和坐标变数; H_e 是多电子相对运动哈密顿量, $\mathbf{p}_i$ 和 $\mathbf{r}_i'$ 分别是第 i 个电子在质心系中的动量和坐标, ④式中右端第二项是电子之间的库仑相互作用; H_p 是声子系统的哈密顿量, $b_{\mathbf{q}, \lambda}^+$ 和 $b_{\mathbf{q}, \lambda}$ 分别是声子产生和湮灭算符, $\Omega_{\mathbf{q}, \lambda}$ 是波矢为 $\mathbf{q}$ 的第 λ 支声子的频率; H_{ep} 和 H_{ei} 分别是电子-声子, 电子-杂质相互作用; $c_{\mathbf{k}, \sigma}^+$ 和 $c_{\mathbf{k}, \sigma}$ 是相对运动电子的产生和湮灭算符; $M(\mathbf{q}, \lambda)$ 是电声子矩阵元, $u(\mathbf{q})$ 是电子-杂质势.

很容易看出, 电场只直接作用于质心, 而电子的相对运动与质心以及晶格的耦合必须通过电子-杂质及电子-声子相互作用. 电子系统的质心运动与相对运动有质的不同. 质心运动是一个质量为 Nm 的单粒子机械运动, 它基本上可用一个经典运动方程来描写; 而电子的相对运动是一个统计性质的运动, 与声子系统一样, 原则上应当用一个统计密度矩阵来描写.

假设没有电子-杂质及电子-声子相互作用, 则电子相对运动系统, 声子系统都变成孤立系统. 它们将各自趋于平衡, 温度分别为 T_c 及 T , 两者自然可以不同. 这时, 描述它们的密度矩阵应当为

$$\hat{\rho}_0 = \frac{1}{Z_c} e^{-H_c/T_c} \frac{1}{Z_p} e^{-H_p/T} = \frac{1}{Z} e^{-H_0/T_c}. \quad (8)$$

这里我们用了记号:

$$H_0 \equiv H_c + \alpha H_p, \quad (9)$$

$$\alpha \equiv T_c/T. \quad (10)$$

现在,假设从时间 $t = -\infty$ 开始把相互作用 $H_1 = H_{ci} + H_{cp}$ 绝热地引入,则描述电子相对运动及声子系统的密度矩阵 $\hat{\rho}$ 要从 $\hat{\rho}_0$ 开始变化,满足 Liouville 方程

$$i \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = [H_c + H_p + H_{1t}, \hat{\rho}] \quad (11)$$

及初始条件

$$\hat{\rho}|_{t=-\infty} = \hat{\rho}_0. \quad (12)$$

式中的 H_{1t} 就是 $H_{ci} + H_{cp}$, 但其中的质心变数 $\mathbf{R}$ 当作是随时间变化的质心坐标 $\mathbf{R}(t)$, 因而 H_{1t} 是 Schrödinger 绘景中显含 t 的算符. 这里,我们利用质心运动的准经典性质作了一个平均场近似: 把在统计平均中出现的质心变数当作是它的期待值.

精确到相互作用的一阶项,方程 (11) 及 (12) 的解可写为

$$\hat{\rho}(t) = \hat{\rho}_0 - i \int_{-\infty}^t e^{i(1-\alpha)H_p(t'-t)} [H_{1t}(t' - t), \hat{\rho}_0] e^{-i(1-\alpha)H_p(t'-t)} dt'. \quad (13)$$

(13) 式相当于系统对相互作用的线性响应. 由于电场根本不作用于相对运动,这个表达式对任意强的电场都是有效的. (13) 式中计算 $\hat{\rho}$ 的参考系统是 $\hat{\rho}_0$, 它是一个既没有外场又没有无规散射势的系统. 这使理论的数学处理大为简化.

有了这样一个密度矩阵,我们就可以计算任何力学量的统计期待值:

$$\langle A_t \rangle = \text{Tr}\{\hat{\rho}(t) A_t\}.$$

例如,质心以速度 $\mathbf{v}_d$ 作匀速运动时受到的总力,可以写成电场力 $Nc\mathbf{E}$ 与摩擦力 $\mathbf{F}$ 之和:

$$\langle \dot{\mathbf{P}} \rangle = -i\langle [\mathbf{P}, H] \rangle = Nc\mathbf{E} + \mathbf{F}, \quad (14)$$

摩擦力可以表为

$$\begin{aligned} \mathbf{F} = n_i \sum_{\mathbf{q}} |u(\mathbf{q})|^2 \mathbf{q} \hat{\Pi}_2(\mathbf{q}, \omega_0) \\ + 2 \sum_{\mathbf{q}, \lambda} |M(\mathbf{q}, \lambda)|^2 \mathbf{q} \hat{\Pi}_2(\mathbf{q}, \omega_0 + \Omega_{\mathbf{q}\lambda}) \left[n\left(\frac{\Omega_{\mathbf{q}\lambda}}{T}\right) - n\left(\frac{\omega_0 + \Omega_{\mathbf{q}\lambda}}{\alpha T}\right) \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

这里 $\omega_0 = \mathbf{q} \cdot \mathbf{v}_d$, $n(x/T) = (e^{x/T} - 1)^{-1}$ 是 Bose 函数, $\hat{\Pi}_2(\mathbf{q}, \omega)$ 是在电子温度 $T_c = \alpha T$ 计算的电子密度关联函数 $\hat{\Pi}(\mathbf{q}, \omega)$ 的虚部. 如果不考虑电子间的库仑相互作用,电子密度关联函数的实部及虚部分别为

$$\Pi_1(\mathbf{q}, \omega) = 2 \sum_{\mathbf{k}} \frac{f(\varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}, T_c) - f(\varepsilon_{\mathbf{k}}, T_c)}{\omega + \varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} - \varepsilon_{\mathbf{k}}}; \quad (16)$$

$$\Pi_2(\mathbf{q}, \omega) = 2\pi \sum_{\mathbf{k}} [f(\varepsilon_{\mathbf{k}}, T_c) - f(\varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}, T_c)] \delta(\omega + \varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} - \varepsilon_{\mathbf{k}}), \quad (17)$$

其中 $f(\varepsilon_{\mathbf{k}}, T_c)$ 是温度为 T_c 的 Fermi 分布函数,

$$f(\varepsilon_{\mathbf{k}}, T_c) = \frac{1}{e^{(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_F)/T_c} + 1}, \quad (18)$$

$\varepsilon_{\mathbf{k}}$ 是电子能谱, ε_F 是化学势. 电子之间的库仑作用可用格林函数的图解方法来考虑. 在无规相位近似下,

$$\hat{\Pi}_2(\mathbf{q}, \omega) = \frac{\Pi_2(\mathbf{q}, \omega)}{(1 - v_c(q)\Pi_1(\mathbf{q}, \omega))^2 + (v_c(q)\Pi_2(\mathbf{q}, \omega))^2}, \quad (19)$$

其中 $v_c(q) = e^2/\epsilon_0 q^2$ 是库仑势。类似地, 我们可以计算稳定状态下单位时间从电子系统传到声子系统的能量(即电子系统的能量耗散)

$$\langle \dot{H}_p \rangle = -i\langle [H_p, H] \rangle = W. \quad (20)$$

计算结果为

$$W = 2 \sum_{\mathbf{q}, \lambda} |M(\mathbf{q}, \lambda)|^2 Q_{\mathbf{q}\lambda} \hat{\Pi}_2(\mathbf{q}, \omega_0 + Q_{\mathbf{q}\lambda}) \left[n\left(\frac{Q_{\mathbf{q}\lambda}}{T}\right) - n\left(\frac{\omega_0 + Q_{\mathbf{q}\lambda}}{\alpha T}\right) \right]. \quad (21)$$

当系统达到稳定状态时, 作用于质心上的总力为零,

$$Nc\mathbf{E} + \mathbf{F} = 0. \quad (22)$$

这就是力平衡方程(或称动量平衡方程)。另一方面, 电场单位时间供给电子系统的能量 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ 必定全部转移到晶格。于是我们得到

$$\mathbf{v}_d \cdot \mathbf{F} + W = 0, \quad (23)$$

这就是能量平衡方程。

对于一个各向同性系统, 漂移速度、摩擦力都只沿电场方向: $\mathbf{E} = E\mathbf{i}$, $\mathbf{v}_d = v_d\mathbf{i}$, $\mathbf{F} = F(v_d)\mathbf{i}$; 能量耗散率只是 v_d 的函数: $W = W(v_d)$ 。如果我们定义系统的总电阻率为

$$\rho_T = E/J, \quad (24)$$

则力平衡方程可写成

$$\rho_T = \rho_i + \rho, \quad (25)$$

其中

$$\rho_i = -\frac{n_i}{N^2 e^2 v_d} \sum_{\mathbf{q}} |u(\mathbf{q})|^2 \mathbf{q} \cdot \mathbf{i} \hat{\Pi}_2(\mathbf{q}, \omega_0) \quad (26)$$

是杂质贡献的电阻率;

$$\begin{aligned} \rho = & -\frac{2}{N^2 e^2 v_d} \sum_{\mathbf{q}, \lambda} |M(\mathbf{q}, \lambda)|^2 \mathbf{q} \cdot \mathbf{i} \hat{\Pi}_2(\mathbf{q}, \omega_0 + Q_{\mathbf{q}\lambda}) \\ & \times \left[n\left(\frac{Q_{\mathbf{q}\lambda}}{T}\right) - n\left(\frac{\omega_0 + Q_{\mathbf{q}\lambda}}{\alpha T}\right) \right] \end{aligned} \quad (27)$$

是声子贡献的电阻率。而能量平衡方程可写为

$$\rho_T - \rho_E = 0. \quad (28)$$

这里

$$\begin{aligned} \rho_E = & \frac{2}{N^2 e^2 v_d^2} \sum_{\mathbf{q}, \lambda} |M(\mathbf{q}, \lambda)|^2 Q_{\mathbf{q}\lambda} \hat{\Pi}_2(\mathbf{q}, \omega_0 + Q_{\mathbf{q}\lambda}) \\ & \times \left[n\left(\frac{Q_{\mathbf{q}\lambda}}{T}\right) - n\left(\frac{\omega_0 + Q_{\mathbf{q}\lambda}}{\alpha T}\right) \right] \end{aligned} \quad (29)$$

是等效能量耗散电阻率: $J^2 \rho_E$ 是单位时间从电子系统传给声子系统的能量。

能量动量平衡方程是直接从微观考虑得到的, 与从 Boltzmann 理论得到的能量动量平衡方程有很大的区别。例如, 从能量耗散率的表达式(21)可以看出: 如果 $v_d = 0$, W 在 $T_c = T$ 时变号。这表明, 当 $T_c > T$, 能量由电子传到晶格; 反之, 能量由晶格传给

电子,与传统的热量传递概念一致。但是 $v_d \approx 0$ 时情况有所不同:除了温度以外, v_d (通过 ω_0) 可直接影响能量传递的大小与方向。在某些情况下,即使电子温度低于晶格温度,能量由电子传给晶格仍然是可能的。这导致一个很有趣的理论预言:冷电子效应。即在一定的条件下,加电场可以使电子温度低于晶格温度^[8]。

三

现在把平衡方程(25)和(28)用于研究声学声子及光学声子的散射同时存在的情况。我们的平衡方程十分便于讨论几种散射机制同时存在的问题。因为不同的散射机制对总电阻率 ρ_T 及能量耗散电阻率 ρ_E 的贡献是直接可加的。

到目前为止,人们似乎有这样的看法:光学声子吸收电子能量的效率比声学声子高得多。晶格温度比较低时,在低场下电子没有足够的能量去激发光学声子,声学声子起主要作用。但在高场下电子会足够热,以致可以把能量传给晶格振动的光学模式,光学声子就起主要作用。

对光学声子,我们可以假定其谱是 Einstein 型。即设纵向光学声子谱为

$$\Omega_q = \Omega_0 = k_B \Theta_0 = m \nu_0^2. \quad (30)$$

对电子-非极性光学声子矩阵元采用光学形变势^[9]:

$$|M(\mathbf{q}, \lambda)|^2 = \frac{D^2}{2d\Omega_0}, \quad (31)$$

其中 d 是晶体的质量密度, D 是与光学模相关的两个子晶格的单位相对位移引起的能带边的移动。在这种情形下能量平衡方程(23)给出强场下漂移速度趋于饱和,饱和值 $v_d = v_m$ 与温度有关,

$$\left(\frac{v_m}{v_0}\right)^2 = \frac{3}{4} \tanh\left(\frac{\Theta_0}{2T}\right). \quad (32)$$

这个结论与载流子温度模型是一致的,与 Ryder^[10] 的实验符合。当然,我们的理论预言的趋于饱和的行为与载流子温度模型不同。

但是,声学声子总是存在的。不能由于电子变热而把它忽略掉。实际上电子温度升高后传给声学声子的能量也要增加。究竟高场下声学声子的贡献是否可忽略?只考虑光学声子是否已够了?显然,只有把两者置于同等的基础上考虑才能回答这个问题。以前,处理声学声子和光学声子往往用不同的办法^[4]。

我们的平衡方程对声学声子及光学声子是完全一样的。两者的不同仅仅是与电子的相互作用矩阵元的大小和 $\mathbf{q}$ 依赖性,以及模式的色散。假定声学声子色散为 Debye 谱,

$$\Omega_q = \Omega_s = v_s q; \quad (33)$$

而电子-声学声子矩阵元为形变势^[9],

$$|M(q, \lambda)|^2 = \frac{E_1^2 q}{2d v_s}. \quad (34)$$

这里 v_s 是纵波声速, E_1 是单位体膨胀引起的能带边的移动。当声学声子和光学声子同时存在时,总电阻率及总能量耗散等效电阻率都等于声学声子及光学声子贡献的叠加,

$$\rho_T = \rho_{ac} + \rho_{op}, \quad (35)$$

$$\rho_E = \rho_{Ea} + \rho_{Eo}. \quad (36)$$

值得注意, 得到 (31) 式及 (34) 式的电子-声子矩阵元时已包含了零温下静态库仑屏蔽效应^[9]. 另一方面, 具体计算表明: 动态的及温度依赖的屏蔽在我们感兴趣的范围内 ($v_d < v_F$, v_F 是 Fermi 速度) 影响不明显. 这样, 我们将采用 (31) 及 (34) 式的矩阵元, 而把 $\hat{H}_i(q, \omega)$ 近似换成 $\Pi_i(q, \omega)$ (见 (17) 式). 对于抛物型能带 $\varepsilon_k = k^2/(2m)$, (17) 式可以积分得到

$$\Pi_1(q, \omega) = -\frac{m^2 T_c}{2\pi q} P_2(q, \omega), \quad (37)$$

$$P_2(q, \omega) = \ln \left\{ \frac{1 + \exp \left[-\frac{1}{2mT_c} \left(\frac{q}{2} - \frac{m\omega}{q} \right)^2 + \frac{\varepsilon_F}{T_c} \right]}{1 + \exp \left[-\frac{1}{2mT_c} \left(\frac{q}{2} + \frac{m\omega}{q} \right)^2 + \frac{\varepsilon_F}{T_c} \right]} \right\}. \quad (38)$$

这样, ρ_{ac} , ρ_{Ea} , ρ_{op} 和 ρ_{Eo} 的表达式为

$$\begin{aligned} \rho_{ac} = & \rho_s^* \alpha \left(\frac{T}{\Theta_s} \right) \left(\frac{v_s}{v_d} \right) \int d \left(\frac{q}{mv_s} \right) \left(\frac{q}{mv_s} \right)^3 \int dx x P_2(q, \omega_0 + Q_s) \\ & \times \left[n \left(\frac{Q_s}{T} \right) - n \left(\frac{\omega_0 + Q_s}{\alpha T} \right) \right]; \end{aligned} \quad (39)$$

$$\begin{aligned} \rho_{Ea} = & -\rho_s^* \alpha \left(\frac{T}{\Theta_s} \right) \left(\frac{v_s}{v_d} \right)^2 \int d \left(\frac{q}{mv_s} \right) \left(\frac{q}{mv_s} \right)^3 \int dx P_2(q, \omega_0 + Q_s) \\ & \times \left[n \left(\frac{Q_s}{T} \right) - n \left(\frac{\omega_0 + Q_s}{\alpha T} \right) \right]; \end{aligned} \quad (40)$$

$$\begin{aligned} \rho_{op} = & \rho_o^* \alpha \left(\frac{T}{\Theta_o} \right) \left(\frac{v_o}{v_d} \right) \int d \left(\frac{q}{mv_o} \right) \left(\frac{q}{mv_o} \right)^2 \int dx x P_2(q, \omega_0 + Q_o) \\ & \times \left[n \left(\frac{Q_o}{T} \right) - n \left(\frac{\omega_0 + Q_o}{\alpha T} \right) \right]; \end{aligned} \quad (41)$$

$$\begin{aligned} \rho_{Eo} = & -\rho_o^* \alpha \left(\frac{T}{\Theta_o} \right) \left(\frac{v_o}{v_d} \right)^2 \int d \left(\frac{q}{mv_o} \right) \frac{q}{mv_o} \int dx P_2(q, \omega_0 + Q_o) \\ & \times \left[n \left(\frac{Q_o}{T} \right) - n \left(\frac{\omega_0 + Q_o}{\alpha T} \right) \right]. \end{aligned} \quad (42)$$

式中

$$\rho_s^* = \frac{m^T v_s^4 E_1^2}{8\pi^3 d N^2 e^2} = \frac{4}{3} \left(\frac{v_s}{v_F} \right)^4 \rho^*, \quad (43)$$

$$\rho_o^* = \frac{m^5 v_o^2 D^2}{8\pi^3 d N^2 e^2}. \quad (44)$$

能量平衡方程现在是

$$\rho_{ac} - \rho_{Ea} + \rho_{op} - \rho_{Eo} = 0. \quad (45)$$

为了研究高场下电流的饱和是否存在, 我们看能量平衡方程 (45) 在大 α 下的行为, 当 $\alpha t_o \gg 1$ ($t_o \equiv T/\Theta_o$), 方程 (45) 可化成

$$\left(\frac{v_d}{v_0}\right)^2 = \frac{\frac{3}{4} \left(\frac{v_s}{v_F}\right)^4 \left[(\alpha t_s)^3 - \frac{1}{2} S(\alpha, t_s) \right] + 4K_1 \left(\frac{1}{2\alpha t_0}\right) \frac{\rho_0^*}{\rho^*}}{\frac{3}{8} \frac{v_s^2 v_0^2}{v_F^2} S(\alpha, t_s) + \frac{8}{3} \left[K_1 \left(\frac{1}{2\alpha t_0}\right) - \frac{K_1'(1/2\alpha t_0)}{2\alpha t_0} \right] \coth\left(\frac{1}{2t_0}\right) \frac{\rho_0^*}{\rho^*}}, \quad (46)$$

式中 $t_s \equiv T/\Theta_s$, K_1 和 K_1' 是虚宗量 Bessel 函数及其微商. 函数

$$S(\alpha, t_s) \equiv \int_0^\infty \exp\left(-\frac{y^2}{2\alpha t_s}\right) \coth\left(\frac{y}{t_s}\right) y^4 dy. \quad (47)$$

在 $\alpha/t_s \gg 1$ 条件下,

$$S(\alpha, t_s) \approx 3 \sqrt{\frac{\pi}{2}} (\alpha t_s)^{3/2}. \quad (48)$$

容易看出, 对很大的 α , 方程 (46) 右边按 $(\alpha t_s)^{1/2}$ 变化, 由声学声子决定. 这样, 当 αt_s 趋于无穷时, v_d/v_0 也趋于无穷. 即饱和不复存在. 不过, 在我们通常感兴趣的场强和温度范围内, 温度比 $\alpha = T_c/T$ 及电阻率 ρ_T 随 v_d 变化的行为依赖于系统的参数, 特别是光学声子与声学声子散射能力的比值 ρ_0^*/ρ^* . 如果光学声子散射较强, 则可能在相当宽的场强范围有一个电流密度几乎不变的平坦区域, 好象饱和一样.

作为例子, 我们对 $v_s/v_0 = 0.04$, $v_0/v_F = 1$ 和 $\rho_0^*/\rho^* = 80$ 的系统, 在几个不同的晶格温度计算了 $\alpha = T_c/T$ 及声学声子和光学声子贡献的电阻率 ρ_{ac} 和 ρ_{op} 作为 v_d/v_0 的

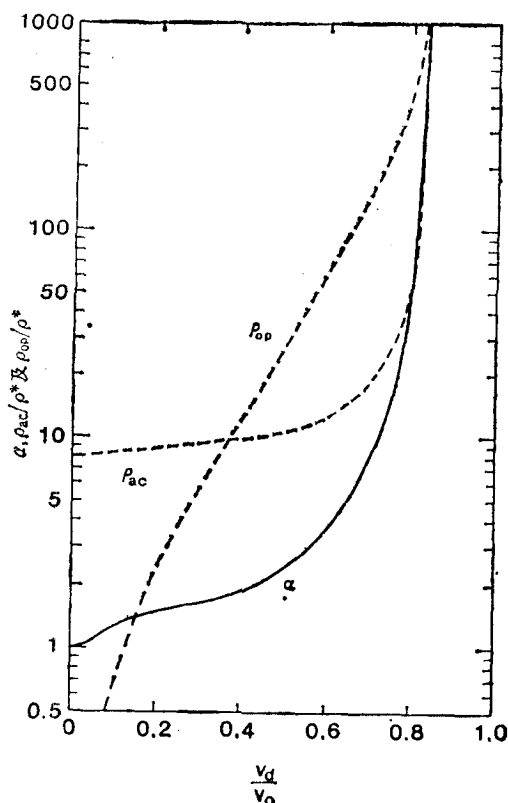


图1 固定晶格温度 $T = 0.1\Theta_0$ 时 $\alpha = T_c/T$, ρ_{ac} 和 ρ_{op} 作为 v_d/v_0 的函数

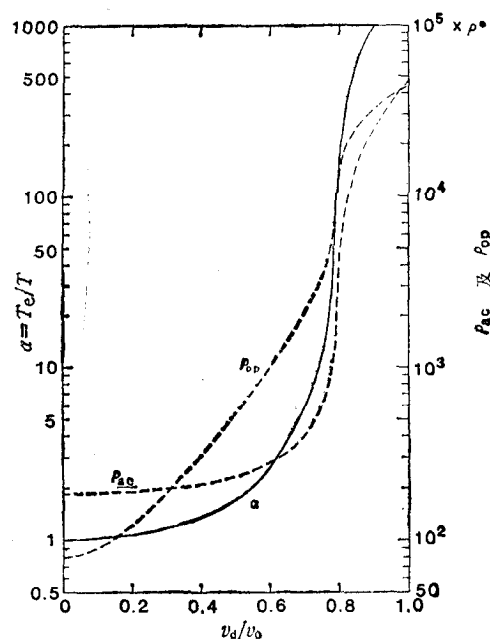


图2 固定晶格温度 $T = 0.2\Theta_0$ 时 $\alpha = T_c/T$, ρ_{ac} 和 ρ_{op} 作为 v_d/v_0 的函数

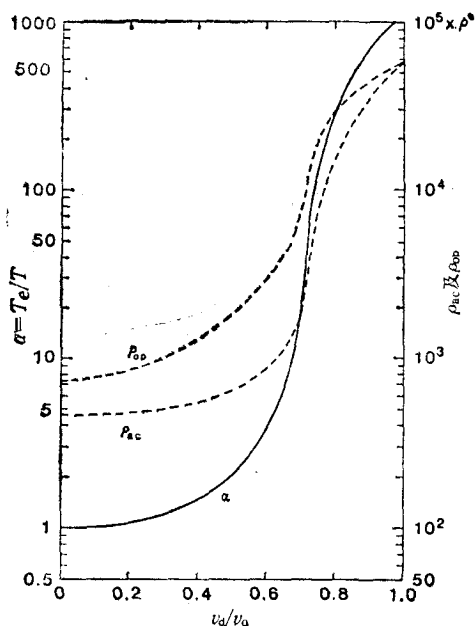


图3 固定晶格温度 $T = 0.4\theta_0$ 时 $\alpha = T_e/T$, ρ_{ac} 和 ρ_{op} 作为 v_d/v_0 的函数

函数。计算结果画在图1—图3。对于低温, $T/\theta_0 = 0.1$ 和 0.2 , 弱电流下声学声子贡献比光学声子贡献大得多, 但 v_d 增大时 ρ_{op} 增加得很快。当 v_d/v_0 为 $0.3-0.4$ 时 ρ_{op} 就超过 ρ_{ac} 。当 v_d/v_0 在 $0.4-0.8$ 范围, 光学声子贡献比声学声子贡献大得多。但是对更高的 v_d , 声学声子贡献又变得重要起来。对比较高的晶格温度, $T/\theta_0 = 0.4$, 虽然光学声子的贡献在弱电流下就超过声学声子, 但当 v_d 增加到 v_0 时声学声子的贡献仍然变得重要。在上述几个温度都存在一个电流近似平坦的区域。如果我们把上面的图改画为电流 J 作为电场 E 的函数, 电流的平区就更加明显(见图4)。平区的规律与 Ryder 实验是符合的^[10]。值得特别提出的是, 按照我们的理论, 过了平区以后, 在更高的电场电流又增加。实验确实显示了这样一个趋势^[11], 不过那时认为是雪崩的征兆。按照本文的讨论, 这是声学声子变得重要的反映。

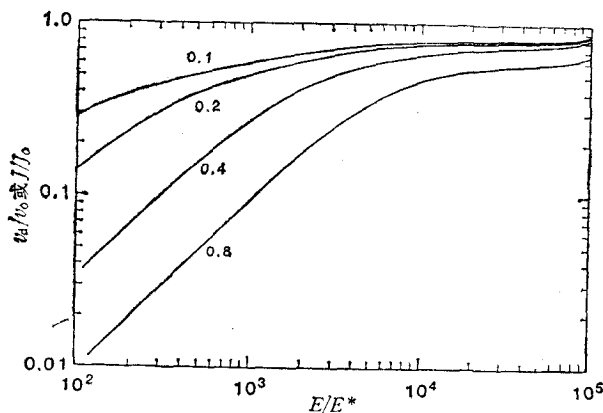


图4 几个不同的晶格温度下约化漂移速度 v_d/v_0 或约化电流密度 J/J_0 对电场的依赖性。曲线旁边的数字是 T/θ_0 值; $J_0 = Ne v_0$, $E^* = \rho^* J_0$

$$\frac{v_s}{v_F} = 0.04; \quad \frac{v_0}{v_F} = 1; \quad \frac{\rho_0}{\rho^*} = 80$$

参 考 文 献

- [1] E. M. Conwell, High Field Transport in Semiconductors Academic, New York, (1967).
- [2] C. Jacoloni, in Physics of Nonlinear Transport in Semiconductors, ed. by D. K. Ferry, J. R. Barker and C. Jacoloni, Plenum, New York, (1980).
- [3] K. Hess, in Physics of Nonlinear Transport in Semiconductors, ed. by D. K. Ferry, J. R. Barker and C. Jacoloni, Plenum, New York, (1980).
- [4] K. Seeger, Semiconductor Physics, Springer-Verlag, Berlin, (1982).

- [5] D. K. Ferry, in *Physics of Nonlinear Transport in Semiconductors*, ed. by D. K. Ferry, J. Barker and C. Jacoboni Plenum, New York, (1980).
- [6] C. S. Ting and X. L. Lei, *Solid State Comm.*, **51**(1984), 553.
- [7] X. L. Lei and C. S. Ting, *J. Physics*, **C18**(1985), 77.
- [8] X. L. Lei and C. S. Ting, *Phys. Rev.*, **B30** (1984), 4809.
- [9] P. Vogl, in *physics of Nonlinear Transport in Semiconductors*, edited by D. K. Ferry, J. R. Barker and C. Jacoboni, Plenum, New York, (1980), p. 75.
- [10] E. J. Ryder, *Phys. Rev.*, **90**(1953), 766.
- [11] J. B. Gunn, *J. Electron*, **2**(1956), 87.

EFFECT OF COMBINED ACOUSTIC AND OPTICAL PHONON SCATTERING IN NONLINEAR ELECTRONIC TRANSPORT

LEI XIAO-LIN

(Shanghai Institute of Metallurgy, Academia Sinica)

TING CHIN-SEN

(Department of Physics, University of Houston, U. S. A.)

ABSTRACT

A new approach to nonlinear electronic transport in solids is described briefly and is applied to the discussion of combined acoustic and optical phonon scattering. It is found that although a relatively flat region may exist in the current-versus-field curve if the scattering by optical phonon is strong, the saturation of the current density, which occurs in the case of pure optical scattering, disappears and the acoustic phonons are always important at high current density.