

窄禁带N型掺杂HgCdTe中自由载流子的奇特性质

钱定榕

(中国科学院上海技术物理研究所红外物理国家实验室)

研究已表明掺杂HgCdTe中不存在对于自由载流子等离子体振荡的朗道阻尼,本文进一步研究了HgCdTe掺杂及随之产生的简并对自由载流子能量色散关系的影响,并将这种影响计入自由载流子的介电函数后,从理论上证明了掺杂窄禁带半导体中不存在朗道阻尼的现象是由于自由载流子能量色散关系变化引起其运动行为变化所致。

关键词: 介电函数, 等离子体振荡, 朗道能级, 阻尼。

1 引言

在研究掺杂HgCdTe的自由载流子带内吸收过程中,散射是不可缺少的因素。在低温下,电离杂质散射成为主要散射机构,因此测量与带内跃迁过程有关的红外光吸收就可以算出电离杂质浓度,包括电离的施主和受主以及补偿的施主或受主^[1]。进一步的研究还表明,同时考虑自由载流子的两种带内运动形式,即单个载流子跃迁和载流子的集体运动(等离子体振荡),可得到更准确的电离杂质浓度^[2]。在整个测量的光谱范围,直到接近本征边,吸收系数的测量值都符合计算值^[3]。但现有的理论和实验都表明,在较高频率下,自由载流子的这两种运动形式之间会产生能量耦合,耦合的结果是能量由集体运动传递到单个运动,即消耗集体运动的能量去激发单个运动。随着频率继续升高,这种耦合迅速增强,以致于不再存在集体运动,这种现象通常被称为对载流子集体运动形式或等离子体振荡的朗道阻尼。我们从前的工作表明在掺杂的HgCdTe中不存在朗道阻尼,本文通过进一步的研究对此现象作出解释。

2 掺杂对HgCdTe中载流子能量色散关系的影响

众所周知,HgCdTe的能带可以用Kane模型描写^[4],即

$$E(K) = \frac{1}{2} \left(\sqrt{E_0^2 + \frac{8}{3} K^2 P^2} - E_0 \right), \quad (1)$$

其中 E_g 为禁带宽度, P 为动量矩阵元, 能量 $E(K)$ 的原点在导带底. 在导带底附近, 电子的能量色散关系为抛物线型, 即

$$E(K) = \frac{1}{2} \left\{ E_g \left[1 + \frac{4}{3} \left(\frac{K^2 P^2}{E_g^2} \right) \right] - E_g \right\} = \frac{2}{3} \cdot \frac{K^2 P^2}{E_g}. \quad (2)$$

导带态密度是

$$\rho_c = \frac{K^2}{\pi^2} \left(\frac{dE}{dK} \right)^{-1} = \frac{3K}{4\pi^2 P^2} \sqrt{E_g^2 + \frac{8}{3} P^2 K^2}. \quad (3)$$

由式(3)可知 HgCdTe 导带态密度很小, 极易简并. 由于掺杂, 简并可能达到很强的程度, 致使 $E_g^2 \ll \frac{8}{3} K_f^2 P^2$ (这里 K_f 是费密面的波矢), 这时在费密面附近的电子能量色散关系是线性的, 即

$$E(K) = \sqrt{\frac{2}{3}} K P. \quad (4)$$

自由载流子在半导体中的运动受能量色散关系影响极大, 可以预料, 当这种色散关系由通常的抛物线型改变为线性型时, 载流子的运动行为也会发生变化.

3 自由载流子能量色散关系对其运动行为的影响

为研究多电子体系对外部微扰的响应, 通常采用一个与频率及波矢有关的介电函数 $\epsilon(\mathbf{q}, \omega)$, 它包含了许多电子体系的性质, 例如当 $q \rightarrow 0$ 时, 它描写的是载流子的集体行为. 严格地计算介电函数是很困难的, 因为这是一个相互间通过库伦势作用的电子气构成的多体问题, 即使在无规相近似下, 也是很复杂的, 所幸复杂理论与简单理论得到的结果是一致的.

用微扰理论求得与频率 ω 及波矢 \mathbf{q} 有关的半导体自由载流子介电函数的 Lindhard 表达式是^[5]

$$\epsilon(\mathbf{q}, \omega) = \epsilon_\infty + \frac{4\pi e^2}{q^2} \sum_{\mathbf{K}} \frac{1 \langle \mathbf{K} | e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} | \mathbf{K} + \mathbf{q} \rangle|^2 \{ f^0(\mathbf{K}) - f^0(\mathbf{K} + \mathbf{q}) \}}{E(\mathbf{K} + \mathbf{q}) - E(\mathbf{K}) - \hbar\omega + i\hbar\alpha}, \quad (5)$$

其中 α 为阻尼常数, $E(\mathbf{K})$ 为处于状态 \mathbf{K} 的电子的能量本征值, $|\mathbf{K}\rangle$ 和 $f^0(\mathbf{K})$ 为对应的本征态和分布函数, ϵ_∞ 为所有带间跃迁项的贡献. 严格说来 ϵ_∞ 应是复数, 但低温下并在能量小于费密能量的区域内, 它的虚部为零. 式(5)中没有计入声子的贡献, 式中的矩阵元代表两个布洛赫函数的空间交迭. 将式(4)给出的线性能带代入式(5), 经过适当的计算可求得 $T=0$ 时 $\epsilon(\mathbf{q}, \omega)$ 的实部^[6] 为

$$\begin{aligned} \epsilon'(\mathbf{q}, \omega) = & \epsilon_\infty + \frac{3}{2} \epsilon_\infty \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \frac{1}{x^2} \left\{ 2 - \frac{1}{9} \left(\frac{q}{K_f} \right)^2 \right. \\ & \left. - \frac{1}{3x^2} \left(\frac{q}{K_f} \right)^2 - \frac{1}{x} \left[1 - \frac{1}{6x^2} \left(\frac{q}{K_f} \right)^2 \right] \ln \left| \frac{1+x}{1-x} \right| \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $x \equiv \frac{\sqrt{\frac{2}{3}} q P}{\hbar\omega}$, $\omega_p \equiv \frac{4\pi N_e e^2}{\epsilon_\infty m^*}$, N_e 是自由电子浓度, e 是电子电荷, m^* 是自由电子有效质量的能带平均值. $\epsilon(\mathbf{q}, \omega)$ 的虚部为

$$\epsilon''(\mathbf{q}, \omega) = \begin{cases} \frac{\sqrt{6} e^2}{P q^3} \left(K_f^2 K_\omega - \frac{1}{6} K_\omega^3 \right), & 0 < K_\omega < q < K_f, \\ \frac{\sqrt{6} e^2}{P q^3} \left[\frac{1}{2} K_f^2 K_\omega + \frac{1}{3} K_f^3 - \frac{1}{24} (2K_\omega^3 - 3q K_\omega^2 + q^3) \right], & 0 < K_\omega < q \text{ 且 } K_f \leq q < 2K_f, \\ 0, & \text{其它情况} \end{cases} \quad (7)$$

$$\text{其中 } K_\omega \equiv \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\hbar \omega}{P}.$$

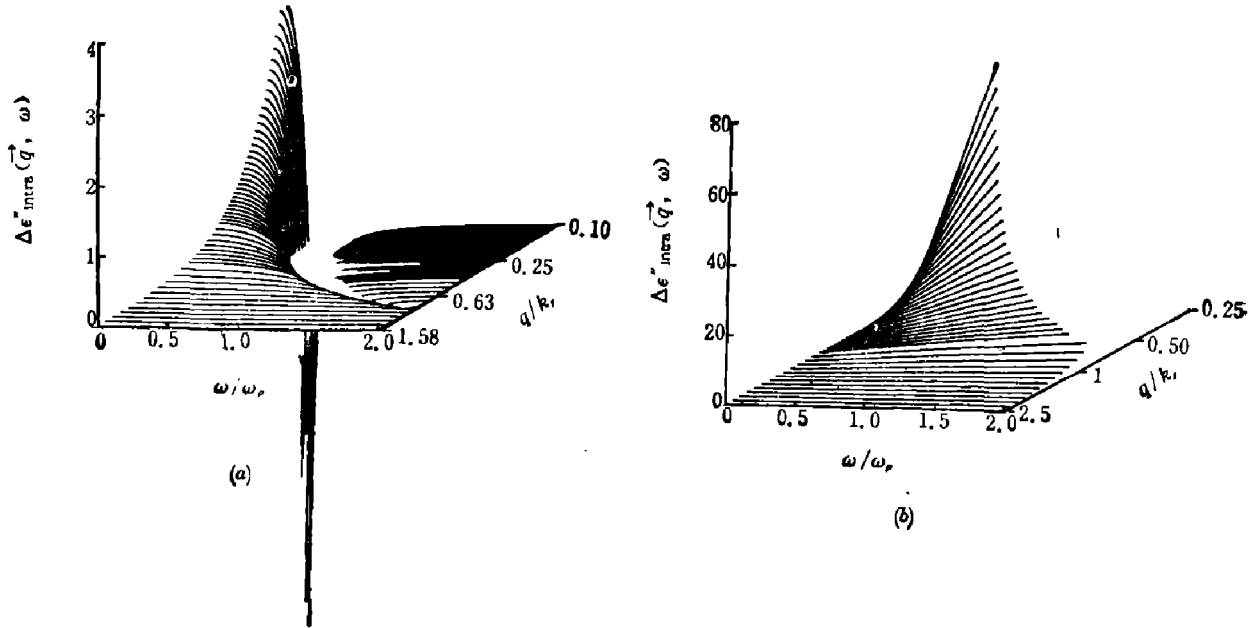


图1 具有线性能带的半导体中自由电子带内跃迁的介电函数的实部(a)和虚部(b)
Fig. 1 The real and imaginary parts of intraband transition dielectric function of free carriers in N-type doped narrow-gap HgCdTe

图1是 $\epsilon(\mathbf{q}, \omega)$ 的数值计算结果, 实部的计算范围是 $\omega=0 \sim 2\omega_p$, $q=0.1 \sim 1.58 K_f$, 虚部的计算范围是 $\omega=0 \sim 2\omega_p$, $q=0.25 \sim 2.5 K_f$. 计算中使用的参数为 $K_f=4.795 \times 10^8 \text{ cm}^{-1}$, $\omega_p=676.8 \text{ cm}^{-1}$, $P=8 \times 10^{-8} \text{ eV} \cdot \text{cm}$, $\epsilon_\infty=13.01$, 并选取有效质量 m^* 使 $\omega_f/\omega_p=3$, 其中 $\omega_f=\hbar K_f^2/2m^*$.

等离子体振荡存在于 $q \rightarrow 0$ 且 $\epsilon(\mathbf{q}, \omega)$ 的实部和虚部都等于零的区域内, 它的色散关系可以从图1中得到. 由此不难求得电子-空穴对激发所需要的最大能量的色散关系为

$$\omega(q) = [E(K+q) - E(x)] / \hbar = \left[\sqrt{\frac{2}{3}} P(K+q) - \sqrt{\frac{2}{3}} PK \right] / \hbar = \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \frac{P}{\hbar} q. \quad (8)$$

图2表明这两个色散关系, 由图可知等离子体振荡的能量总是大于单个电子-空穴对激发所需要的最大能量, 因此自由载流子的这两种激发态之间没有产生能量耦合的可能. 换句话说, 不存在对于等离子体振荡的朗道阻尼.

作为对比, 不妨看一下抛物线型能带的情况. 如果在式(5)中代入式(2)给出的抛物能带, 则可求得 $T=0$ 时 $\epsilon(\mathbf{q}, \omega)$ 的实部的长波近似值为

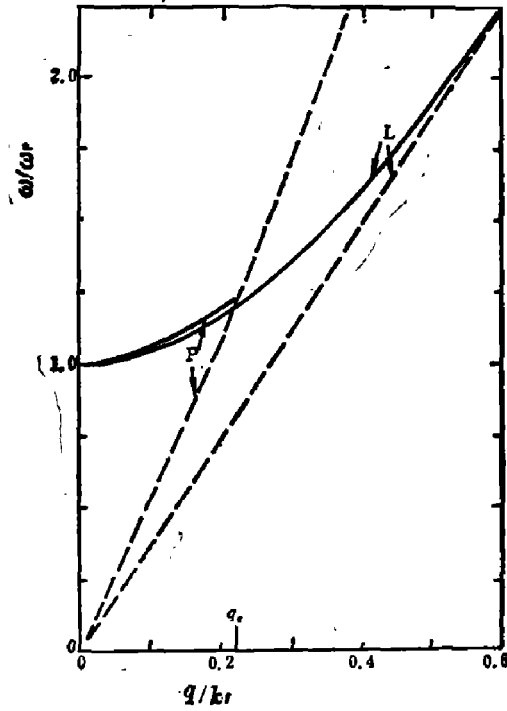


图 2 等离子体振荡色散曲线(实线)和单个电子-空穴对激发最大能量边界的色散曲线(虚线)
P: 抛物线能带, L: 线性能带

Fig. 2 The dispersion curves for plasmon (solid line) and the up-boundary of electron-hole pair excitation (dashed line) for parabolic band (P) and linear band (L), respectively

$$\epsilon'(\mathbf{q}, \omega) = \epsilon_{\infty} \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{3}{5} v_f^2 q^2 \right) \right], \quad (9)$$

这里不再介绍虚部. 在 $q \rightarrow 0$ 且 $\epsilon(\mathbf{q}, \omega) = 0$ 的区域内求得等离子体振荡的色散关系为

$$\omega_p(q) = \omega_p(0) \left(1 + \frac{3}{10} v_f^2 q^2 \right),$$

其中 $\omega_p(0) \equiv \omega_p$, 其电子-空穴对激发所需要的最大能量的色散关系是

$$\omega(q) = [E(K+q) - E(K)]/\hbar = \frac{\hbar}{2m^*} [(K+q)^2 - K^2] = \frac{\hbar}{2m^*} (2Kq + q^2). \quad (10)$$

适用于抛物线型能带的两个色散关系也示于图 2, 由图可看出当 $q \geq q_c$ 时, 等离子体振荡的能量开始转移到激发单个电子-空穴对, 出现朗道阻尼. 所以, 图 2 清楚地表明能带色散关系的变化会导致自由载流子运动形态有明显变化.

4 结 论

对于窄禁带 N 型 HgCdTe, 其导带电子态容易由于掺杂而简并. 较强的掺杂有可能使费密能级附近的能带成为线性带, 这时自由载流子的运动方式会出现相应变化, 等离子体振荡的朗道阻尼的消失即是这种变化所产生的后果之一.

参 考 文 献

- 1 Qian Dingrong, Tang Wenguo, Shen Jie et al. *Solid State Commun.*, 1985; **56**: 81
- 2 Qian Dingrong, Szuszkiewicz W. *Phil. Mag. Letters*, 1987; **55**: 147
- 3 Qian Dingrong, Szuszkiewicz W, Zhang Jiaming et al. In: W. Zawadzki ed., proceeding of 19 th Int. Conf. *Phys. Semicond.*, Warsaw, 1988, Polish Academy of Science, 1988: 1714
- 4 Kane E O. *J. Phys. Chem. Solids*, 1957; **1**: 249
- 5 Ziman J M. *Principles of the theory of solids*, cambridge: Unicersity Press, 1964: 129
- 6 Qian Dingrong, L. Liu, Szuszkiewicz W. *Annual Report 1989--1990*, Shanghai: National Laboratory for Infrared Physics, 1990:89

THE UNIQUE BEHAVIOR OF FREE-CARRIERS IN N-TYPE DOPED NARROW-GAP HgCdTe

QIAN DINGRONG

(National Laboratory for Infrared Physics, Academia Sinica, Shanghai 200083, China)

It has been found from our previous studies that there is no Landau damping in N-type doped narrow-gap HgCdTe, which is contrary to the existing theory and experimental fact. The further study on the effect of doping and hence the degeneration on the dispersion relation of energy of free-carriers and the calculation of Lindhard function of free-carriers taking into account this effect show that the absence of Landau damping results from the change of free-carrier behavior caused by the dispersion relation of energy of free-carriers.

Key words: dielectric function, plasma oscillations, Landau levels, damping.