

均匀半导体中的电流

3.1 引言

在第 2 章中,我们学习了如何确定一个半导体材料中有多少载流子(价带中的空穴和导带中的电子)可以参与导电。本章研究电流流动的机制。

半导体中,载流子移动的基本机制有两个:漂移和扩散。我们先介绍比较直观的漂移电流,这是电场导致的电子和空穴的运动形成的。稍后讨论扩散电流,扩散电流是由于载流子浓度随位置的变化引起的。

3.2 漂移电流

处于平衡态的半导体总的净电流为零。虽然电子和空穴由于具有动能而一直处于运动的状态,但是热运动的方向是完全随机的,因此,每一个载流子对电流的贡献的总和为零。我们考察导带中的一个电子。在没有外场时的路径如图 3.1(a)所示。在每一次碰撞后,电子新的运动方向都是随机的,因此,对所有时间内电子的运动进行平均,电子在任何一个方向上都没有位移,净电流为零。

回忆图 2.2,如果给半导体施加一个外电场,带负电荷的电子和带正电荷的空穴在电场作用下向相反的方向加速。图 3.1(b)表示了**在强电场作用下一个电子行进的情况**。在一段足够长的包括很多次碰撞的时间内平均,电子是趋向于向右边漂移的。只要是电荷的净移动,就会形成电流,因此,在外电场下的运动引起的电流就叫做“漂移”电流。

对于半导体材料中典型的情况,外电场引起的速度实际上远远小于热运动的速度,如图 3.1(c)所示。外电场为 10V/cm 时,平均漂移速度大约为 10^4cm/s 。室温下,电子在两次碰撞之间的热运动的平均速度为 10^7cm/s ,和热运动速度相比,漂移速度是很小的。

电流的定义是单位时间内通过某个平面的电荷数。因为电子带负电荷,因此,如图 3.1(b)和图 3.1(c)所示,电子电流 $I_{n(\text{drift})}$ 是向左的。我们用下标 drift 来区分由电场驱动的电流和后面要讨论的扩散电流。空穴也按照这种路径运动,如图 3.1(d)所示。空穴的总的漂移和电子的方向是相反的。这是因为空穴带正电荷,在同样的电场作用下,空穴加速的方向和电子相反。但是,空穴产生的电流和它运动的方向相同,空穴电流 $I_{p(\text{drift})}$ 也是向左的,如图 3.1(e)所示。总的漂移电流是两部分电流之和,即

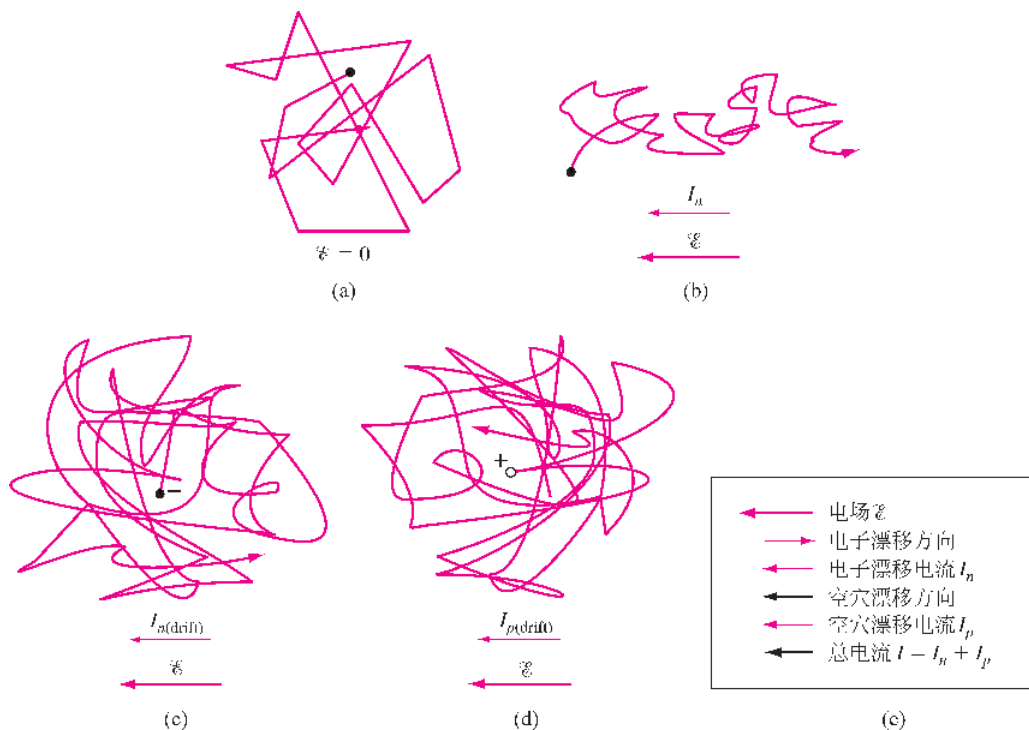


图 3.1 晶体中电子的运动。电子发生碰撞后将随机地改变方向。(a) 在没有外加电场的情况下, 电子在任何一个方向都没有净的位移。(b) 在外电场作用下, 电子趋向于向某一个特定方向漂移。这样的轨迹一般只会在强场下才有。(c) 在弱电场下, 漂移速度远远小于热运动的速度。因此, 在发生很多次碰撞之后, 才会有明显的行进。(d) 空穴也有类似的运动, 但是由于空穴带正电荷, 因此是向与电子相反的方向加速。(e) 电子和空穴向相反的方向漂移, 但是产生的电流方向相同。

$$I_{(drift)} = I_{n(drift)} + I_{p(drift)} \quad (3.1)$$

对于导线, 使用电流 I 是很方便的。但是, 对于半导体, 电流密度的概念更为有用。电流密度就是单位时间通过单位面积的电荷总数, 也就是

$$J = \frac{I}{\text{area}} \quad (3.2)$$

现在我们推导电流密度的表达式。根据欧姆定律, 长度为 L , 截面积为 A 的均匀样品 (如图 3.2 所示) 的电阻 R 为

$$R = \frac{V}{I} = \frac{\rho L}{A} \quad (3.3)$$

式中, ρ 是电阻率, 常用的单位是 $\Omega \cdot \text{cm}$ (欧姆·厘米)。因为半导体是均匀的, 有 $V = \mathcal{E} L$, 其中 $\mathcal{E}$ 是电场强度, L 是样品的长度。利用 $I = JA$, 把式 (3.3) 写成

$$\frac{\mathcal{E} L}{JA} = \frac{\rho L}{A} \quad (3.4)$$

或者

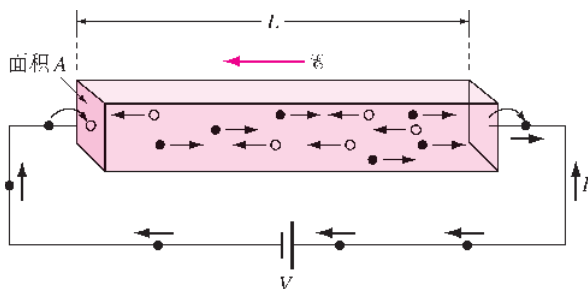


图 3.2 导线中的电流由电子携带,但是在半导体中,电流由电子和空穴共同携带。

$$J_{(\text{drift})} = \frac{qE}{\rho} = \sigma E \quad (3.5)$$

式中, $\sigma = 1/\rho$ 叫做电导率,单位是 $(\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ (欧姆·厘米的倒数)或 S/cm (西门子每厘米),电流密度也用下标 drift 以区别于后面将介绍的扩散电流密度。式(3.5)被称做坡印亭形式(point form)的欧姆定律。

在半导体中,因为电子和空穴都可以携带电流,因此总的电流密度为

$$J_{(\text{drift})} = J_{n(\text{drift})} + J_{p(\text{drift})} \quad (3.6)$$

式中, $J_{n(\text{drift})} = \sigma_n E$, $J_{p(\text{drift})} = \sigma_p E$ 。这里, σ_n 是电子的电导率, σ_p 是空穴的电导率。在 n 型半导体中,电子多于空穴,因此,电子携带大部分电流;而在 p 型半导体中,空穴携带大部分电流。

在作进一步的分析之前,先来观察图 3.2。图中,在半导体里,电子和空穴都携带电流;而在导线中,只有电子携带电流(导线中的电流等于半导体中的电流)。那么,空穴去哪里了呢? 我们看到,在半导体棒的左端,电子从导线一侧到达半导体和导线的边界,同时,空穴从半导体棒一侧也到达这里。实际上,电子从半导体和导线的欧姆接触处进入半导体,和空穴复合,使空穴消失。每一个空穴都由一个相应的电子和它复合。空穴的确消失了,但是,请记住,空穴只是一个空态。当电子占据了空态,空穴消失了,但是电子仍然在继续运动。换句话说,在欧姆接触处,电子和空穴的平衡浓度与半导体中是一样的。

下面求 σ_n 和 σ_p 的表达式。首先考虑空穴电导。

考虑空穴浓度为 p 的 p 型半导体,如图 3.3 所示。我们用更一般的符号 p 来代替平衡空穴浓度 p_0 ,因为一旦施加外电场,样品就不再处于平衡态,有的时候, $p \neq p_0$ 。图中外电场沿 $-x$ 方向。电场施加在空穴上的力, $F = +qE$,将使空穴沿电场方向运动。假设所有空穴在外场作用下都以平均(漂移)速度 v_{dp} 运动。在时间 dt 内通过面积 A 的总电荷数为 $Q = qpAv_{dp}dt$ 。因为电流是单位时间内通过某一平面的电荷数,即

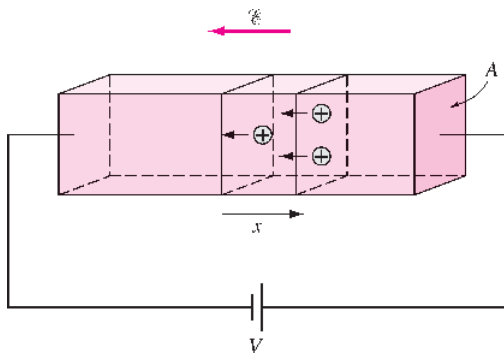


图 3.3 我们通过考虑流过面积 A 的空穴流(本图情况下)来求样品的电导率

$$I_p = \frac{dQ}{dt} = qpAv_{dp} \quad (3.7)$$

空穴电流密度为 $J_p = I_p/A$ 。根据式(3.7)、式(3.2)和式(3.5),有

$$J_{p(\text{drift})} = qp v_{dp} = \sigma_p \mathcal{E} \quad (3.8)$$

和

$$\sigma_p = qp \frac{v_{dp}}{\mathcal{E}} = qp\mu_p \quad (3.9)$$

式中, μ_p 叫做空穴迁移率, 就是单位电场下的空穴漂移速度

$$\mu_p \equiv \frac{v_{dp}}{\mathcal{E}} \quad (3.10)$$

迁移率是表征材料中载流子移动的难易程度的物理量, 通常以厘米²/伏特·秒($\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$)为单位。类似地, 电子的迁移率为

$$\mu_n = -\frac{v_{dn}}{\mathcal{E}} \quad (3.11)$$

电子电导率为

$$\sigma_n = qn\mu_n \quad (3.12)$$

综上所述, 总漂移电流密度为

$$J_{(\text{drift})} = J_{n(\text{drift})} + J_{p(\text{drift})} = (q\mu_n n + q\mu_p p)\mathcal{E} = \sigma \mathcal{E} \quad (3.13)$$

总电导率为

$$\sigma = qn\mu_n + qp\mu_p \quad (3.14)$$

3.3 载流子迁移率

电子和空穴的迁移率依赖于施主和受主杂质的浓度、温度以及载流子是多数载流子还是少数载流子(在 n 型半导体中, 电子是多数载流子; 在 p 型半导体中, 空穴是多数载流子)。这些效应的物理原理在下一节讨论, 这里先给出室温下关于硅材料的一些结论。

首先, 迁移率随掺杂浓度变化。虽然实验数据有很大的离散性^①, 但是对于非补偿材料, 硅中载流子的迁移率通常可以用下面的经验公式来表示:

$$\mu = \mu_0 + \frac{\mu_1}{1 + \left(\frac{N}{N_{\text{ref}}}\right)^\alpha} \quad (3.15)$$

式中, N 是掺杂浓度(N_A 或 N_D), N_{ref} 和 α 是拟合参数。

拟合参数与我们考虑的载流子是多数载流子还是少数载流子有关^②。对于不同的情况, 在室温下, 式(3.15)变成

① 已经对非补偿材料中多数载流子的迁移率进行了大量的测量, 但是少数载流子迁移率的测量要困难得多, 报道的数据仍然很少。

② 学生可能会感到奇怪, 在某些器件中, 例如双极型晶体管, 少数载流子对器件的影响远大于多数载流子。而在某些场效应晶体管中, 多数载流子起主要作用。

多数载流子^[1]：

$$\mu_n(N_D) = 65 + \frac{1265}{1 + \left(\frac{N_D}{8.5 \times 10^{16}} \right)^{0.72}} \quad (3.16)$$

$$\mu_p(N_A) = 48 + \frac{447}{1 + \left(\frac{N_A}{1.3 \times 10^{16}} \right)^{0.76}} \quad (3.17)$$

少数载流子^[2-4]：

$$\mu_n(N_A) = 232 + \frac{1180}{1 + \left(\frac{N_A}{8 \times 10^{16}} \right)^{0.9}} \quad (3.18)$$

$$\mu_p(N_D) = 130 + \frac{370}{1 + \left(\frac{N_D}{8 \times 10^{17}} \right)^{1.25}} \quad (3.19)$$

上面的公式只适用于弱场下的硅材料(我们将在 3.3.5 节中讨论强场时的情况)。以上公式画在图 3.4 中,从中可以看出:

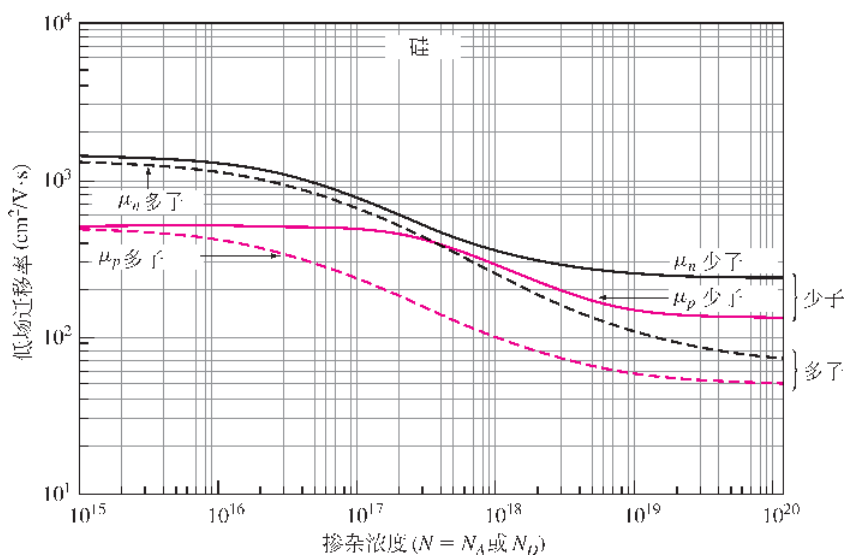


图 3.4 室温下, n 型和 p 型半导体中, 多数载流子和少数载流子的迁移率和掺杂浓度的关系。
实线: 少数载流子; 虚线: 多数载流子。

1. 在较低的杂质浓度下, 多数载流子和少数载流子的电子迁移率趋近于同一数值 $\mu_n \approx 1330 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 。
2. 在较低的杂质浓度下, 多数载流子和少数载流子的空穴迁移率也趋近于同一数值 $\mu_p \approx 495 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 。
3. 电子和空穴的迁移率(不论是多数载流子还是少数载流子)都随着杂质浓度的增加而单调减小。
4. 对于给定的掺杂水平, 作为少数载流子的电子和空穴的迁移率大于作为多数载流子时的迁移率。

5. 电子和空穴作为多数和少数载流子时,迁移率的差随着掺杂浓度的增大而增大。

例 3.1

计算本征硅的室温电阻率,和掺杂了 10^{17} cm^{-3} 施主(或受主)的 n 型和 p 型非补偿硅的电阻率进行比较。假设 $n = n_0, p = p_0$ 。

■ 解

样品的电阻率是电导率的倒数,即

$$\rho = \frac{1}{\sigma}$$

根据式(3.14),得

$$\sigma = q(\mu_n n + \mu_p p)$$

(1) 本征硅: 已知室温下,本征硅的平衡载流子浓度是 $n_0 = p_0 = n_i = 1.08 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 。从图 3.4 查到未掺杂(本征)硅的电子和空穴迁移率为

$$\begin{aligned}\mu_n &= 1330 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}} \\ \mu_p &= 495 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}\end{aligned}$$

求出电导率为

$$\begin{aligned}\sigma &= q(\mu_n n_0 + \mu_p p_0) = q(\mu_n n_i + \mu_p p_i) \\ &= 1.6 \times 10^{-19} \text{ C} \left(1330 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}} \cdot 1.08 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} + 495 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}} \cdot 1.08 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \right) \\ &= 3.15 \times 10^{-6} (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}\end{aligned}$$

根据电导率求出电阻率为

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{3.15 \times 10^{-6}} = 3.17 \times 10^5 \Omega \cdot \text{cm}$$

(2) n 型硅: 由于材料是重掺杂的,有大量电子可以携带电流,因此,我们预期此时的电导率应该高于本征材料,或者说,电阻率低于本征材料。因为 $N_D \gg n_i$,且实际上杂质几乎全部电离,则有

$$\begin{aligned}n_0 &= N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3} \\ p_0 &= \frac{n_i^2}{n_0} = \frac{(1.08 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3})^2}{10^{17} \text{ cm}^{-3}} = 1.17 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}\end{aligned}$$

查图 3.4 知,施主掺杂浓度为 10^{17} cm^{-3} 时,电子和空穴的迁移率分别是

$$\begin{aligned}\mu_n &\approx 650 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}} && \text{多数载流子} \\ \mu_p &\approx 480 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}} && \text{少数载流子}\end{aligned}$$

利用这些数据,得到

$$\begin{aligned}\sigma &= q(\mu_n n_0 + \mu_p p_0) \\ &= 1.6 \times 10^{-19} \text{ C} \left(650 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}} \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} + 480 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}} \cdot 1.17 \times 10^3 \text{ cm}^{-3} \right) \\ &= 1.6 \times 10^{-19} (6.5 \times 10^{19} + 5.62 \times 10^5) = 10.4 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}\end{aligned}$$

注意,在这里可以忽略第二项,也就是空穴电导率。则电阻率为

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{10.4} = 0.096 \, \Omega \cdot \text{cm}$$

可以看到,掺杂 Si 的导电性优于本征 Si。

(3) 相同掺杂浓度的 p 型 Si: 在解决一个问题之前,先考虑我们预期会得到一个什么样的结果是很有好处的。因为 p 型材料比本征材料拥有更多的载流子,因此仍然预测 p 型材料的导电性会优于本征材料。另一方面,由于空穴的迁移率一般低于电子的,因此 p 型材料的导电性应该比同等掺杂的 n 型材料差一些。先求载流子的浓度:

$$p_0 = N_A = 10^{17} \, \text{cm}^{-3}$$

$$n_0 = \frac{n_i^2}{p_0} = 1.17 \times 10^3 \, \text{cm}^{-3}$$

由于

$$\begin{aligned} \mu_n &= 750 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}} && \text{少了} \\ \mu_p &= 230 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}} && \text{多了} \end{aligned}$$

因此,电导率为

$$\begin{aligned} \sigma &= q(\mu_n n_0 + \mu_p p_0) \\ &= 1.6 \times 10^{-19} \, \text{C} \left(750 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}} \cdot 1.17 \times 10^3 \, \text{cm}^{-3} + 230 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}} \cdot 10^{17} \, \text{cm}^{-3} \right) \\ &= 3.7 \, (\Omega \cdot \text{cm})^{-1} \end{aligned}$$

这里是 p 型材料,电子数很少,对电导率的贡献可以忽略。p 型 Si 的电阻率为

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{3.7 \, (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}} = 0.27 \, \Omega \cdot \text{cm}$$

正如我们所预期的,p 型 Si 的导电性比同等掺杂的 n 型 Si 要差一些,因为此时主要是通过空穴携带电流,而空穴的迁移率低于电子的迁移率。

3.3.1 载流子散射

现在再来看一下迁移率的定义[式(3.10)和式(3.11)]。迁移率是和漂移速度有关的,即

$$\mu = \left| \frac{v_d}{\mathcal{E}} \right|$$

载流子的漂移速度受散射事件的影响,也就是说,与粒子碰撞后,载流子的方向和(或)能量将发生变化。少数载流子的迁移率是由各种散射机制决定的。后面还将看到,漂移速度还和载流子在杂质态上停留的时间有关。杂质带电导和散射作用对多数载流子的漂移都有影响。由于多数载流子和少数载流子的迁移率都要受到散射的影响,因此,我们首先研究散射的物理机制。

载流子可以和“粒子”,如电离的杂质原子或声子,发生相互作用(碰撞)。因此,漂移速度和迁移率与两次碰撞之间的平均自由时间有关。

电离杂质散射 杂质的散射作用可以这样理解：一般情况下，杂质（施主和受主）是电离的，因此带有电荷。当运动的电子或空穴靠近电离的杂质原子时，库仑作用力使得电子或空穴的运动发生偏转，这就是**电离杂质散射**，如图 3.5 所示，图(a)和(b)分别是正离子和负离子的情况。空穴会向着负离子的方向或远离正离子的方向偏转，电子的情况刚好相反。偏转的程度与载流子的速度和接近离子的程度有关。材料的掺杂浓度越高，载流子在给定时间内和离子发生碰撞的几率就越大，两次碰撞之间的平均自由时间就越短，迁移率越低。

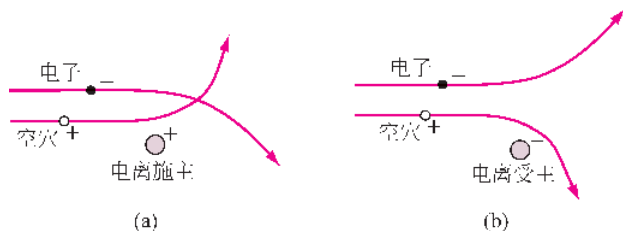


图 3.5 (a) 靠近电离施主的电子向着施主偏转，而空穴远离施主偏转。(b) 电子朝远离负离子受主的方向偏转，而空穴向着负离子受主的方向偏转。

另外，由于电离的施主和受主对载流子的散射是基本相等的，因此，对于补偿材料，由电离杂质散射决定的迁移率依赖于总的杂质浓度 $N_D + N_A$ 。虽然图 3.4 所示的是非补偿材料的数据，但是因为一般情况下有 $N_D \gg N_A$ 或 $N_A \gg N_D$ ，所以还是可以根据该图估计少数载流子的迁移率。

晶格(声子)散射 晶格散射，通常叫做声子散射，对载流子的迁移率也有影响。我们知道，在任何温度下，振动的原子都会在晶体中产生压力(声学)波。如第1部分补充内容 1B 所讨论的，这些压力波称做声子。和电子一样，声子也可以当作粒子(波粒二象性)，每个声子的能量为

$$E_{\text{phonon}} = \hbar\omega \quad (3.20)$$

声子的波矢为

$$K = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (3.21)$$

式中， ω 是晶格振动的角频率， λ 是对应的波长。如果把声子当作粒子，那么声子就可以和电子(或空穴)发生碰撞和散射。声子的能量局限在很小的范围内，一般小于 0.1eV。声子的能量分布和具有给定能量的声子的浓度取决于压力波的振幅，因此和温度有关。温度越高，晶格振动越强，声子的浓度就增大，散射增强，迁移率就越小。

3.3.2 散射迁移率

现在，我们看散射是如何影响迁移率的。首先，电子在电场下受到的力为

$$F = -q\mathcal{E} = m_{ce}^* a = m_{ce}^* \frac{dv}{dt} \quad (3.22)$$

式中， a 是电场 $\mathcal{E}$ 作用下，电子的加速度， v 是电子的速度。注意，我们研究的是电导，因此使用的是电子的电导率有效质量。这里只考虑单一散射机制(如电离杂质散射)决定的迁移率。

由式(3.22)，有

$$dv = -\frac{q\mathcal{E}}{m_{ce}^*} dt \quad (3.23)$$

在两次碰撞之间对上式两边积分,得

$$v(t) - v(t_0) = -\frac{q\mathcal{E}}{m_{ce}^*}(t - t_0) \quad (3.24)$$

式中, t_0 是发生上一次碰撞的时刻。上式给出了某一个电子在发生下一次碰撞前,在 t 时刻的速度。如果考虑大量碰撞,并取平均,得

$$v_{dn} = \langle v(t) - v(t_0) \rangle = -\frac{q\mathcal{E}}{m_{ce}^*} \langle t - t_0 \rangle \quad (3.25)$$

定义电子的漂移速度为 $v_{dn} = \langle v(t) - v(t_0) \rangle$ 。同时定义两次碰撞之间的平均自由时间为

$$\bar{t}_n = \langle t - t_0 \rangle \quad (3.26)$$

那么,电子的漂移速度可以写成

$$v_{dn} = -\frac{q\mathcal{E}}{m_{ce}^*} \bar{t}_n \quad (3.27)$$

根据式(3.11)和式(3.27),有

$$\mu_n = \frac{q\bar{t}_n}{m_{ce}^*} \quad (3.28)$$

对于空穴,用正电荷和空穴的电导率有效质量 m_{ch}^* 进行类似的推导,可以得到

$$v_{dp} = \frac{q\bar{t}_p}{m_{ch}^*} \mathcal{E} = \mu_p \mathcal{E} \quad (3.29)$$

$$\mu_p = \frac{q\bar{t}_p}{m_{ch}^*} \quad (3.30)$$

式中, μ_p 是空穴迁移率。

从上面可以看出,任何一种散射机制下的载流子的迁移率都是由载流子的电导率有效质量,和该散射机制决定的散射时间决定的。散射时间取决于载流子和其他“粒子”发生碰撞的频率。

因为载流子-离子和载流子-声子这两种散射的散射时间是相互独立的,根据马希森规则(Matthiessen rule),有

$$\frac{1}{t_n} = \frac{1}{t_{nii}} + \frac{1}{t_{nl}} \quad (3.31)$$

和

$$\frac{1}{\mu_n} = \frac{1}{\mu_{nii}} + \frac{1}{\mu_{nl}} \quad (3.32)$$

式中,下标 ii 和 l 分别代表电离(离子)杂质和晶格(声子)散射。

例 3.2

求室温下,本征 Si 中,载流子在散射之间的平均自由时间 $\bar{t}_n$ 和 $\bar{t}_p$ 。

■ 解

对于本征 Si,有 $N_D = N_A = 0$ 。根据式(3.28),有 $\bar{t}_n = (m_{ce}^* \mu_n)/q$ 。查图 3.4 得 $\mu_n =$

$1330\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s} = 0.133\text{m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 。查表 2.1, 得到电子的电导率有效质量 $m_{ce}^* = 0.26m_0 = 0.26 \times 9.11 \times 10^{-31}\text{kg}$ 。

则平均自由时间为

$$\bar{t}_n = \frac{0.26 \times 9.11 \times 10^{-31} \times 0.133}{1.60 \times 10^{-19}} = 2 \times 10^{-13}\text{s}$$

类似地, 对于空穴, $\mu_p = 495\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, $m_{ch}^* = 0.36m_0$, $\bar{t}_p = 1 \times 10^{-13}\text{s}$ 。

3.3.3 杂质带迁移率

上面讲述的两种散射机制, 电离杂质散射和声子散射, 对多数载流子和少数载流子都起作用。还有一种散射机制和多数载流子在杂质态中的运动有关。如第 2 章中所介绍的, 随着掺杂浓度的提高, 和掺杂原子相关的电子能态在空间和能量上都会发生交叠, 形成杂质带, 杂质带从正常情况下的导带底 E_{c0} 一直延伸到禁带中。杂质带的带宽随掺杂浓度的增大而增大。图 3.6 说明了电子在非补偿半导体中通过杂质带漂移的情况。

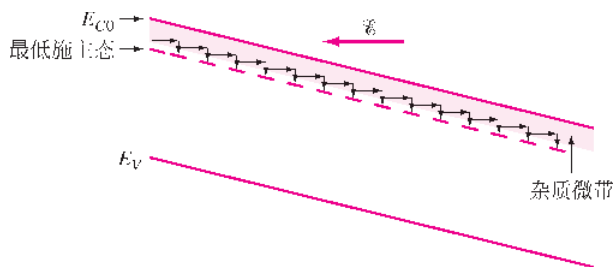


图 3.6 多数载流子(图中是电子)在 n 型半导体中漂移。有部分时间, 电子停留在杂质带中, 因此, 载流子的迁移率比通过导带要小。

前面我们讨论了导带中的电子受到电离杂质的作用而发生偏转。但是, 杂质带中的电子处在和施主原子相关的电子能态上, 如图 3.6 所示, 这些电子可以被最低的施主态短暂地俘获。这些电子被反复地俘获和释放, 从而减慢了漂移。另外, 杂质微带中的部分电子处于施主原子周围的轨道上, 虽然由于这些轨道是重叠的, 电子可以从一个施主原子附近移动到另一个施主原子附近, 但是却不能像布洛赫波描述的电子(像导带中的电子)那样容易运动。随着杂质浓度增大, 杂质带也展宽(能量范围展宽, 能态浓度增大), 这样, 会有更多的电子通过杂质带输运, 电子漂移速度和迁移率都会减小[式(3.11)]。

我们要强调, 在非补偿材料中, 这种散射机制(由于施主或受主态的作用, 使多数载流子漂移速度变慢)只有对多数载流子才是重要的。在图 3.6 所示的 n 型半导体中, 空穴只通过正常的价带输运。但是, 在补偿材料中, 同时存在施主和受主, 电子通过施主带输运; 如果受主杂质的浓度也足够大的话, 类似地, 空穴也会通过受主带输运。少数载流子空穴(或电子)的迁移率就会受到受主(或施主)浓度的影响。

注意, 和这种杂质带散射机制相关的电子(多数载流子)迁移率 μ_n 只是和 N_D 有关, 和 N_A 无关。而 μ_p 只和 N_A 有关, 和 N_D 无关。这和前面提到的电离杂质散射不同, 不论是多数

载流子还是少数载流子,电离杂质散射决定的迁移率是 $N_D + N_A$ 的函数。

我们还要强调的是,图 3.4 所示是非补偿材料的测量结果。在补偿半导体中,少数载流子的电流有一部分将通过杂质带的输运携带,从而导致少数载流子的迁移率比图 3.4 中所示的数值要小。但是,一般情况下都有 $N_D \gg N_A$ 或者 $N_A \gg N_D$,此时少数载流子通过杂质带的输运对迁移率的影响不大。

从图 3.4 还可以看出,杂质浓度比较小的时候,杂质带输运的效应可以忽略,多数和少数载流子的迁移率彼此很接近。随着掺杂浓度的提高,这个效应开始占主导地位,多数载流子的迁移率和少数载流子迁移率的差距变大,和少数载流子相比,多数载流子迁移率的减小更加显著。

本节以 Si 为例,建立了迁移率的概念。作为对照,图 3.7 中给出了弱场下 GaAs 和 Ge 的多数载流子迁移率和掺杂浓度的关系。目前还没有这两种材料的少数载流子迁移率的数据。可以看到,GaAs 的弱场电子迁移率要远远大于 Si 和 Ge,这主要是由于 GaAs 的电子有效质量比较小。

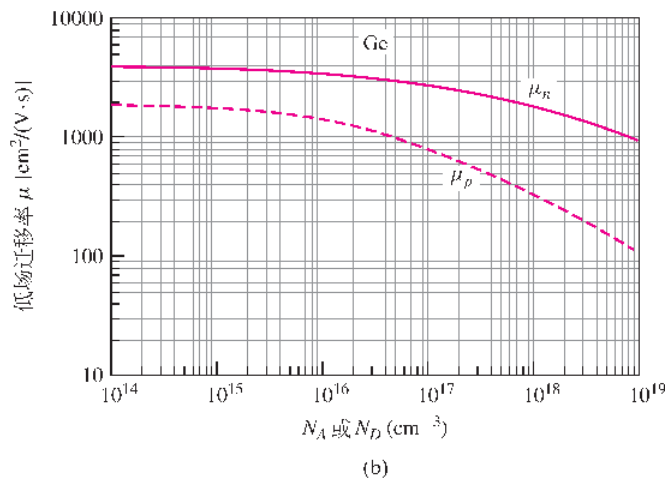
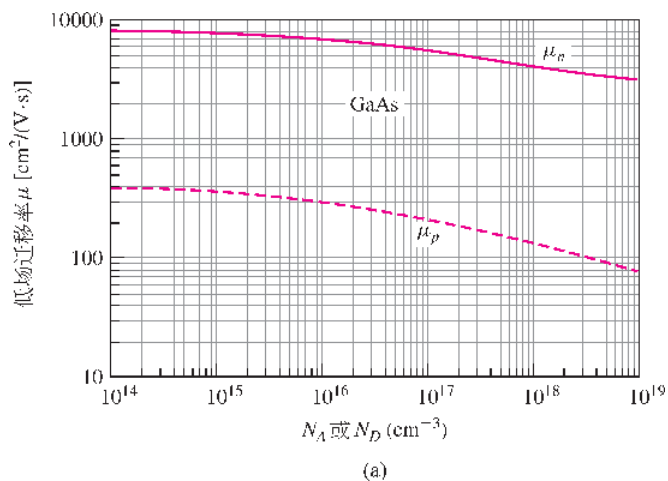


图 3.7 室温下,电子和空穴作为多数载流子时的迁移率(弱场)和非补偿掺杂浓度 N 的关系。

(a) GaAs。(b) Ge。