

第3章 双极型晶体管

双极型晶体管是最早出现的一种具有放大功能的三端半导体器件，1947年，肖克利（Shockley）、布拉顿（Bratain）和巴丁（Bardeen）发明了双极型晶体管。贝尔电话实验室的工作小组从点接触晶体管获得灵感，发现利用结可以得到更稳定的器件。固体器件的诸多优势使其很快取代了电子管，在高速电路、模拟电路和功率电路中占据着主导地位。本章主要讨论双极型晶体管的基本结构和电流放大原理，并依次讨论晶体管的直流特性和电流放大系数、反向电流和击穿特性、频率响应和开关特性。

3.1 结构与工作原理

3.1.1 基本概念

双极结型晶体管（Bipolar Junction Transistor, BJT）也称双极型晶体管，是一种半导体器件，它由三个相邻的区域组成，这些区域掺杂了不同类型的杂质。中间的区域非常窄，其扩散长度远小于另外两个区域。pnp 和 npn 结型晶体管的结构如图 3-1 所示。中间的狭窄区域称为基区，而外层的两个区域分别是发射区和集电区。从图 3-1 可以清楚地看出，两个外层区域是可以互换的，但在实际的器件中，发射区通常具有不同的几何尺寸，并且通常比集电区的掺杂浓度高，因此，如果交换这两个区域，将显著改变器件的性能特性。

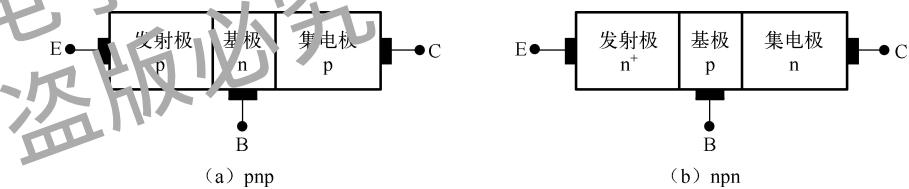


图 3-1 pnp 和 npn 结型晶体管的结构

图 3-2 给出了 pnp 和 npn 双极型晶体管的电路符号、直流端电流和电压的符号，并在图中标出了电流、电压的极性。为了直观地表示电压极性，图 3-2 中采用了“+”号和“-”号。因为电压符号中的双下标也可指示电压的极性，所以“+”号和“-”号可以省略。双下标中的第一个字母等同于“+”极，第二个字母等同于“-”极，例如， V_{EB} 就是降落在发射极 (+) 和基极 (-) 之间的直流电压。

尽管图 3-2 中显示的三个电流和三个电压都可以用来确定晶体管特性，但只有两个电流和两个电压是独立的。首先，流入器件的电流和流出器件的电流必须相等。其次，围绕一个闭合回路的压降必须等于零。因此，通过考察图 3-2 (a) 或图 3-2 (b)，可得到

$$I_E = I_B + I_C \quad (3-1)$$

$$V_{EB} + V_{BC} + V_{CE} = 0 \quad (V_{CE} = -V_{EC}) \quad (3-2)$$

如果晶体管电流中的两个或电压中的两个是已知的，则通过式（3-1）或式（3-2）就能确定第三个端电流或端电压。

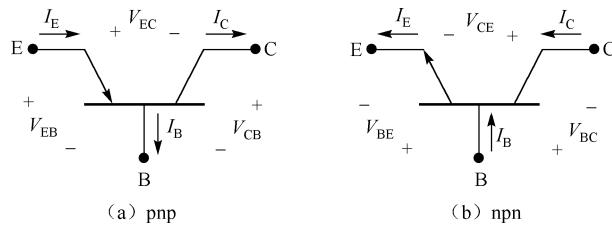


图 3-2 pnp 和 npn 双极型晶体管的电路符号、直流端电流和电压的符号

在大多数应用中，BJT 的信号输入和输出是通过三个电极实现的。由于 BJT 只有三个电极，因此其中一个电极必须同时充当输入端和输出端。通常，共基极、共发射极和共集电极用来表示这种输入和输出电极公用的方式，并且对应不同的电路连接方式，如图 3-3 所示。其中，共发射极是最常见的一种电路连接方式，共基极偶尔会使用，而共集电极的使用较为罕见，因此在接下来的讨论中将不再详细涉及。图 3-3 简要地给出了各种线路接法所关心的电流和电压，例如，在共发射极接法中， I_C 和 V_{EC} 是输出变量。为了今后便于参考，图 3-4 给出了共基极和共发射极理想输出特性的简图。

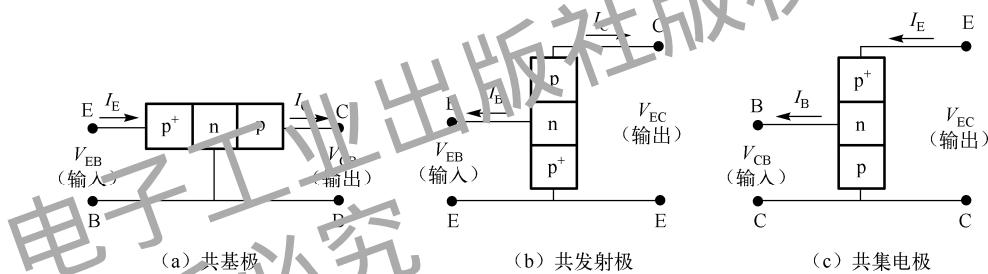


图 3-3 电路接法

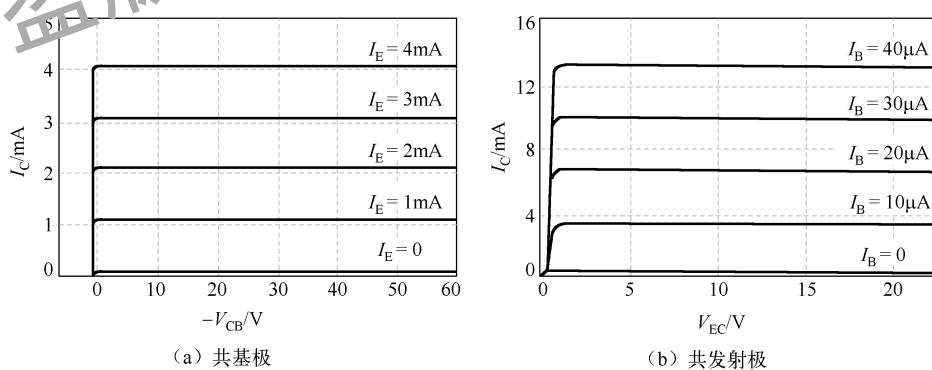


图 3-4 pnp BJT 理想输出特性的简图

由于偏置模式可以提供特定电压极性的信息，因此它有助于更进一步地确定晶体管在特定应用条件下的操作方式。具体而言，偏置模式涉及对晶体管两个结的极性偏压，可以分为 4 种极性组合，如图 3-5 和表 3-1 所示。正向放大偏置模式，其中 E-B 结正偏，而 C-B 结反偏，是最常见的一种偏置模式，许多线性信号放大器（如运算放大器）都采用这种正向放大

模式偏置。在这种偏置模式下，晶体管可提供最大的信号增益和最小的信号失真。当两个结都处于正向偏置时，晶体管处于饱和状态；当两个结都处于反向偏置时，晶体管处于截止状态。这两种状态分别对应于晶体管在开关应用中的开态（高电流、低电压）和关态（低电流、高电压）。在数字电路中，这些高电压和低电压状态通常相当于逻辑电位的“1”和“0”。最后，在倒置工作模式中，C-B 结正向偏置，而 E-B 结反向偏置。实际上，在倒置工作模式中，发射极和集电极的位置互换是相对于正向放大模式来说的。

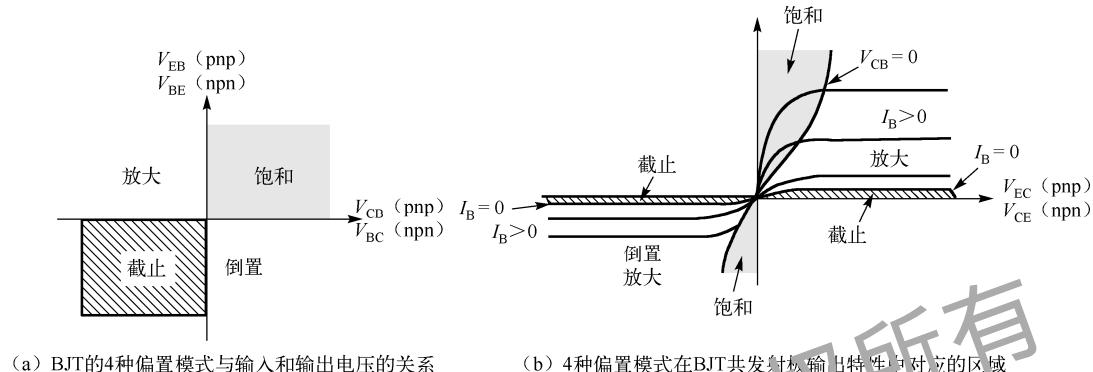


图 3-5 BJT 偏置模式与输入输出的关系

表 3-1 偏置模式

偏置模式	偏置极性 (E-B 结)	偏置极性 (C-B 结)
饱和	正偏	正偏
正向偏置	正偏	反偏
倒置	反偏	正偏
截止	反偏	反偏

晶体管的品种非常多，按使用范围，大体有如下几种分法。

- (1) 低频管、中频管、高频管。
- (2) 小功率管、中功率管、大功率管。
- (3) 低噪声管、开关管、大电流管、高反压管等。

在下面要讨论的大部分内容中，所要分析的器件都采用 pnp BJT。尽管在更多的电路应用和 I_C 设计中都采用 npn BJT，但通过 pnp BJT 来建立工作原理和概念更为方便。读者可以修改 pnp 的推导和结果，以使它们能适用于 npn BJT。

3.1.2 静电特性

与 pn 结二极管的分析类似，在 BJT 分析中首先应考察晶体管的静电特性。在平衡态和标准工作条件下，BJT 可以视为由两个独立的 pn 结构成，所以建立的 pn 结静电公式（关于内建电势、电荷密度、电场、静电势和耗尽区宽度的关系式）可以不用修改地分别应用到 E-B 结和 C-B 结上。例如，假定晶体管的各个区域是均匀掺杂的，取 N_E （发射区掺杂） $\geq N_B$ （基区掺杂） $> N_C$ （集电区掺杂）（通常情况下在标准 pnp 晶体管中的掺杂条件），它的平衡态能带图和基于耗尽近似的电学变量都总结在图 3-6 中。

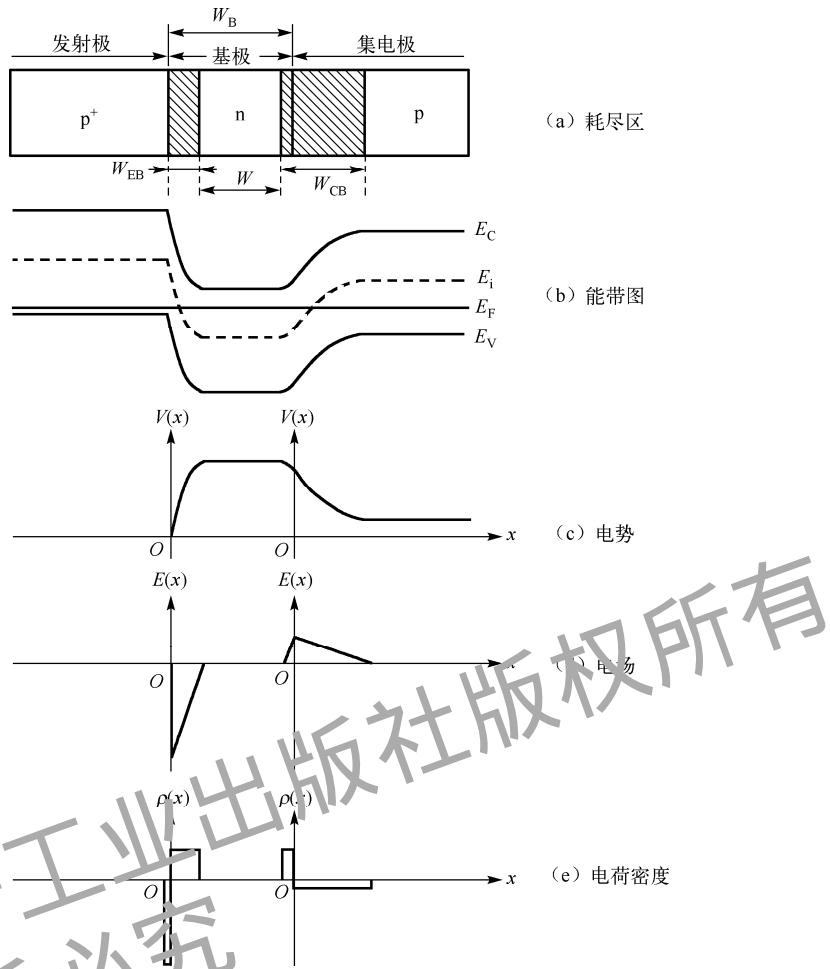


图 3-6 平衡态下 pnp BJT 中电学变量的示意图（假定晶体管的各个区域是均匀掺杂的且 $N_E \geq N_B > N_C$ ）

根据对图 3-6 的分析，注意到耗尽区宽度与假定的 $N_E \geq N_B > N_C$ 掺杂剖面相一致。具体来说，几乎所有的 E-B 耗尽区宽度 (W_{EB}) 都位于基区内，而大多数 C-B 耗尽区宽度 (W_{CB}) 都位于集电区内。因为 C-B 结轻掺杂一侧的掺杂浓度比 E-B 结轻掺杂一侧的浓度低，所以 $W_{EB} > W_{CB}$ 。另外，注意到 W_B 是总的基区宽度， W 是基区中没耗尽部分的宽度，也就是说，对于 pnp 晶体管，有

$$W = W_B - x_{nEB} - x_{nCB} \quad (3-3)$$

式中， x_{nEB} 和 x_{nCB} 分别是位于 n 型基区内的 E-B 耗尽区宽度和 C-B 耗尽区宽度。在 BJT 分析中， W 指的就是准中性基区宽度，不要把它同 2.1.2 节中的二极管耗尽区宽度的符号 W 混淆。

3.1.3 特性参数

本节将介绍一些重要的特性参数，它们用于表征 BJT 放大器的性能，这些特性参数包括与器件内部工作相关的发射效率和基区输运系数，以及与外部工作相关的直流电流增益。本节将简要定义这些特性参数并研究它们之间的相互关系，为后续章节中的定量分析做铺垫。考虑处于放大偏置模式下的 pnp 晶体管，首先着重关注基区内和邻近基区的空穴运动。如

图3-7所示，在正向偏置E-B结的附近，载流子的主要运动表现为多数载流子穿越过并注入另一边的准中性区。显然， p^+ n结的特性导致了从发射区注入基区的空穴比从基区注入发射区的电子多得多，而注入基区的载流子的运动是晶体管工作的关键。

如果准中性基区的宽度远大于基区中少数载流子的扩散长度，那么注入的空穴将在n型基区中完全复合，两个结之间将没有相互的联系和影响，这种结构与两个背靠背拼接的pn结完全相同。然而，BJT的定义是基区宽度明显小于少数载流子的扩散长度，因此，大多数注入的空穴可以通过扩散穿过窄小的准中性基区并进入C-B耗尽区，而C-B耗尽区内的电场会迅速将这些载流子推向集电区。因此，这个狭窄的基区有效地将E-B结和C-B结之间的电流关联起来，毫无疑问，这种情况下的载流子行为与两个背靠背拼接的pn结大不相同。

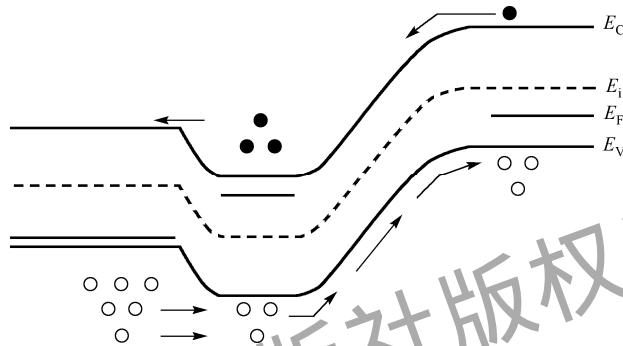


图3-7 处于放大偏置模式下的npn BJT中载流子的活动

以上介绍的内容有助于更好地理解晶体管的工作原理，此外，还解释了晶体管各区命名的由来。当处于放大偏置模式时，发射区相当于一个发射载流子进入基区的载流子源。相反，反偏C-B结的集电区部分起到了把通过基区的载流子收集起来的作用。

为了获得更完整的物理图像，借助图3-7和图3-8来深入讨论把BJT中所有的扩散电流都考虑在内的情况（类似于二极管分析，首先可以忽略耗尽区内的产生-复合电流）。在图3-8中，流过E-B结的空穴扩散电流（由注入基区的空穴产生）用 I_{Ep} 表示，同样，流过C-B结的空穴扩散电流（几乎只来源于成功穿过基区的注入空穴）用 I_{Cp} 表示。前面已经指出，在制作优良的晶体管基区中因复合而损失的注入空穴几乎可以忽略，因此 $I_{Cp} \approx I_{Ep}$ ，总的发射区和集电区电流显然可以写成

$$I_E = I_{Ep} + I_{En} \quad (3-4)$$

和

$$I_C = I_{Cp} + I_{Cn} \quad (3-5)$$

式中， I_{En} 是从基区注入发射区的电子电流，与pn结重掺杂一侧的扩散电流相比， $I_{En} \ll I_{Ep}$ 。集电区中的少数载流子进入C-B耗尽区并被扫进基区，从而形成了电子电流 I_{Cn} ，因为它是反偏电流，所以 $I_{Cn} \ll I_{Cp}$ 。可见发射区和集电区的电子成分与各自的空穴成分相比都是很小的，又由于 $I_{Cp} \approx I_{Ep}$ ，所以得出 $I_C \approx I_E$ ，这是一个众所周知的晶体管的端电流特性。另一方面，在放大偏置模式下，一般 I_B 比 I_E 和 I_C 小得多，这一点符合 $I_B = I_E - I_C$ 的事实，直接观察图3-8也可得出 I_B 相对较小的结论。基区电流由三部分构成，称为 I_{B1} 、 I_{B2} 、 I_{B3} ，其中 $I_{B1} = I_{En}$ ， $I_{B3} = I_{Cn}$ ，而 I_{B2} 是流入基区并与发射区注入的空穴复合而损失的电子电流。

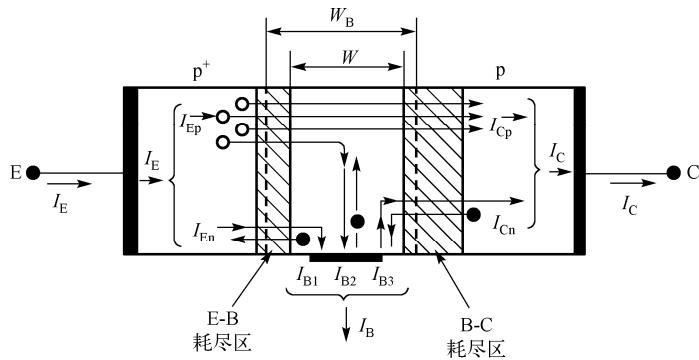


图 3-8 放大偏置模式下 pnp BJT 中的扩散电流

最后，有必要简单介绍 BJT 是如何进行信号放大的。当采用共发射极接法时，输出电流是 I_C ，输入电流是 I_B ，直流电流增益是 I_C / I_B 。在 pnp BJT 中， I_B 是电子电流， I_C 主要是空穴电流，它们通过 E-B 结的作用而结合在一起；也就是说，增大 I_B 会成比例地增大 I_C 。双结耦合在物理上把流过 E-B 结的小的电子电流和大的空穴电流分成图 3-9 所示的两个独立的电流环路，从而使通过小的 I_B 控制大的 I_C 成为可能。

1. 发射效率

在图 3-9 中，当总的发射极电流保持为常数时，如果穿过 E-B 结的空穴注入电流增大，会显著降低电子电流，并使总的电流增益增大。因此，把 I_E 视为发射极输入电流， I_{Ep} 是有用的发射极输出电流，发射效率可以定义为

$$\gamma = \frac{I_{Ep}}{I_E} = \frac{I_{Ep}}{I_{Ep} + I_{En}} \quad (3-6)$$

很明显 $0 \leq \gamma \leq 1$ ，通过使 γ 尽可能地接近 1，可以获得最大的 BJT 电流增益。

2. 基区输运系数

注入基区并成功通过扩散穿过准中性基区进入集电区的那一部分少数载流子在注入基区的少数载流子中所占的比例，称为基区输运系数 (β^*)。在 pnp BJT 中，从发射区注入基区的载流子数与 I_{Ep} 成正比，进入集电区的剩余载流子数与 I_{Cp} 成正比，因此穿过基区的载流子比例可表示为

$$\beta^* = \frac{I_{Cp}}{I_{Ep}} \quad (3-7)$$

可以看出 $0 \leq \beta^* \leq 1$ 。在准中性基区中注入载流子由复合造成的损失越小，BJT 的特性退化就越小， β^* 就越大。当特性参数 β^* 尽可能地接近 1 时，能获得最大的增益。

3. 共基极直流电流增益

当采用共基极连接时，图 3-4 (a) 中放大模式 ($-V_{CB} > 0$) 部分的输出特性可精确地用关

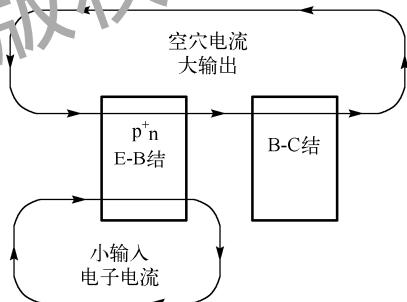


图 3-9 放大偏置模式下 pnp BJT 放大原理的示意图

系式表示为

$$I_C = \alpha_0 I_E + I_{CBO} \quad (3-8)$$

式中, α_0 是共基极直流电流增益, I_{CBO} 是当 $I_E = 0$ 时的集电极电流。利用式(3-6)和式(3-7)能够写出

$$I_{Cp} = \beta^* I_{Ep} = \gamma \beta^* I_E \quad (3-9)$$

和

$$I_C = I_{Cp} + I_{Cn} = \gamma \beta^* I_E + I_{Cn} \quad (3-10)$$

对比式(3-8)和式(3-10), 得出

$$\alpha_0 = \gamma \beta^* \quad (3-11)$$

和

$$I_{CBO} = I_{Cn} \quad (3-12)$$

式(3-11)是非常有意义的, 因为它把BJT的外部增益和内部特性参数联系起来。式(3-11)也表明 $0 \leq \alpha_0 \leq 1$ 。

4. 共发射极直流电流增益

当采用共发射极连接时, 图3-4(b)和图3-5(b)所示的放大模式部分的输出特性可近似写成

$$I_C = \beta_0 I_B + I_{CEO} \quad (3-13)$$

式中, β_0 是共发射极直流电流增益, I_{CEO} 是当 $I_B = 0$ 时的集电极电流。把 $I_E = I_C + I_B$ 代入式(3-8)可以建立 I_C 和 I_B 之间的第二个关系式, 即

$$I_C = \alpha_0 (I_C + I_B) + I_{CBO} \quad (3-14)$$

整理之后解出 I_C , 得到

$$I_C = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} I_B + \frac{I_{CBO}}{1 - \alpha_0} \quad (3-15)$$

对比式(3-13)和式(3-15), 得到

$$\beta_0 = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} \quad (3-16)$$

和

$$I_{CEO} = \frac{I_{CBO}}{1 - \alpha_0} \quad (3-17)$$

另外也注意到, 在确定的工作点下, 与 I_C 比起来, I_{CEO} 通常是可以忽略的, 所以从式(3-13)可得出

$$\beta_0 = \frac{I_C}{I_B} \quad (3-18)$$

式(3-16)是非常有意义的,它表明一旦已知 α_0 ,就能把 β_0 推导出来。因为 α_0 一般接近于1,而且 $I_C \geq I_B$,根据式(3-16)或式(3-18)可以预测 $\beta_0 \gg 1$ 。

3.1.4 少子浓度分布与能带图

1. 少子浓度分布

第2章已经介绍了pn结的少子浓度分布图与能带图,现在很容易将其推广到有两个pn结的晶体管中。图3-10所示为均匀基区pnp晶体管在平衡时及在4个工作区中时的少子浓度分布图。

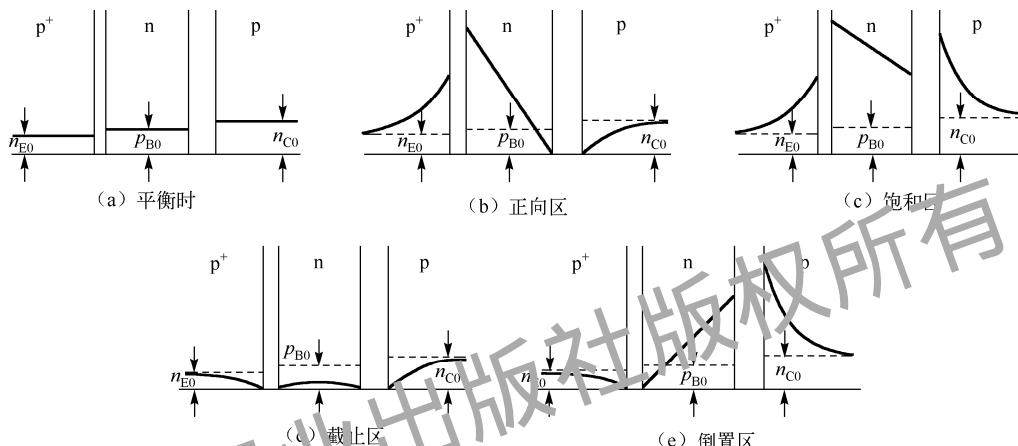


图3-10 均匀基区pnp晶体管的少子浓度分布图

先来看平衡时的少子浓度分布图,这也是画其他工作区的少子浓度分布图的基础。以均匀基区pnp晶体管为例,并设 $N_F > N_B > N_C$,则 $n_{E0} = n_i^2 / N_E$, $p_{B0} = n_i^2 / N_B$, $n_{C0} = N_i^2 / N_C$,且 $n_{E0} < p_{B0} < n_{C0}$,如图3-10(a)所示。

分析晶体管在4个工作区的少子浓度分布时,应先根据边界条件确定各区边界上的少子浓度。

在发射区的左侧与电极接触处,少子浓度为 $n_E = n_{E0}$ 。

在发射区的右侧与发射结势垒区的交界处,少子浓度为 $n_E = n_{E0} e^{\frac{qV_{EB}}{kT}}$ 。

在基区的左侧与发射结势垒区的交界处,少子浓度为 $p_B = p_{B0} e^{\frac{qV_{EB}}{kT}}$ 。

在基区的右侧与集电结势垒区的交界处,少子浓度为 $p_B = p_{B0} e^{\frac{qV_{CB}}{kT}}$ 。

在集电区的左侧与集电结势垒区的交界处,少子浓度为 $n_C = n_{C0} e^{\frac{qV_{CB}}{kT}}$ 。

在集电区的右侧与电极接触处,少子浓度为 $n_C = n_{C0}$ 。

以上各式中的发射结电压 V_{EB} 和集电结电压 V_{CB} 既可为正,也可为负。

发射区和集电区内的少子浓度分布都与相应电压下的pn结少子浓度分布相同,可参照式(2-53)和图2-16画出相应的少子浓度分布图。

晶体管的基区通常很薄,均匀基区晶体管的基区少子浓度应随距离而线性变化,因此只需将基区左右边界上的少子浓度值用一条直线连接起来,即可得到基区中的少子浓度分布图。