

# 第三章 双极型晶体管

§3.1 双极型晶体管基本原理

§3.2 直流IV特性

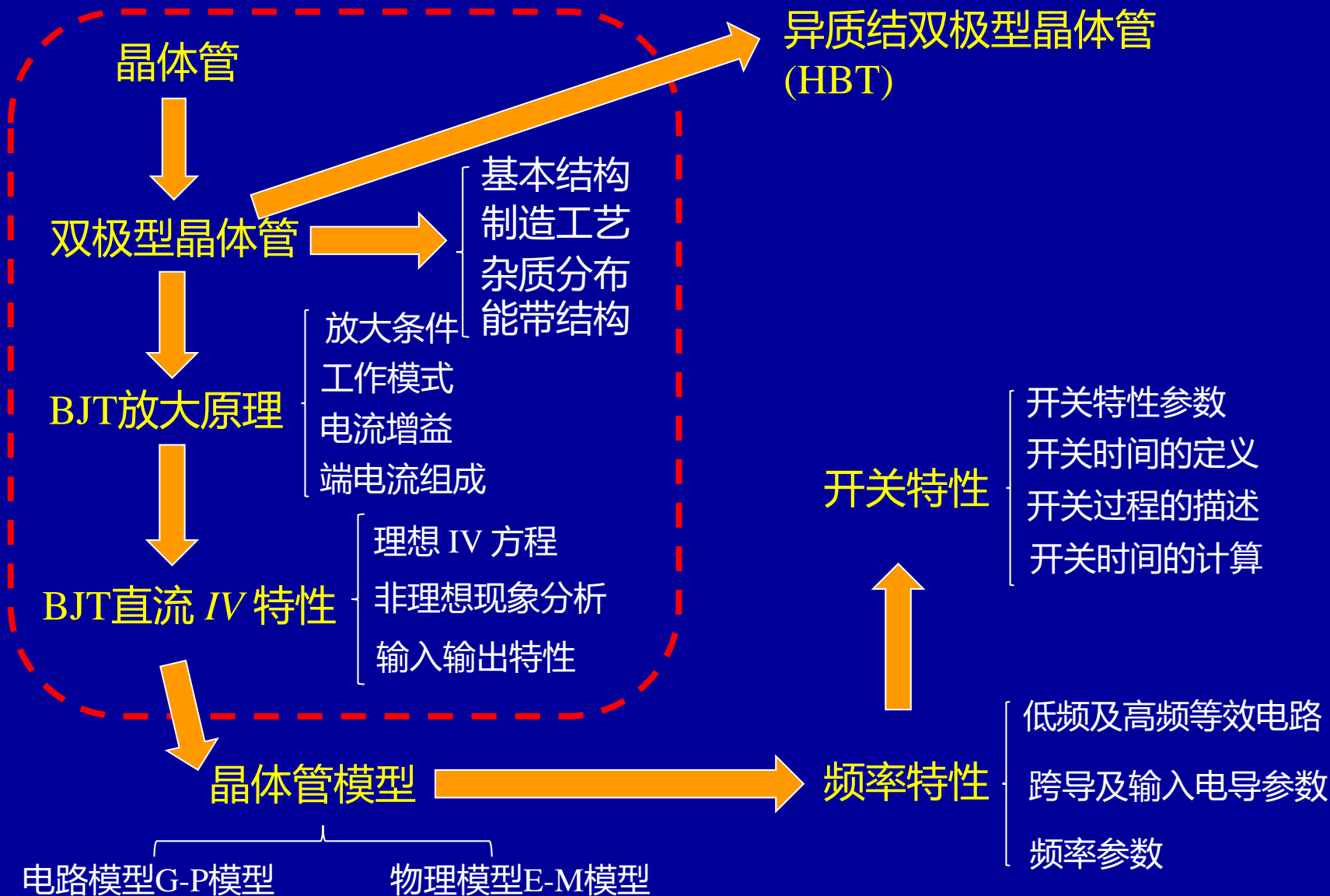
§3.3 晶体管模型

§3.4 频率特性

§3.5 开关特性

§3.6 异质结晶体管(HBT)

# 双极型晶体管基本知识体系框架



# 前言：双极型晶体管简介

- ◆ 晶体管 (Transistor)：一种固体半导体器件(包括双极晶体管BJT和场效应晶体管MOSFET等)，具有检波、整流、放大等功能。
- ◆ 双极型晶体管 (BJT, Bipolar Junction Transistor)：电子和空穴两种极性载流子均参与电流运输的晶体管。
- ◆ 双极型晶体管是最重要的半导体器件之一，1947年由贝尔实验室的一个研究小组发明，普遍认为它的出现对电子工业产生了空前的冲击。
- ◆ 晶体管被誉为“20世纪最伟大的发明”，它的出现为集成电路、微处理器以及计算机内存的产生奠定了基础。



1945年，贝尔实验室开始对包括硅和锗在内的几种新材料进行研究，探索其潜在应用前景。一个专门的“半导体小组”成立了威廉·肖克莱(*William Shockley*) (中) 担任组长，成员包括约翰·巴丁 (*John Bardeen*) (左) 和沃尔特·布拉顿 (*Walter Brattain*) (右)。因为晶体管的发明，共同获得了1956年的诺贝尔物理学奖。

1947年12月23日，第一个基于锗半导体的具有放大功能的点接触式晶体管面世，标志着现代半导体产业的诞生和信息时代正式开启。

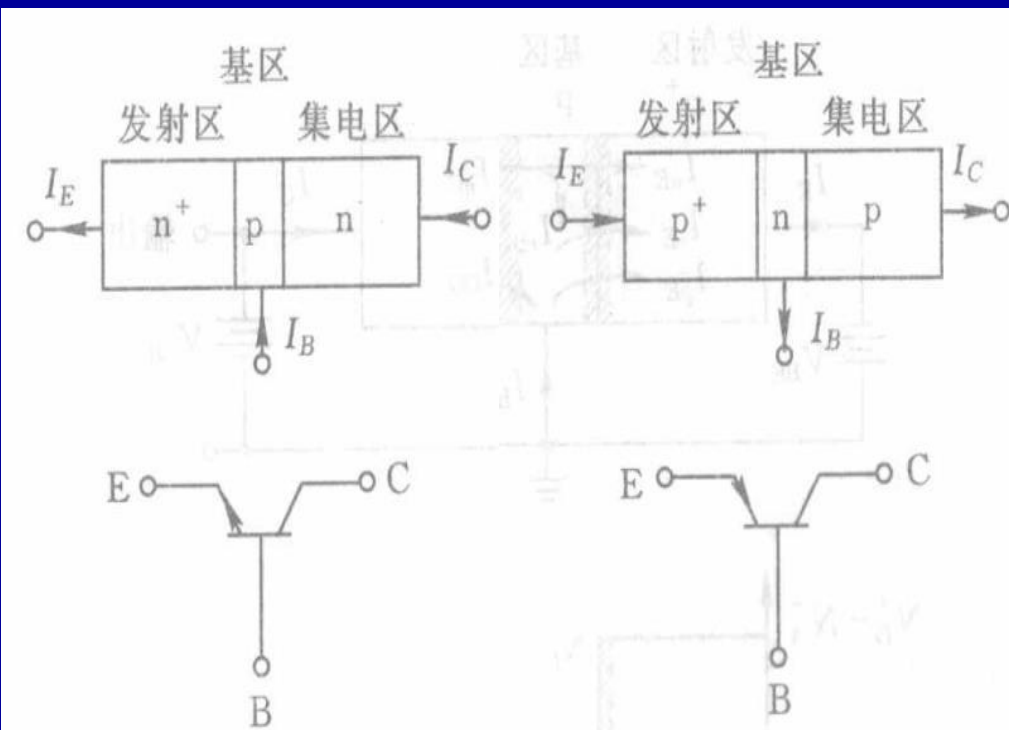


点接触式晶体管：把间距为 $50\mu\text{m}$ 的两个金电极压在锗半导体上，微小的电信号由一个金电极（发射极）进入锗半导体（基极），然后通过另一个金电极（集电极）输出，这个器件在 $1\text{kHz}$ 的增益为4.5

# §3.1 双极型晶体管基本原理

## 3.1.1 基本结构、制造工艺及杂质分布

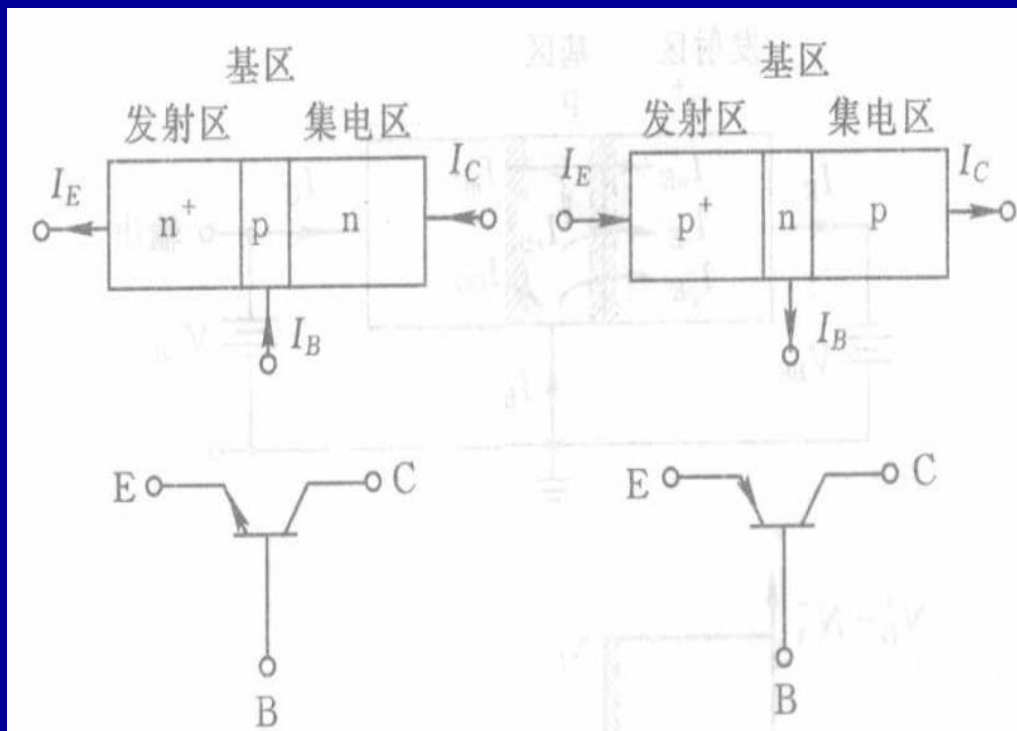
### BJT基本结构



NPN和PNP晶体管:

- ◆ 由两个背靠背的PN结构成
- ◆ 三个区域分别称为**发射区** (Emitter)、**基区** (Base)、**集电区** (Collector)
- ◆ 发射区-基区形成的PN结称为**发射结**，集电区-基区形成的结称为**集电结**，发射结和集电结共用一个p型或n型区

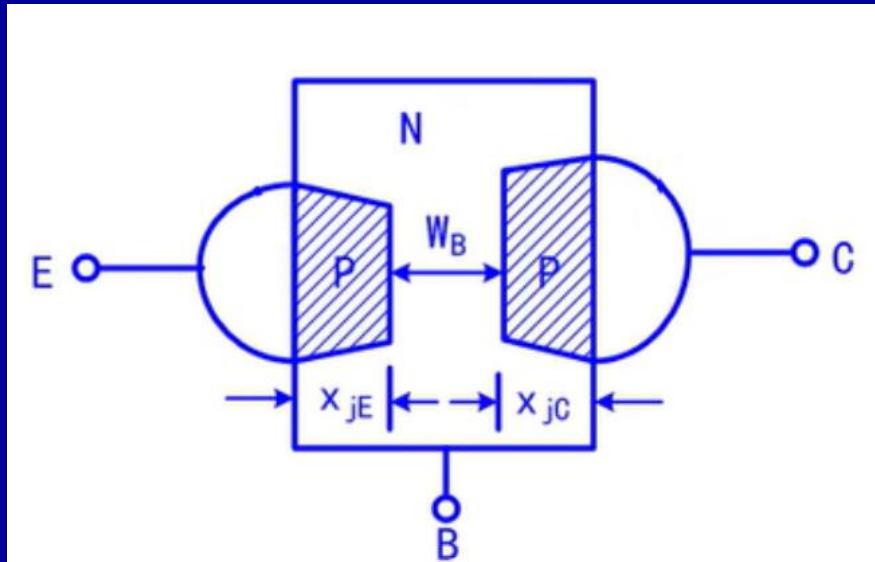
# BJT基本结构



NPN和PNP晶体管:

- ◆ 晶体管三个引出端分别称为发射极、基极、集电极
- ◆ 发射结正偏且集电结反偏时，NPN管主要由电子导电，PNP管则主要由空穴导电，且均由发射区往集电区运动，故两者电流方向恰好相反

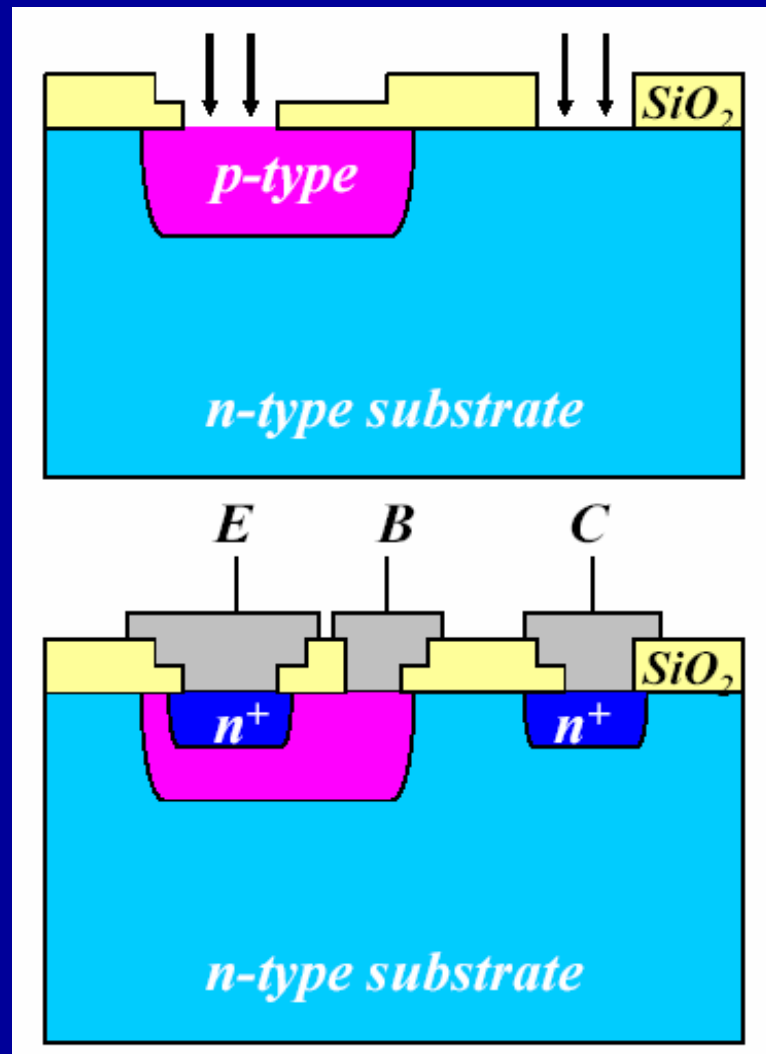
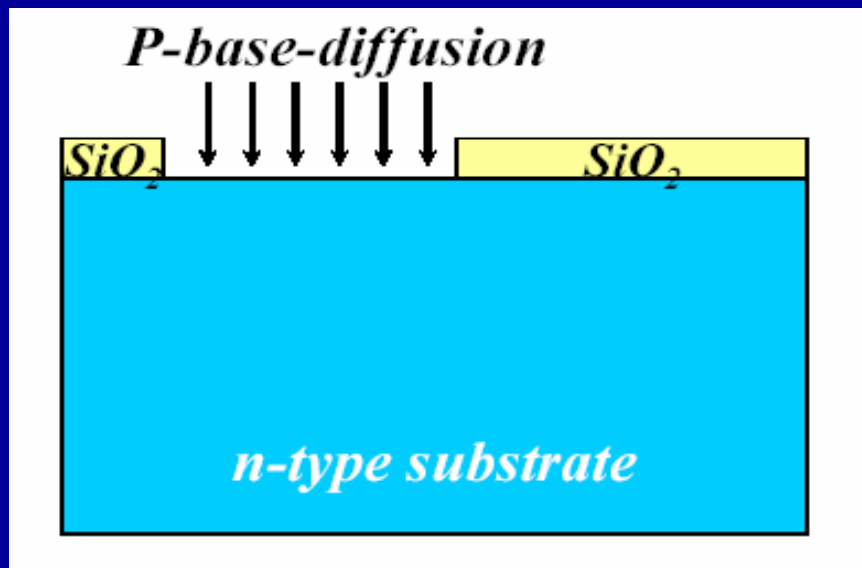
# 制造工艺—(1)合金工艺



在N型基区两边各置一个钢球，加温钢熔化并与N型基区接触，冷却后形成两个P型区，集电区接触面大，发射区掺杂浓度高。

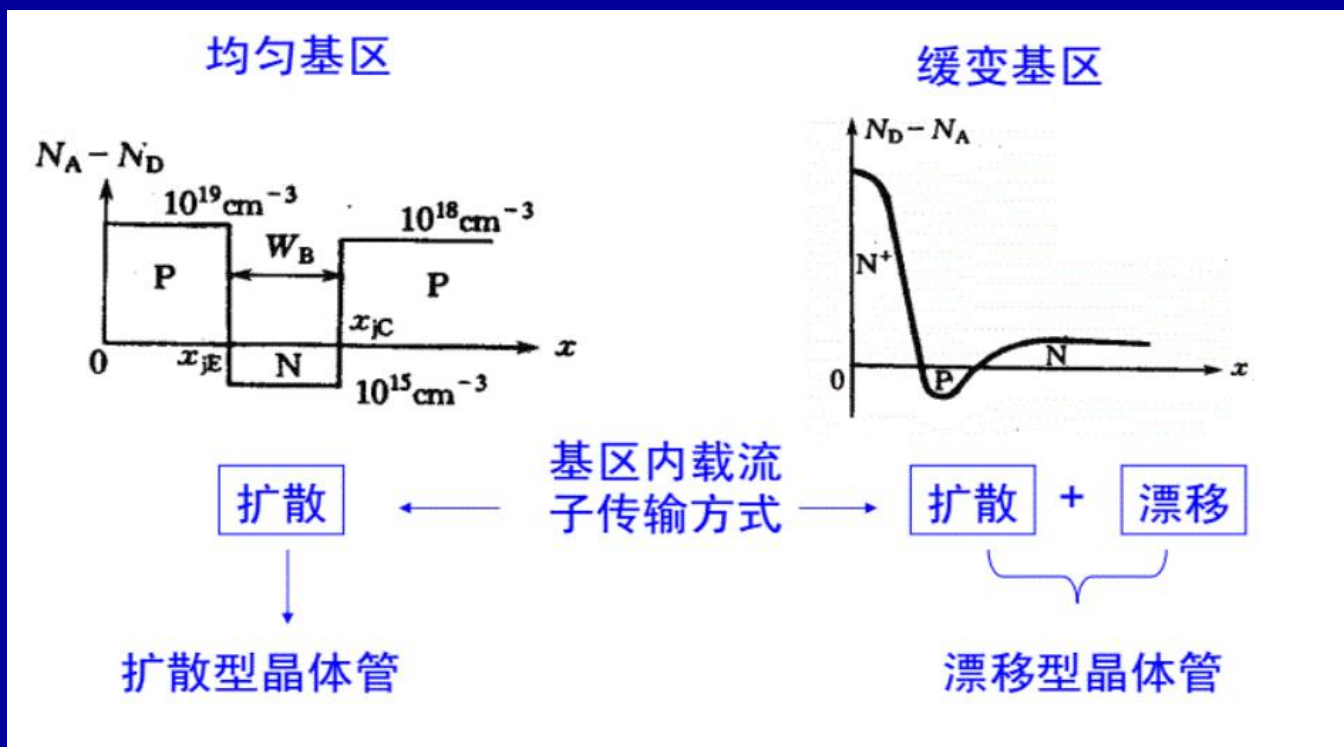


# 制造工艺—(2)平面工艺



- ◆ 在N型衬底(集电区)氧化膜上光刻一个窗口
- ◆ 将受主杂质进行扩散形成P型基区
- ◆ 在P型基区及N型集电区上光刻窗口, 将施主杂质进行扩散形成 $N^+$ 发射区, 同时形成N型集电区的 $N^+$ 重掺区用于引出电极
- ◆ 引出三个电极

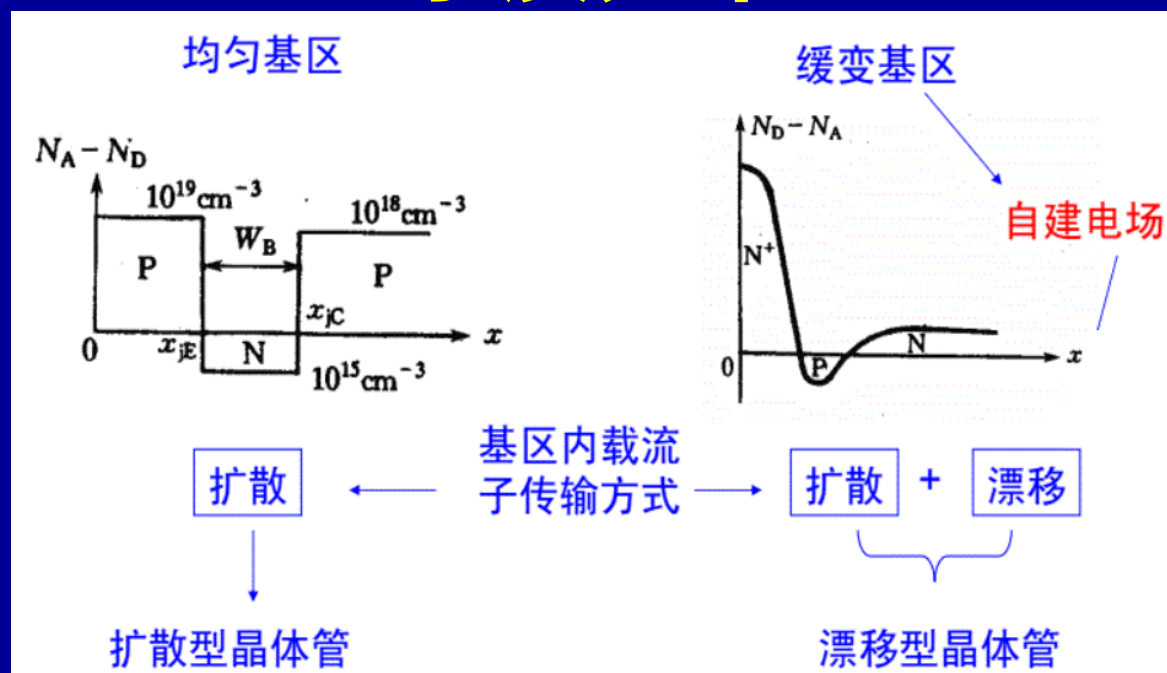
# 杂质分布



晶体管的杂质分布主要有两种：

- ◆ 每个区中的杂质均匀分布，同一个区内不存在杂质浓度梯度，称为**均匀掺杂基区**晶体管，如合金工艺和离子扩散工艺制作而成的晶体管。
- ◆ 每个区内杂质不均匀分布，存在杂质浓度梯度，称为**缓变基区**晶体管，如扩散工艺制作而成的晶体管。

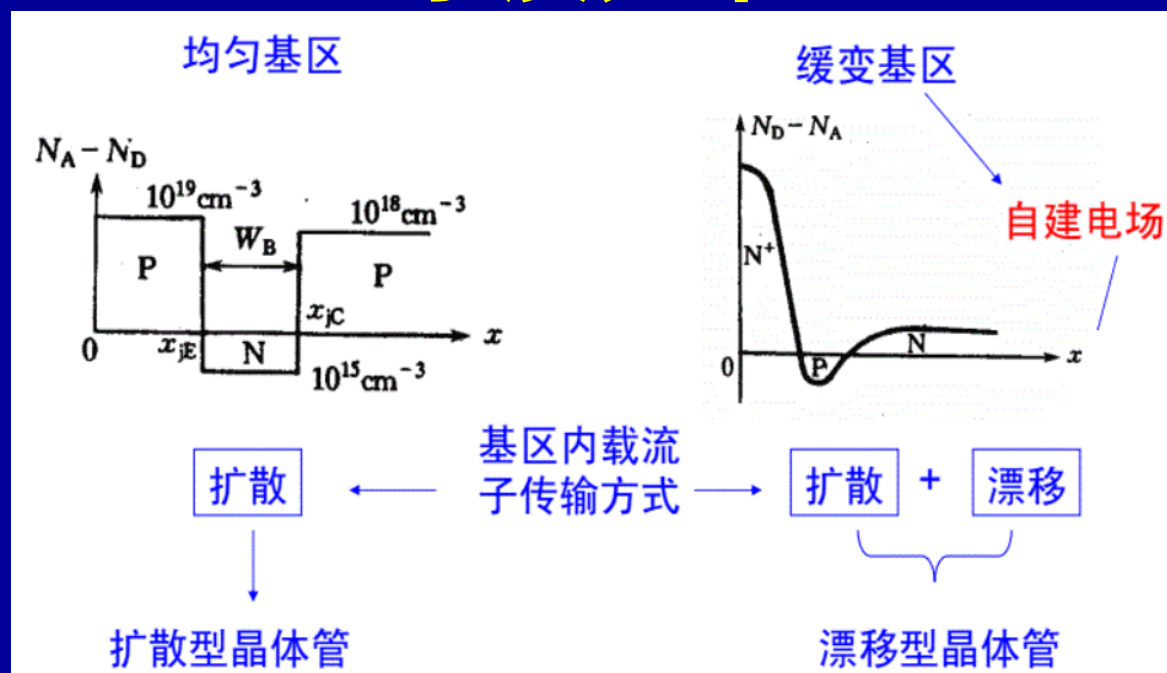
# 杂质分布



晶体管内部，杂质的分布情况对载流子的输运过程有很大的影响，前面所说的两类晶体管的载流子传输机构有以下区别：

1) **均匀基区晶体管**，基区中的杂质均匀分布，基区内部不存在杂质浓度梯度，因而在热平衡状态下基区多子不会扩散，也就不需要在基区中产生自建电场以平衡多子扩散，因此从发射区注入到基区内的少子将以扩散为主。

# 杂质分布



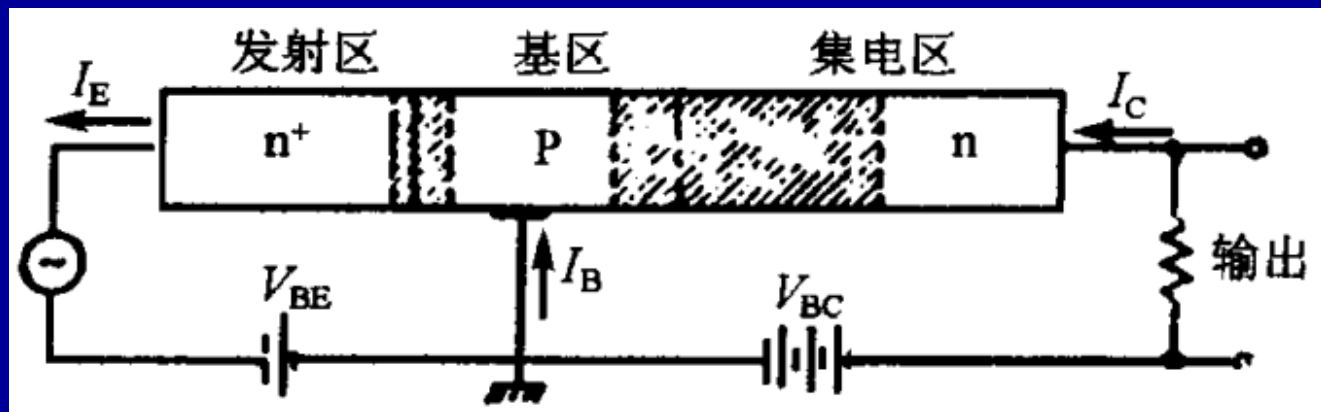
晶体管内部，杂质的分布情况对载流子的输运过程有很大的影响，前面所说的两类晶体管的载流子传输机构有以下区别：

2) **缓变基区晶体管**，由于基区中的杂质呈不均匀分布，即存在**杂质浓度梯度**，热平衡状态下基区中会产生**自建电场**以平衡杂质的扩散，自建电场对注入到基区中的载流子的运动有较大的影响，这时基区内的载流子既有扩散运动也有漂移运动。

## 3.1.2 BJT的放大原理

### 1. BJT的放大状态—定义和条件

晶体管**放大**定义：当晶体管工作在某一状态时，与其他电路元件相连能够实现电流放大和电压放大时，则称该状态为晶体管的放大状态（也称为正向**有源**状态）。



**结论：放大条件（NPN管为例）**

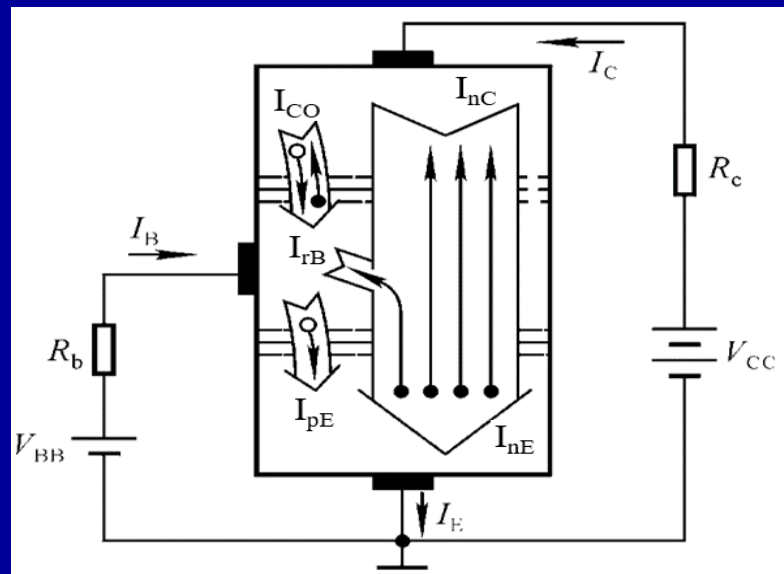
- ①基区宽度 $\ll$ 电子扩散长度（否则基区电子不能到达集电区）；
- ②发射结正向偏压（ $V_{BE}>0$ ）；
- ③集电结反向偏压（ $V_{BC}<0$ ）

**有源器件：** $I$ - $V$ 特性随外加电源变化而变化的器件，如双极晶体管、MOSFET等

**无源器件：** $I$ - $V$ 特性随外加电源变化而不变的器件，如电阻、电容、电感等

# 1. BJT的放大状态—电流放大

- ◆ 由于NPN晶体管发射结正偏( $V_{BE}>0$ )，电子将从发射区向基区注入，空穴将从基区向发射区注入，因而发射极的电流主要有电子电流和空穴电流。这样基区中会有过剩电子，发射区中有过剩空穴。
- ◆ 当基区宽度十分小 ( $\ll$ 电子扩散长度) 时，从发射区注入到基区的电子除少数会被复合外，其余大多数能到达集电结耗尽区边缘，然后被集电结中的电场扫入集电区，因此集电极电流基本上等于发射极电流中的电子电流。
- ◆ 集电结反偏( $V_{BC}<0$ )，会有一个很小的反向电流，它是集电极电流的一部分，可忽略。
- ◆ 基极电流成分之一是从发射区注入到基区的电子在基区复合而产生的电流，即，发射极电子电流和集电极电子电流之差，这部分电流很小；基极电流的另一个成分是基区注入发射区的空穴电流。
- ◆ 综上，发射极电流最大，集电极电流次之，基极电流最小。当以基极电流为输入电流而集电极电流为输出电流时可实现**电流放大**。



# 1. BJT的放大状态—电压放大

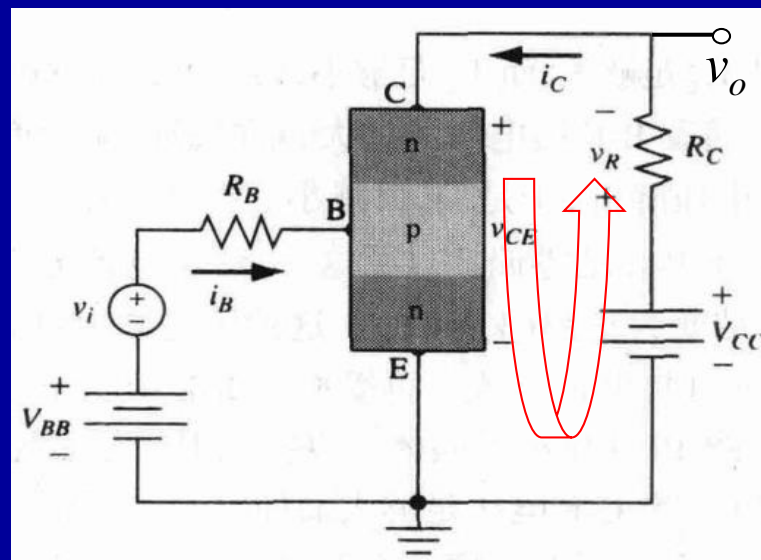
在放大偏置的状态下，于基极端施加一个正弦电压 $v_i$ ， $v_i$ 产生一个附加在基极静态电流上的正弦电流 $i_B$ ，这也会引起在静态集电极电流上附加一个正弦电流 $i_C$ 。时变的集电极电流导致在电阻 $R_C$ 上有随时间变化的电压，根据基尔霍夫电压定律，在BJT集电极和发射极之间存在一个附加在直流电压之上的正弦电压 $v_{ce}$ 。在电路中，集电极和发射极部分的正弦电压要比输入正弦电压 $v_i$ 大，这样实现了电压放大。

$v_i$ 正弦变化  $\longrightarrow i_B$ 正弦变化  $\longrightarrow i_C$ 正弦变化

在图中的回路中根据基尔霍夫电压定律（交流分析时 $V_{CC}=0$ ）： $|v_o| = i_C R_C$

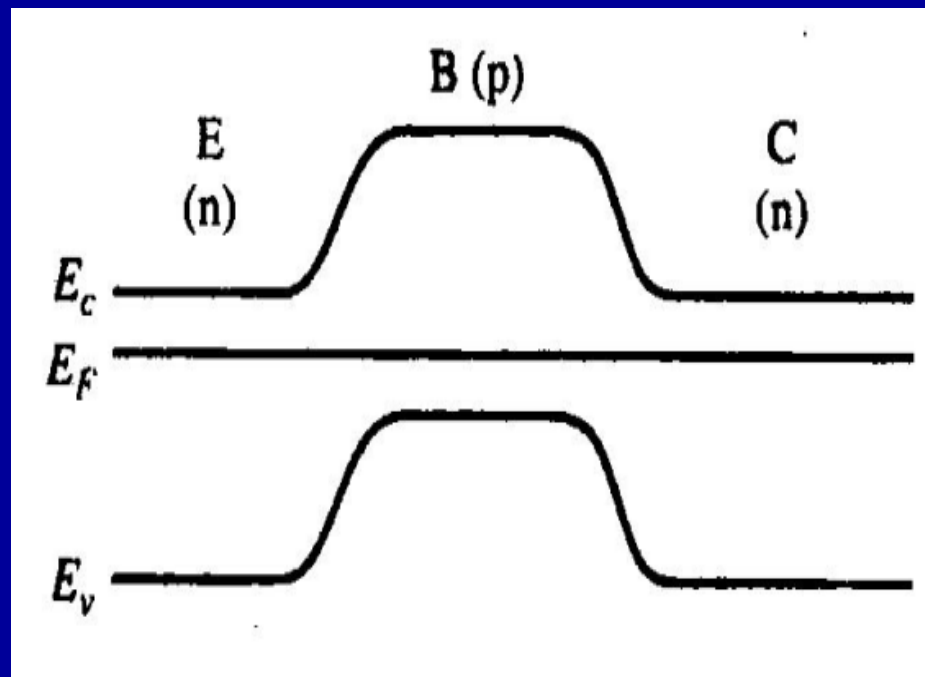
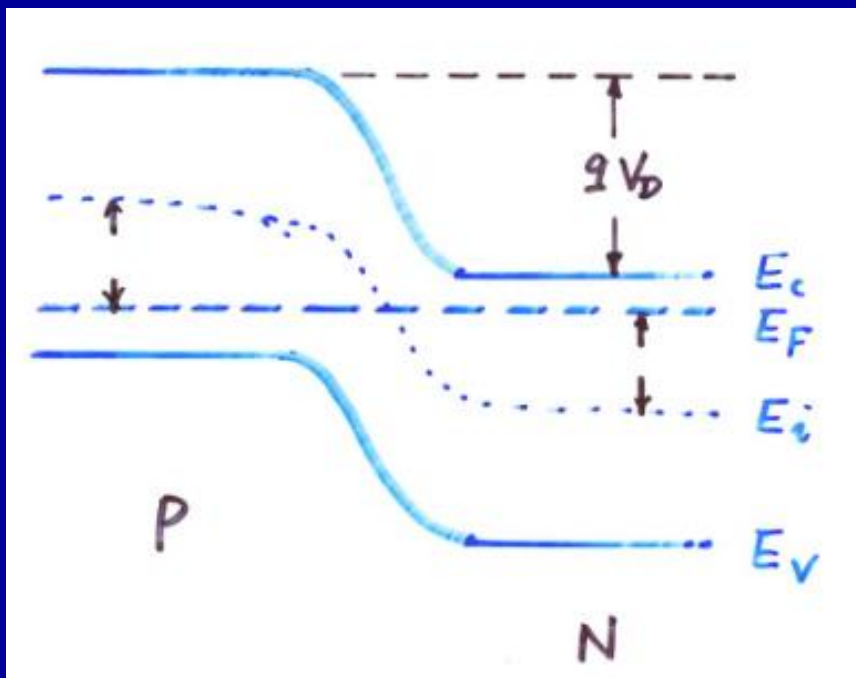
例：

若 $v_i=20\text{mV}$ ，引起 $i_B$ 变化 $20\mu\text{A}$ ，当放大系数 $\beta_0=50$ （后面再介绍该参数），则 $i_C=\beta_0 i_B=1\text{mA}$ ， $R_C=1\text{k}\Omega$ 时，则 $|v_o|=1\text{mA} \times 1\text{k}\Omega=1\text{V}$ ，放大倍数 $|A|=|v_o|/v_i=50$ 倍。





## 2. 放大状态下BJT的能带

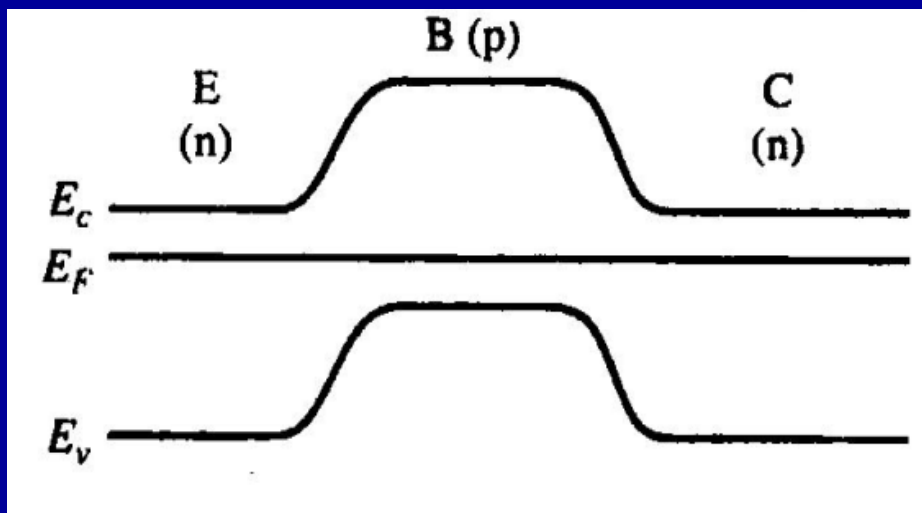


### 平衡状态下PN结与BJT的能带图对比

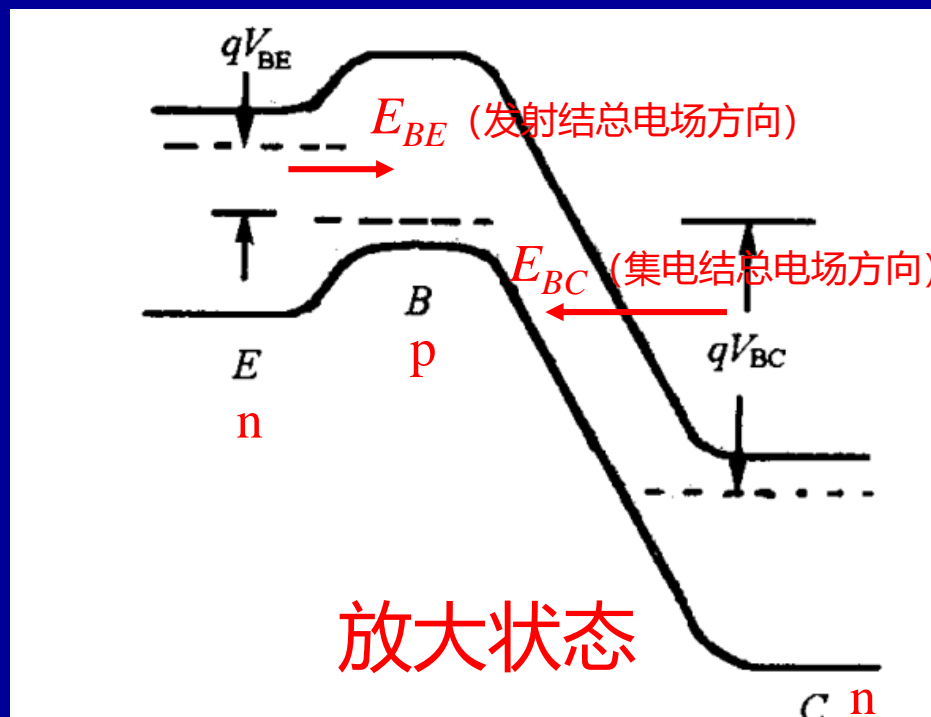
左图是平衡态下PN结的能带图，右图是平衡态下BJT的能带图。通过对比两图可以容易地知道，NPN型BJT的能带图正好是两个共用一个p区的PN结的能带图的组合，且平衡状态下BJT中两个PN结的费米能级相等，这是因为平衡态下p型半导体的费米能级要处处相等，而平衡态下的PN结p区和n区的费米能级要一致，所以总体而言平衡态下BJT三个区有统一的费米能级，根据PN结理论平衡态下PN结中不存在净电流，所以这时BJT中也不存在净电流。



## 2. 放大状态下BJT的能带



平衡状态

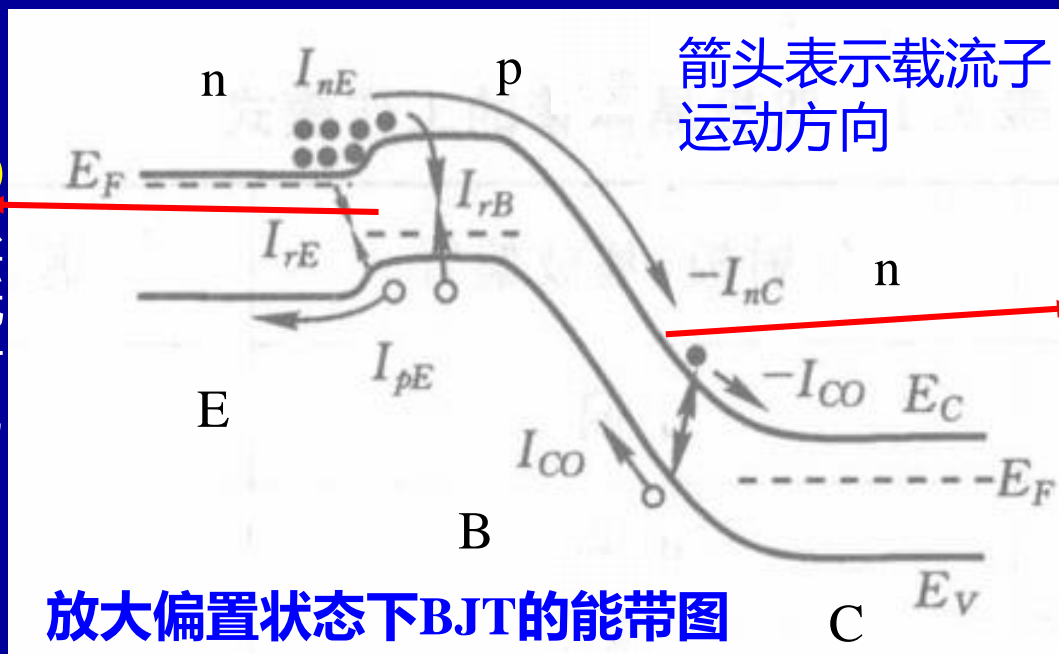


放大状态

左图是平衡态下BJT的能带图，右图是放大状态下BJT的能带图。对比两图可知，当BJT处于放大偏置状态时发射结势垒高度会降低 $qV_{BE}$  ( $V_{BE} > 0$ )，这是因为发射结正偏时发射结中会有一个外加电场（由基区指向发射区），其方向与发射结内建电场（由发射区指向基区）方向相反，这样会使得发射结内的总电场减小，从而使得结内沿总电场方向的电势差减小，即发射结势垒高度降低。集电结势垒高度增加 $-qV_{BC}$  ( $V_{BC} < 0$ )，这是因为集电结反偏时集电结中的外加电场与内建电场方向相同（均由集电区指向基区），使得集电结内总电场变大，从而使得集电结势垒高度增加。

### 3. 放大状态下电流来源分析

外加偏压 $V_{BE} > 0$ 使发射结势垒高度 $qV_{bi}$ 降低 $qV_{BE}$ ，使发射区和基区的费米能级不一致

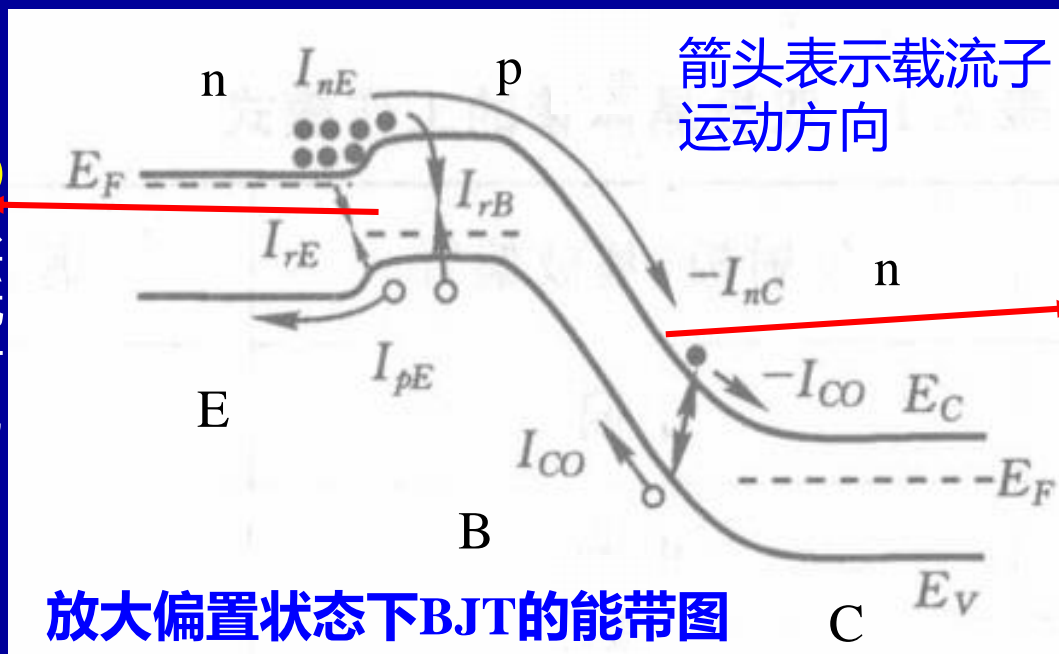


外加偏压 $V_{BC} < 0$ 使集电结势垒高度 $qV_{bi}$ 增加 $-qV_{BC}$ ，使集电区和基区费米能级不一致

- ① 放大偏置时，发射结正偏，空穴从基区向发射区注入并在发射区中形成一定的空穴浓度梯度，因此在发射区中发射结边缘形成空穴扩散电流 $I_{pE}$ 。
- ② 电子将从发射区向基区注入，基区中电子会有一定的浓度梯度，在基区中发射结边缘形成电子扩散电流 $I_{nE}$ 。
- ③ 当基区宽度很小时，基区电子会扩散到集电结边缘，集电结反偏时，集电结中的电场加强（由集电区指向基区），会把扩散到集电结边缘的电子扫入到集电区，所以在基区的集电结边界形成电子扩散电流 $I_{nC}$ 。

### 3. 放大状态下电流来源分析

外加偏压  $V_{BE} > 0$  使发射结势垒高度  $qV_{bi}$  降低  $qV_{BE}$ ，使发射区和基区的费米能级不一致



外加偏压  $V_{BC} < 0$  使集电结势垒高度  $qV_{bi}$  增加  $-qV_{BC}$ ，使集电区和基区费米能级不一致

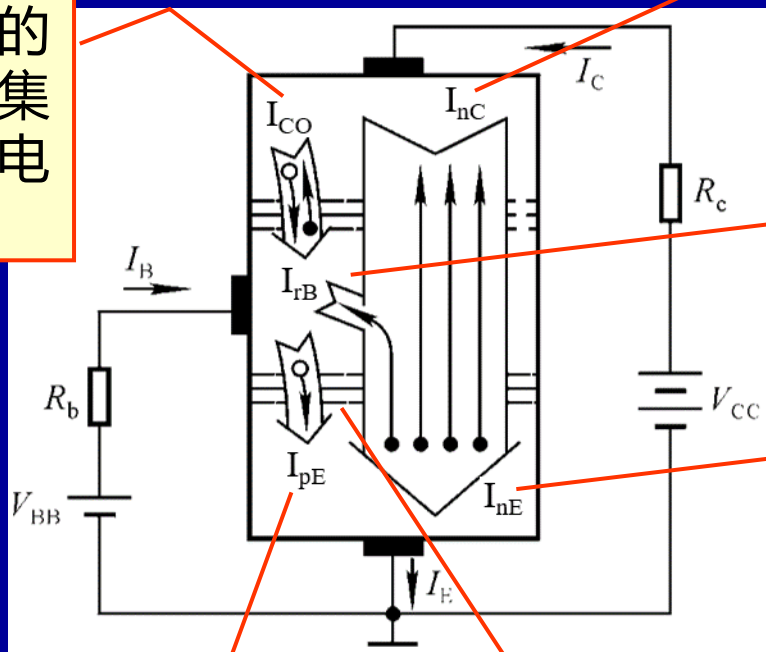
上一页分析了放大偏置状态下主要的三股电流  $I_{PE}$ 、 $I_{nE}$ 、 $I_{nC}$ ，此外还有：

- ④ 基区中过剩少子电子和多子空穴之间会形成复合电流  $I_{rB}$ ，其值为  $I_{nE} - I_{nC}$ （因为  $I_{nE}$  代表从发射区注入到基区的总的电子电流， $I_{nC}$  代表被扫入到集电区的电子电流，两者之差代表留在基区中的过剩少子电子的电流）。
- ⑤ 正偏的发射结中也存在载流子的复合，因而形成发射结复合电流  $I_{rE}$ 。
- ⑥ 反偏集电结有一定的反偏电流  $I_{co}$ ，一般认为是集电结的反向饱和电流。

### 3. 放大状态下BJT电流来源分析

通过下图进一步更直观地分析BJT电流来源

⑥集电结反偏，少子的运动形成集电结反偏电流 $I_{CO}$



③集电结反偏，在外电场作用下大部分扩散到基区的电子会被扫入集电区，在集电结边缘形成电子扩散电流 $I_{nC}$

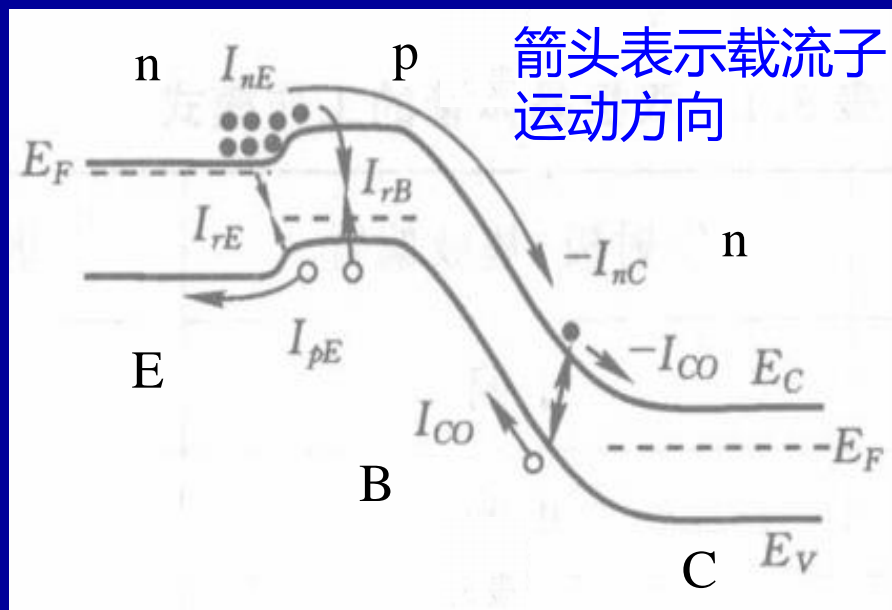
④因基区薄且多子浓度低，使极少数扩散到基区的电子与空穴复合，形成复合电流 $I_{rB}$

②发射结正偏，因发射区多子浓度高，使大量电子从发射区扩散到基区，在基区发射结边缘形成电子扩散电流 $I_{nE}$

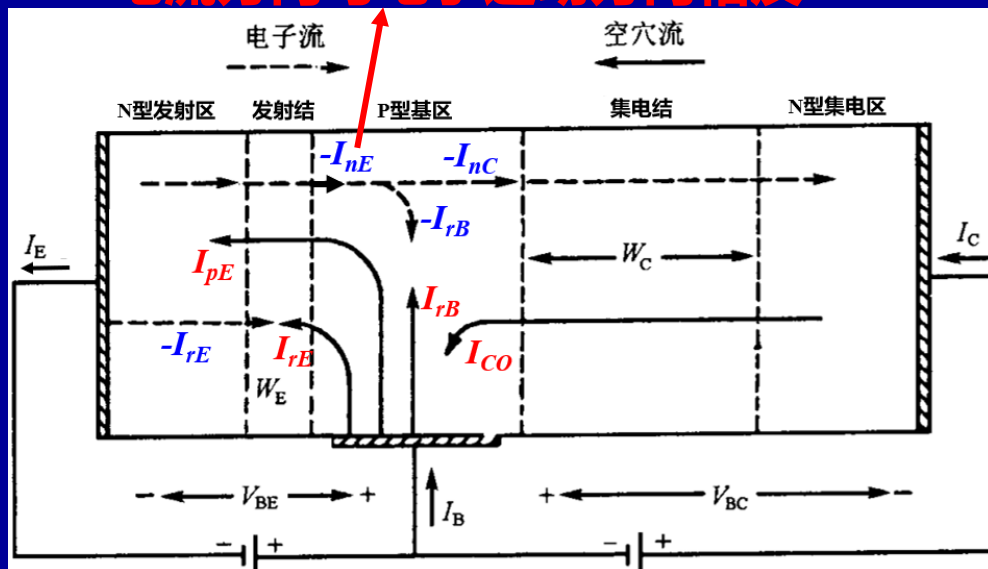
①发射结正偏，基区空穴扩散到发射区，形成空穴扩散电流 $I_{pE}$

⑤正偏发射结中存在载流子复合，形成发射结复合电流 $I_{rE}$

# 4. 放大状态下各电流分量含义总结



电流方向与电子运动方向相反



通过前面的分析可将放大偏置状态下BJT中的各电流分量含义总结如下：

$I_{pE}$ ：发射区中发射结边缘的空穴扩散电流

$I_{nE}$ ：基区中在发射结边缘的电子扩散电流

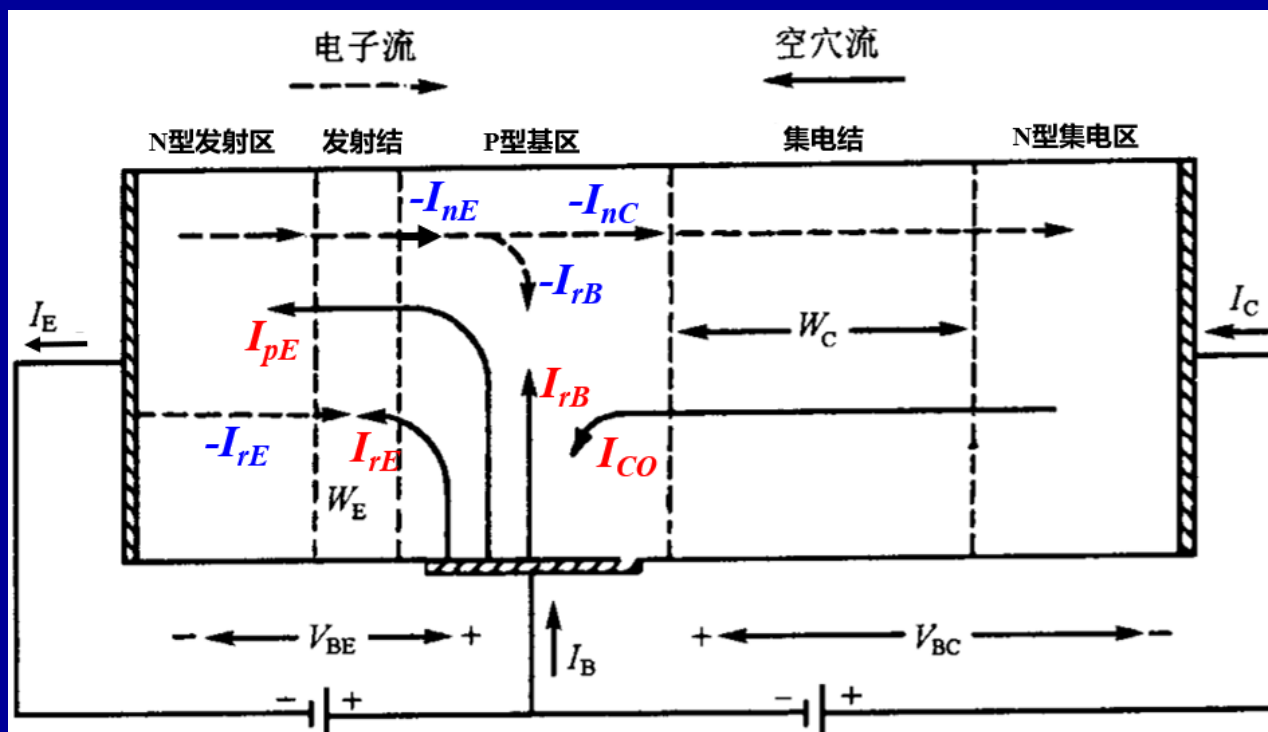
$I_{nC}$ ：基区中在集电结边缘的电子扩散电流

$I_{rB}(=I_{nE}-I_{nC})$ ：基区过剩少子电子复合电流

$I_{rE}$ ：发射结中的复合电流

$I_{CO}$ ：集电结反偏时的反向电流，一般可视为反向饱和电流

## 5. BJT的端电流



从图中可以清楚地看到，BJT各区中的电流叠加成相应区对应电极的端电流，因此可将BJT端电流总结如下：

发射极电流： $I_E = I_{nE} + I_{rE} + I_{pE}$

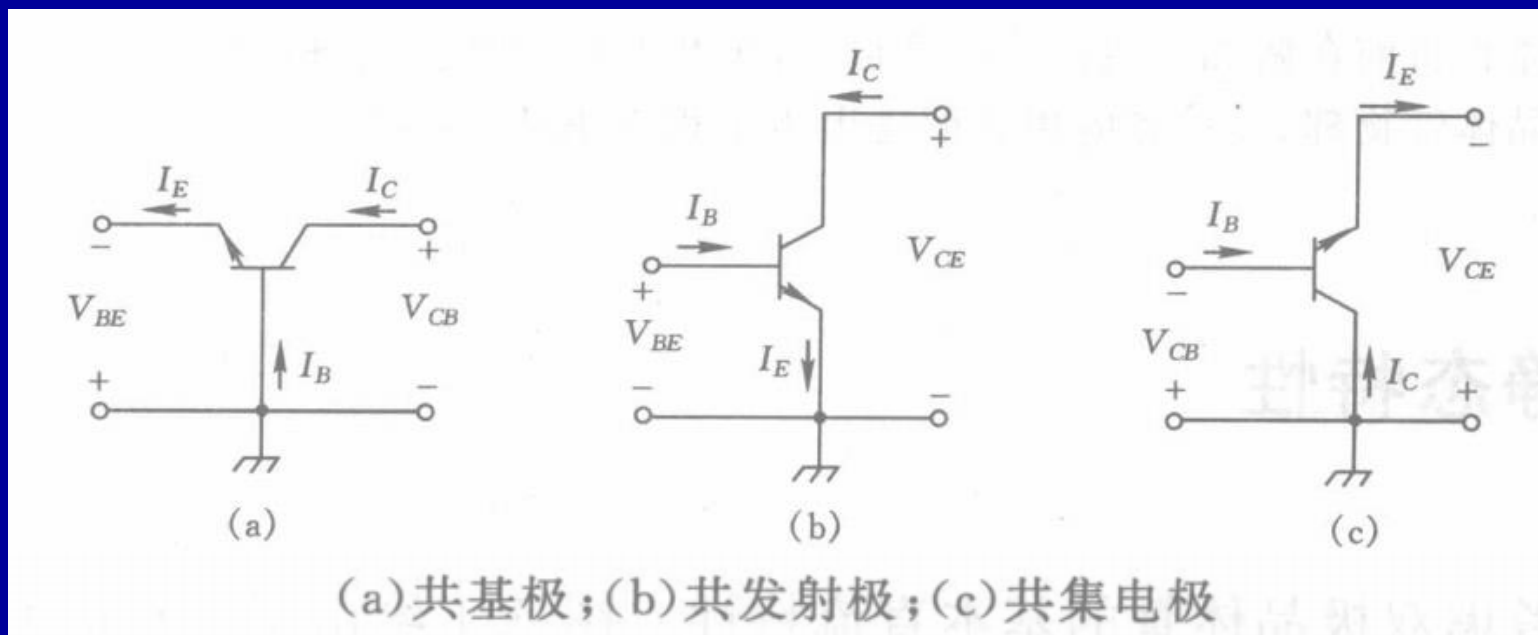
集电极电流： $I_C = I_{nC} + I_{CO}$

基极电流： $I_B = I_{pE} + I_{rE} + (I_{nE} - I_{nC}) - I_{CO}$

根据基尔霍夫电流定律可得： $I_E = I_C + I_B$

# 3.1.3 放大状态下BJT的电流增益

## 1. BJT的三种基本组态

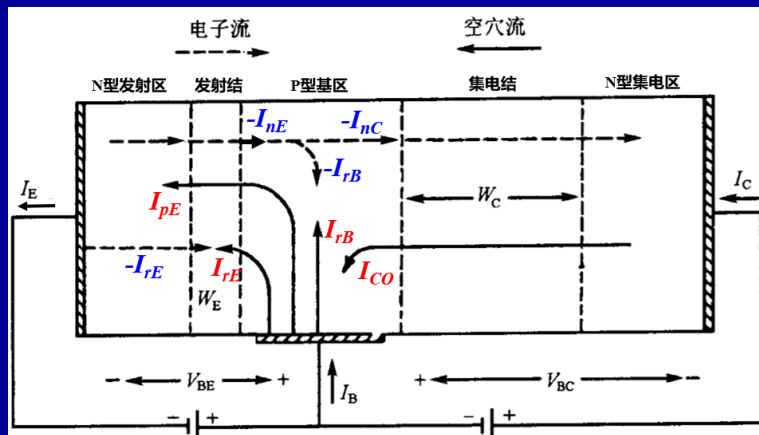


首先简单介绍一下BJT接入电路的三种基本组态：上图从左到右依次为共基极、共发射极和共集电极接法，电路应用中，晶体管的**共发射级接法最常用**，即发射极作为公共端，基极和集电极为输入和输出端。

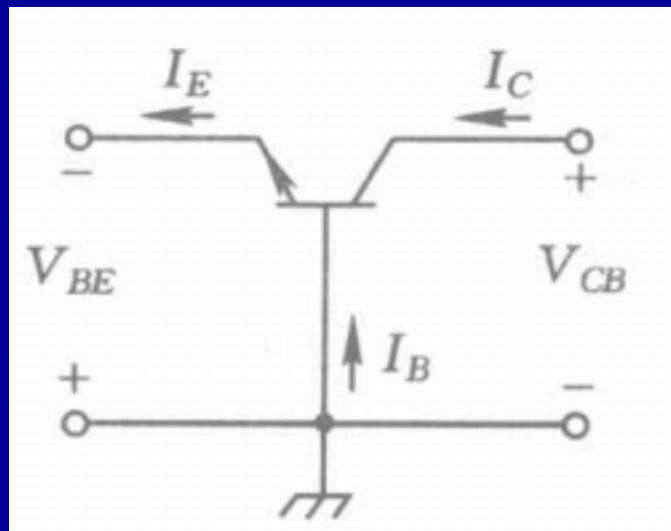
**电流增益**：电流增益表示BJT**放大电流的能力**，对于不同的组态其电流增益的定义和表达式都不一样，电流增益的大小也不同，下面将介绍共基极和共发射极的电流增益。



## 2. NPN管共基极直流电流增益 $\alpha_0$



以BJT物理结构表示的共基极组态



以BJT电路符号表示的共基极组态

BJT的重要参数之一是共基极直流电流增益，定义为

$$\alpha_0 = \frac{I_{nC}}{I_E}$$

将上式做以下变换

$$\alpha_0 = \frac{I_{nC}}{I_E} = \left( \frac{I_{nC}}{I_{nE}} \right) \left( \frac{I_{nE}}{I_E} \right) = \alpha_T \gamma$$

所以可以得到两个等式

$$\alpha_T = \frac{I_{nC}}{I_{nE}} \quad \gamma = \frac{I_{nE}}{I_E}$$

$\alpha_T$ 称为基区传输因子， $\gamma$ 称为发射结发射效率

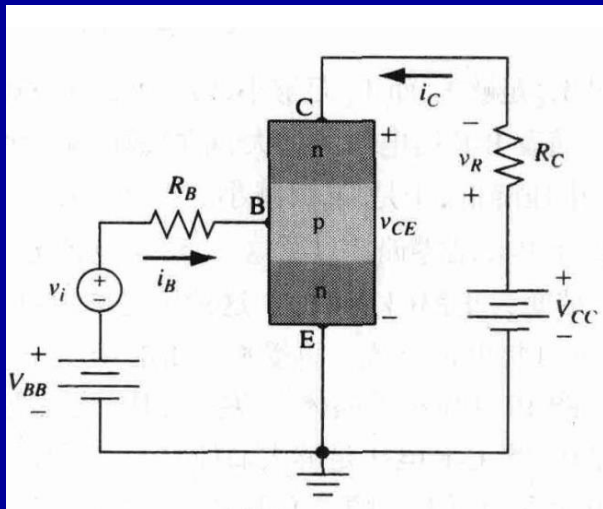
$I_{nE}$ ：基区中在发射结边缘的电子扩散电流

$I_{nC}$ ：基区中在集电结边缘的电子扩散电流

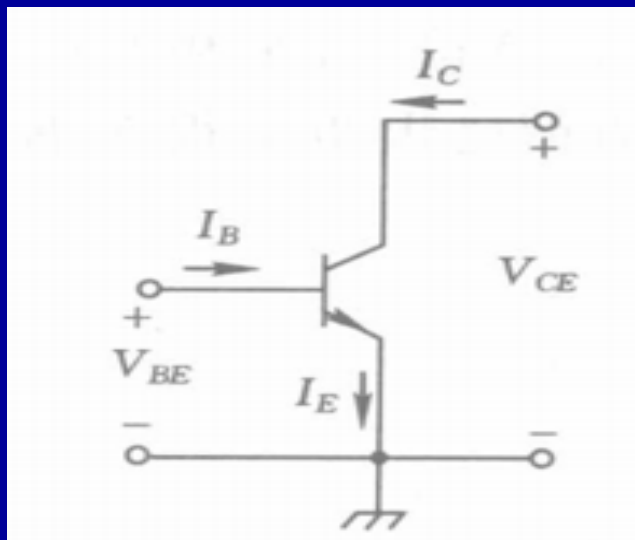
共基极组态希望 $\alpha_0=1$ ，以使得 $I_C$  ( $I_C$ 主要电流为 $I_{nC}$ ) 和 $I_E$ 变化一致，但是根据前面的分析一定有 $I_{nC} < I_{nE}$ ，所以 $\alpha_0 < 1$ ，为了达到这个目的应使 $\alpha_T$ 和 $\gamma$ 尽量大。具体提高增益的措施后面再讨论。



### 3. NPN管共发射极直流电流增益 $\beta_0$



以BJT物理结构表示的共发射极组态



以BJT电路符号表示的共发射极组态

根据 $I_C$ 的表达式 $I_C = I_{nC} + I_{CO}$ , 可将 $\alpha_0$ 表示为

$$\alpha_0 = \frac{I_{nC}}{I_E} = \frac{I_C - I_{CO}}{I_E}$$

$I_{CO}$ : 集电结反偏时的反向电流, 一般可视为反向饱和电流

所以利用 $\alpha_0$ 可以将 $I_C$ 表示为

$$I_C = \alpha_0 I_E + I_{CO}$$

因为 $I_E = I_C + I_B$ , 所以上式可表示为

$$I_C = \alpha_0 (I_C + I_B) + I_{CO}$$

将上式含 $I_C$ 的项合并到等式左侧, 有

$$(1 - \alpha_0) I_C = \alpha_0 I_B + I_{CO}$$

等式两边同时除以 $(1 - \alpha_0)$ , 有

$$I_C = I_B \alpha_0 / (1 - \alpha_0) + I_{CO} / (1 - \alpha_0)$$

集电结一定反偏范围内 ( $V_{BC}$ 小于集电结击穿电压)  $I_{CO}$ 可视为常数, 根据上式有

$$\frac{\Delta I_C}{\Delta I_B} = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0}$$

定义共发射极直流电流增益为

$$\beta_0 = \frac{\Delta I_C}{\Delta I_B} = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0}$$

一般来说 $\beta_0 \gg 1$ , 这是因为 $\alpha_0$ 接近1, 上式分母较小

## 4. 提高共基极直流电流增益的一般原则

- ◆ 晶体管的电流传输作用是晶体管具有放大能力的基础，晶体管具有放大作用需要满足下列条件：发射结与集电结要相距很近，即基区宽度要远远小于电子扩散长度；发射结正偏；集电结反偏。这样才会有电流传输过程，即晶体管工作在放大区。
- ◆ 晶体管的作用是将发射极电流最大限度地传输到集电极。为提高 $\alpha_0$ ，要尽可能减小输运过程中的损失。主要方法有：
  - (1) 提高发射效率 $\gamma$ 。
  - (2) 提高基区传输因子 $\alpha_T$ 。

## 5. 提高共基极直流电流增益的主要措施

首先直接给出 $\alpha_T$ 和 $\gamma$ 的表达式（推导见下节内容）

$$\alpha_T = \frac{I_{nC}}{I_{nE}} = \frac{1}{\cosh(W/L_n)} \approx 1 - \frac{W^2}{2L_n^2}$$

$$\gamma = \frac{I_{nE}}{I_E} \approx \frac{I_{nE}}{I_{nE} + I_{pE}} \approx \left[ 1 + \frac{p_{n0E} D_{pE} L_n}{n_{p0} D_n W_E} \tanh\left(\frac{W}{L_n}\right) \right]^{-1}$$

上两式中 $W$ 为基区宽度， $W_E$ 为发射区宽度，

$L_n$ 为基区电子扩散长度

## 5. 提高共基极直流电流增益的主要措施

$$\alpha_T = \frac{I_{nC}}{I_{nE}} = \frac{1}{\cosh(W/L_n)} \approx 1 - \frac{W^2}{2L_n^2}$$

$$\gamma = \frac{I_{nE}}{I_E} \approx \frac{I_{nE}}{I_{nE} + I_{pE}} \approx \left[ 1 + \frac{p_{n0E} D_{pE} L_n}{n_{p0} D_n W_E} \tanh\left(\frac{W}{L_n}\right) \right]^{-1}$$

根据 $\alpha_T$ 和 $\gamma$ 的表达式可提出提高电流增益的主要措施有：

- ◆  $\gamma$ 表达式中 $n_{p0}$ 项为**发射区掺杂浓度**，提高该项可增大正向注入电流，也会使 $\gamma$ 增大。
- ◆  $\alpha_T$ 表达式中 $W$ 项为基区宽度，**减小基区宽度**可增大 $\alpha_T$ 。
- ◆ **提高基区载流子寿命和迁移率**，以增大载流子扩散长度（ $L_n^2 = D_n \tau_n$ ），使 $\alpha_T$ 和 $\gamma$ 均增大。

## 6. 提高共发射极直流电流增益的主要措施

前面已经讨论得到了共发射极直流电流增益和共基极直流电流增益间的关系

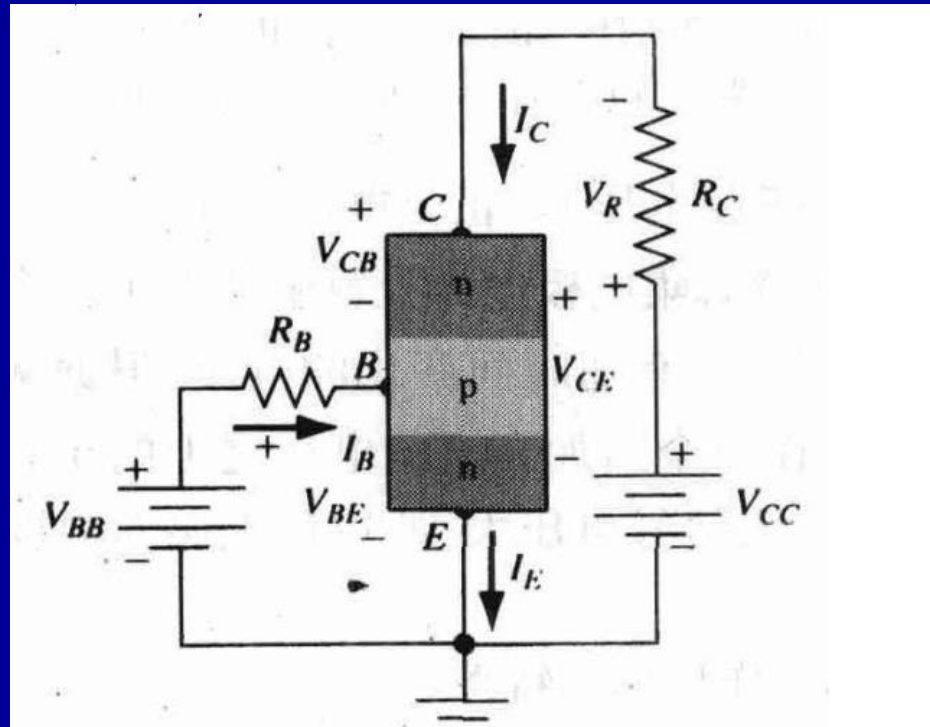
$$\beta_0 = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_0} - 1} \quad \alpha_0 = \alpha_T \gamma$$

分析上式：当 $\alpha_0$ 增大时， $\beta_0$ 也会随之增大。

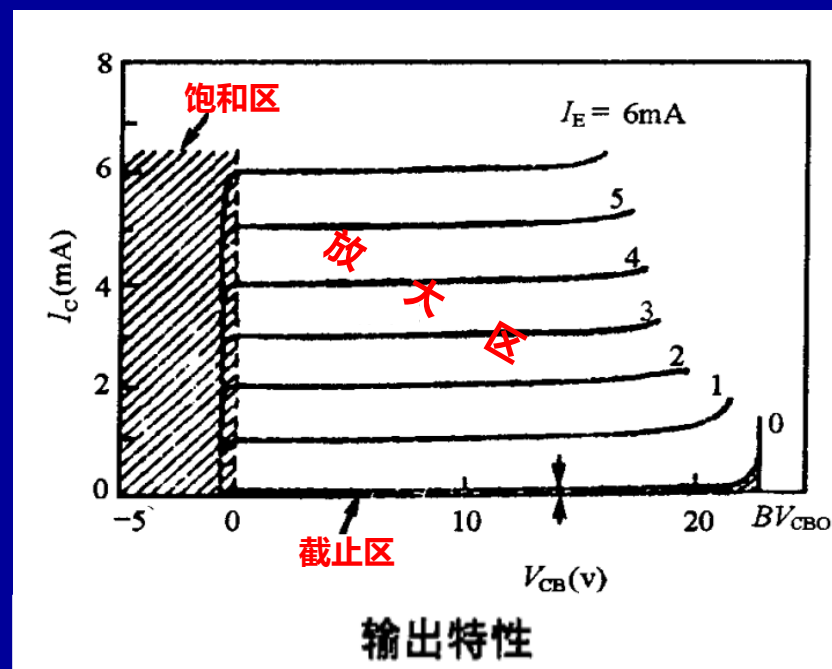
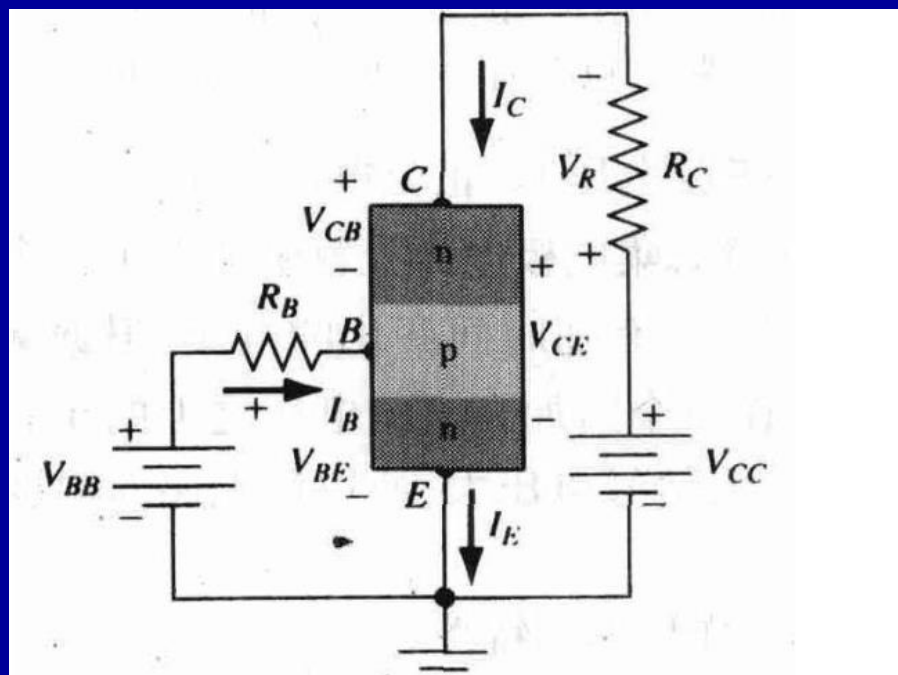
所以，前面提出的提高共基极直流电流增益的措施都适用于提高共发射极直流电流增益。

### 3.1.4 BJT的工作模式

前面主要讨论了BJT的放大工作状态，此状态下BJT发射结正偏集电结反偏，除此之外发射结正偏时集电结也可以正偏。可以很容易地知道BJT两个背靠背的PN结可以有四种不同的偏置组合，这四种组合分别是BJT的一种工作模式。下面来讨论这四种工作模式。

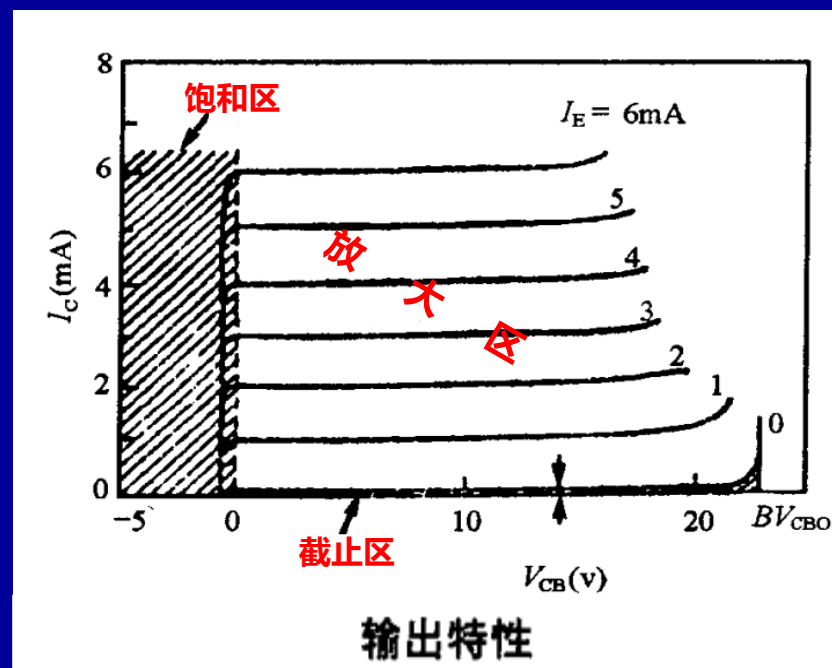
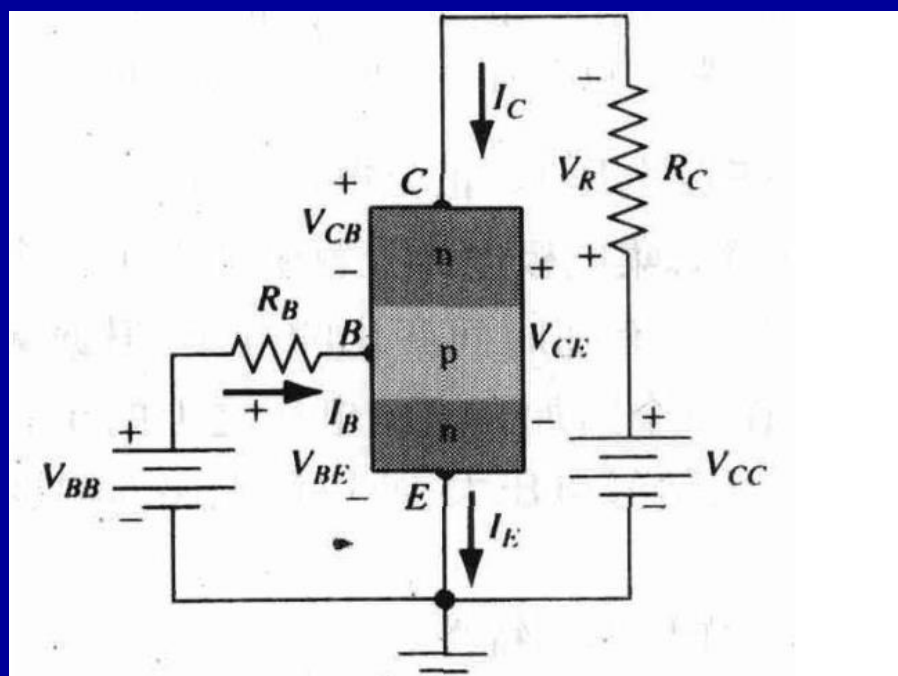


### 3.1.4 BJT的工作模式



如果BE结电压为正偏 ( $V_{BE} > 0$ )，那么发射区中的电子就会注入到基区。如果BC结是反偏时，这种情况下就是我们前面讨论的**放大**状态，对应于上面右图  $I_C$ - $V_{CB}$  特性曲线中的**放大区**。

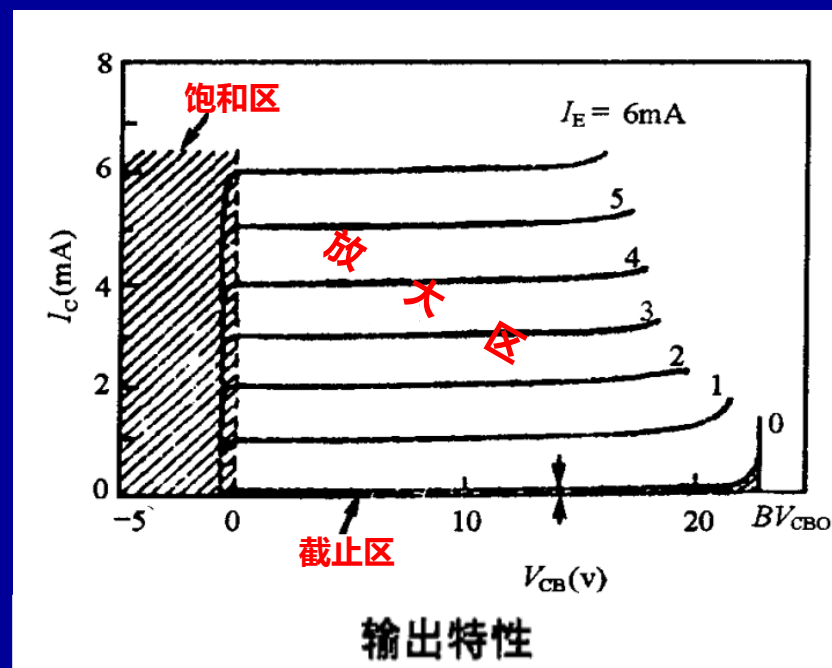
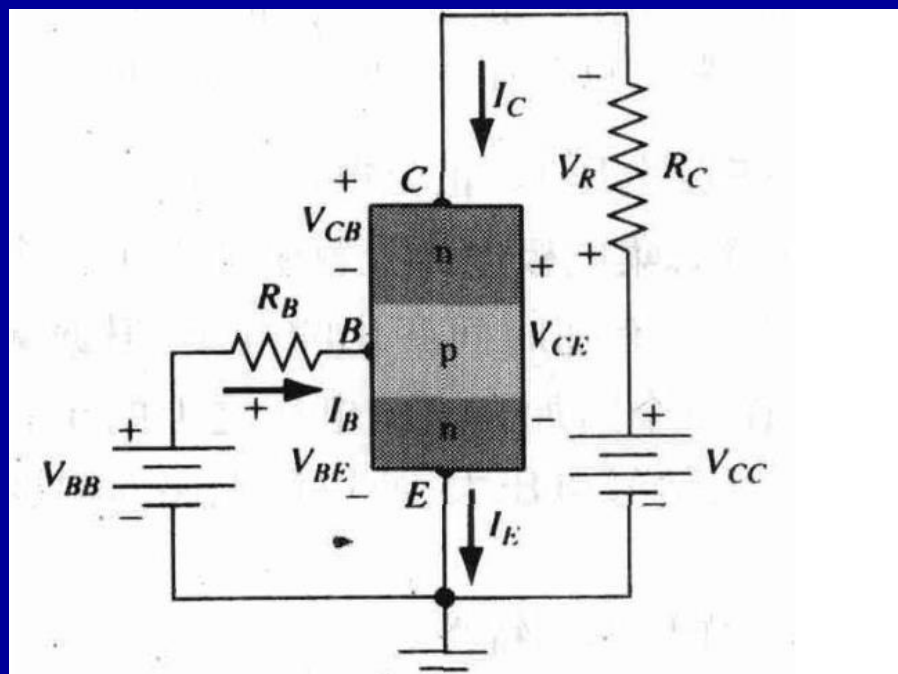
### 3.1.4 BJT的工作模式



左图中，如果BE结电压为零或反偏（ $V_{BE} \leq 0$ ），那么发射区中的电子就不会注入到基区。如果BC结也是反偏（ $V_{BC} < 0$ ），这种情况下发射极电流和集电极电流都几乎为零（两个PN结都反偏），这种情况称为截止状态，对应于上面右图  $I_C$ - $V_{CB}$  特性曲线中的截止区。

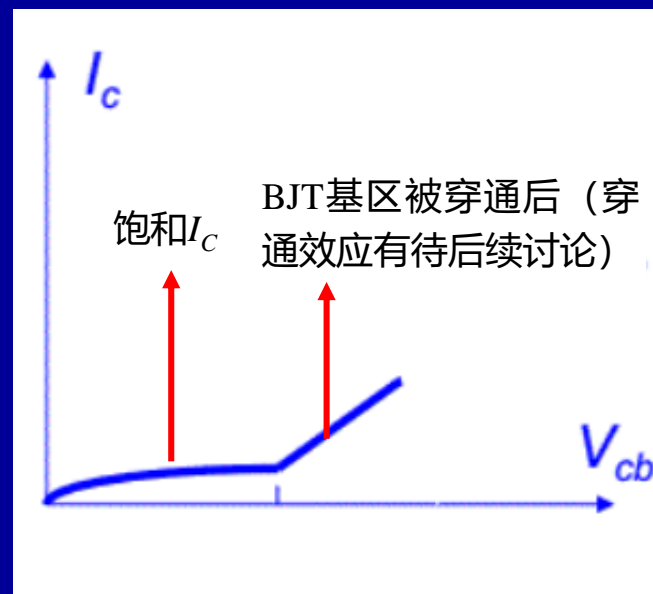
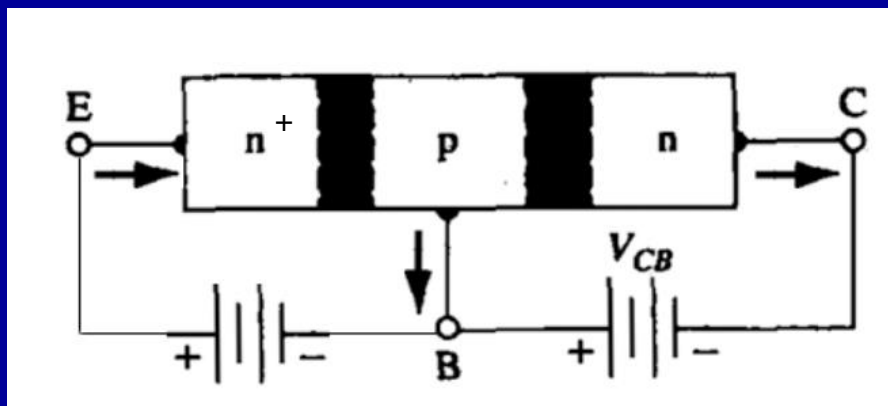


### 3.1.4 BJT的工作模式



左图中，随着BE结电压的增大，集电极电流会增大（注入到基区的电子变多，被扫入到集电区的电子也变多），从而 $R_C$ 上的电压增大，这样会使得**集电极的电位下降**（ $V_C = V_{CC} - I_C R_C$ ），从而使 $V_{CB}$ **减小**，在某一点处会使得 $V_{CB} = 0$ ，过了这一点后集电结电流增加会使得 $V_{CB} < 0$ ，即集电结正偏，**两个结都正偏的情况为饱和状态**，对应上面右图中的**饱和区**。

### 3.1.4 BJT的工作模式

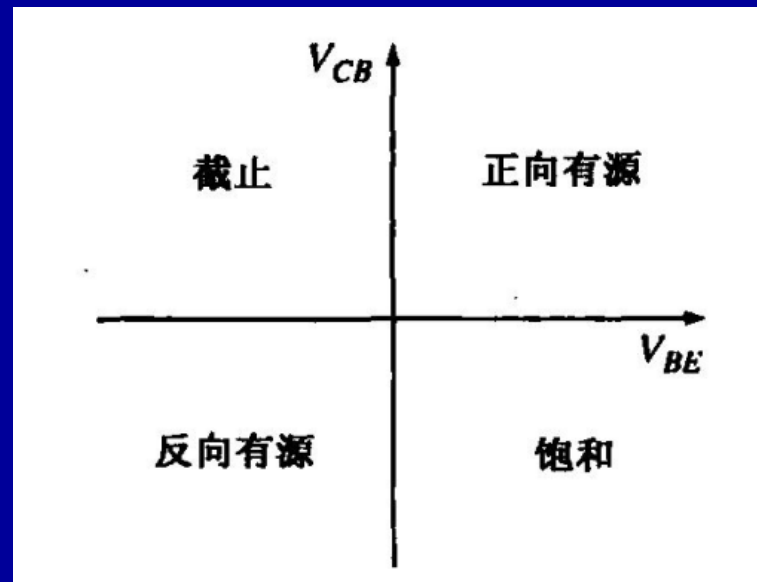
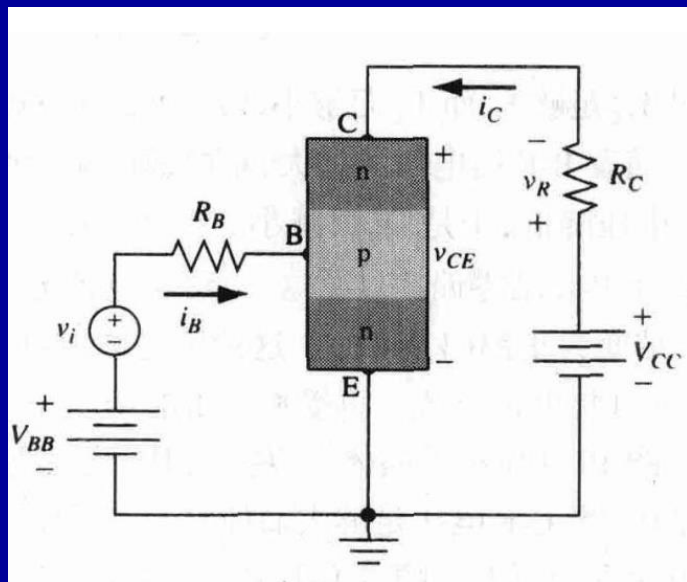


上面左图所示BE结反偏BC结正偏，这种情况下BJT的偏置和**放大状态**（也称为正向有源，BE结正偏BC结反偏）下的是颠倒的，称为**反向有源**，由于BJT发射区和集电区不对称，所以反向有源和正向有源的特性是不一样的，如右图所示的BJT反向有源模式下的 $I_C-V_{CB}$ 曲线，和正向有源 $I_C-V_{CB}$ 曲线相比，反向有源状态下饱和 $I_C$ 要小得多，事实上反向有源状态下BJT各电极饱和电流都很小。

**有源器件：** $I$ - $V$ 特性随外加电源变化而变化的器件，如双极晶体管、MOSFET等

**无源器件：** $I$ - $V$ 特性随外加电源变化而不变的器件，如电阻、电容、电感等

## 3.1.4 BJT的工作模式



发射结	集电结	BJT 工作状态
正偏	反偏	放大(正向有源)
反偏	正偏	反向有源
正偏	正偏	饱和
反偏	反偏	截止

NPN晶体管四种工作模式下发射结集电结偏置情况总结

## §3.2 直流 $I$ - $V$ 特性

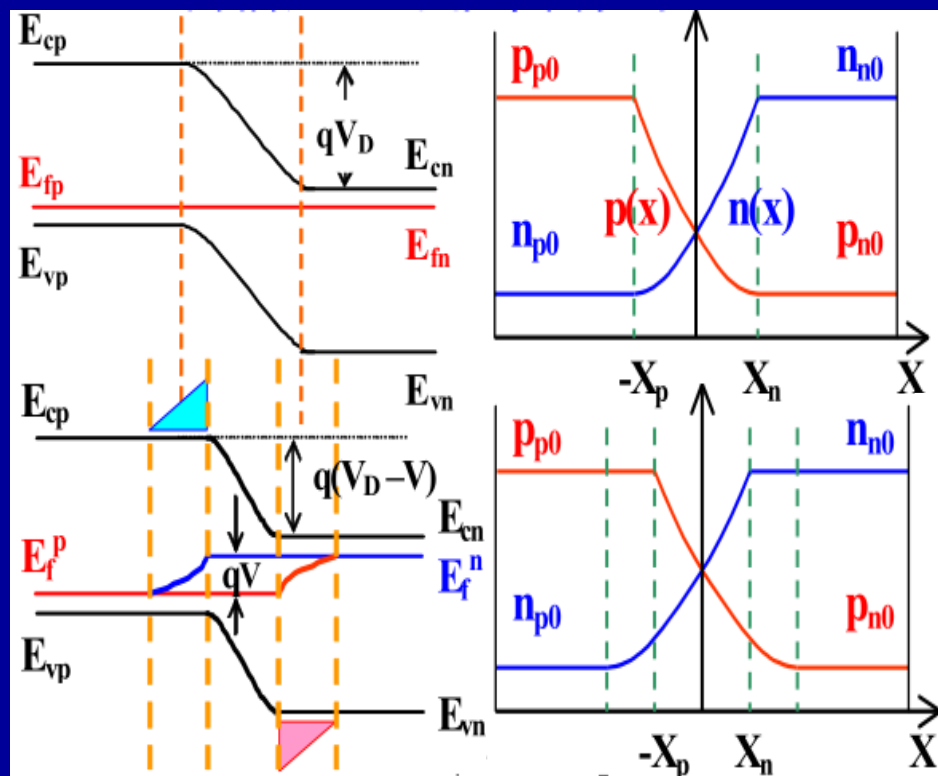
### 3.2.1 理想 $I$ - $V$ 方程的推导

推导理想 $I$ - $V$ 特性方程的假设（理想NPN型BJT的条件）：

- ① 发射区、基区和集电区的杂质分布均为均匀分布，且两结皆为突变结。
- ② 小注入条件，即注入到基区的少子电子浓度远低于该区多子空穴浓度。
- ③ 基区宽度远小于电子扩散长度（使基区电子可到达集电区），忽略耗尽区内的产生-复合作用，通过势垒区（耗尽区）的电流为常数。
- ④ 器件中不存在串联电阻，晶体管三个中性区的电导率均足够高，使得外加电压全部降落在势垒区中，势垒区以外无电场。
- ⑤ 器件的一维性：使载流子只沿  $x$  方向作一维运动，忽略了表面复合等影响，且发射结和集电结两结面积相同且互相平行。
- ⑥ 发射结宽度  $W_e$  和集电结宽度  $W_c$  都远大于少子扩散长度，在两端处的少子浓度等于平衡时值。

# BJT中少子分布的边界条件

首先回顾第2章中推导出的PN结零偏和正偏时的少子分布：



$$n(-x_p) = n_{p0} = n_{n0} \exp\left(-\frac{qV_D}{kT}\right)$$

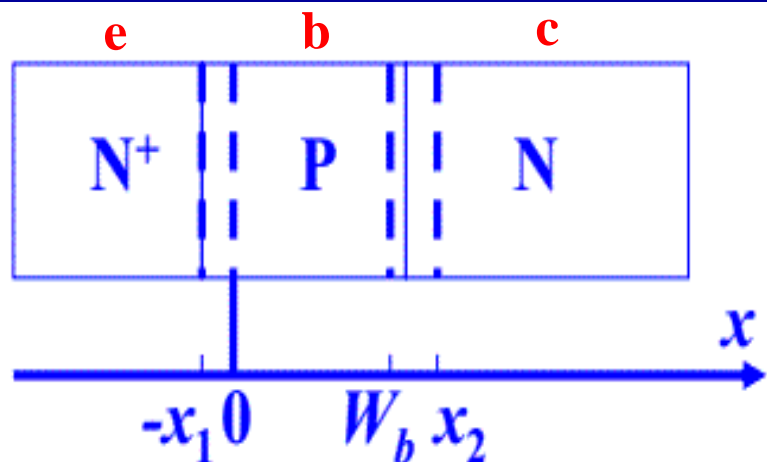
$$p(x_n) = p_{n0} = p_{p0} \exp\left(-\frac{qV_D}{kT}\right)$$

$$p(x_n) = p_{p0} \exp\left(-\frac{q(V_D - V)}{kT}\right)$$

$$p(x_n) = p_{n0} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$$

求得PN结正偏少子分布  $p(x_n) = p_{n0} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$  也适用于反偏情形

# BJT中少子分布的边界条件



选取NPN管横向从e(发射区)到c(集电区)为 $x$ 轴正方向。 $-x_1$ 表示发射结e侧边缘位置,  $0$ 表示发射结b侧边缘位置。 $W_b$ 表示集电结b侧边缘位置,  $x_2$ 表示集电结c侧边缘位置。

少子分布边界条件:

$-x_1$ 处空穴浓度

$$p_{ne}(-x_1) = p_{ne0} \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right)$$

$P_{ne0}$ : 平衡态下n型发射区空穴浓度

$0$ 处电子浓度

$$n_{pb}(0) = n_{pb0} \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right)$$

$N_{pb0}$ : 平衡态下p型基区电子浓度

$W_b$ 处电子浓度

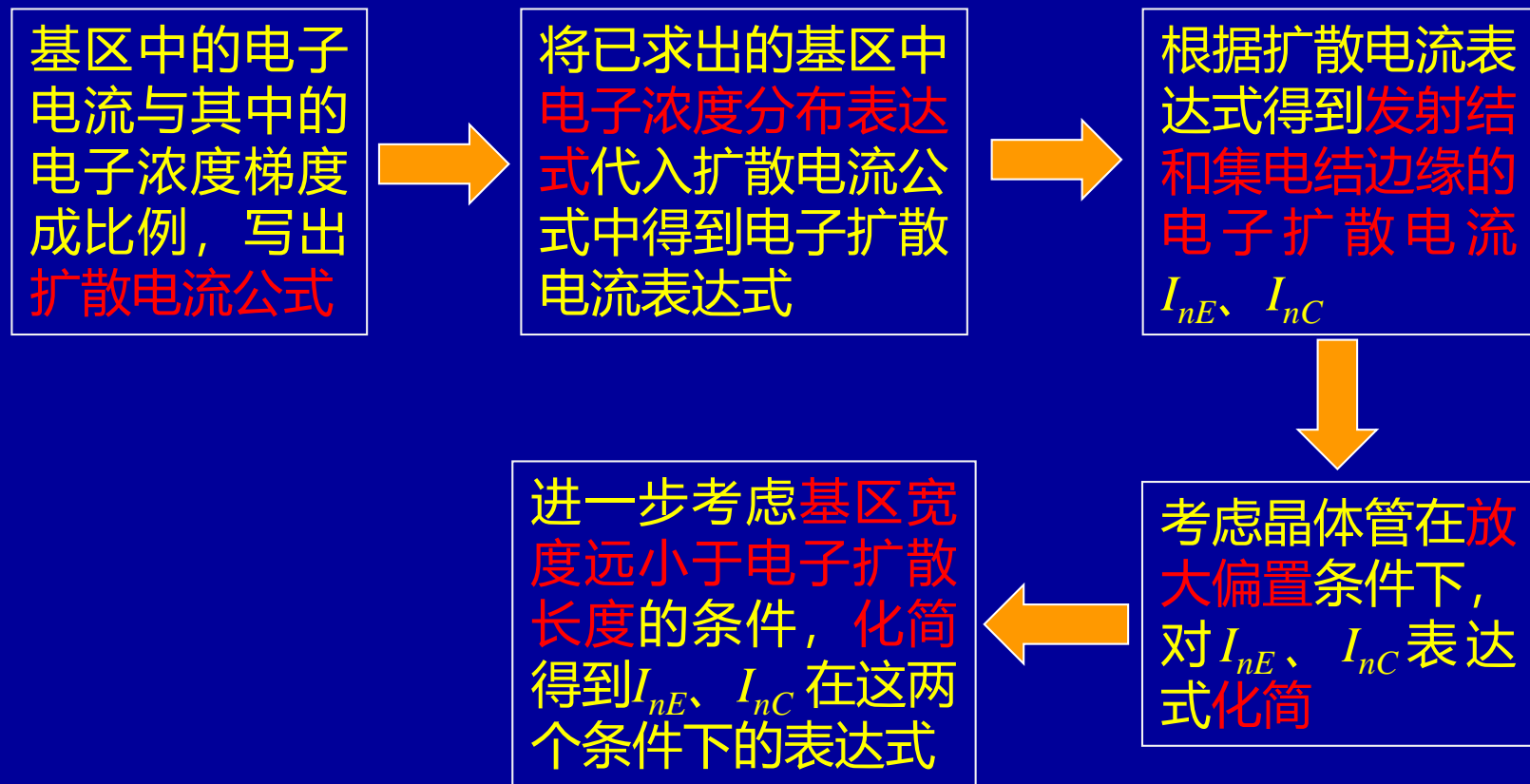
$$n_{pb}(W_b) = n_{pb0} \exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right)$$

$P_{nc0}$ : 平衡态下n型集电区空穴浓度

$x_2$ 处空穴浓度

$$p_{nc}(x_2) = p_{nc0} \exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right)$$

# 基区中的少子电子电流推导思路



# 基区中的少子电子分布

基区少子满足连续性方程

$$\frac{d^2 n_{pb}(x)}{dx^2} - \frac{n_{pb}(x) - n_{pb0}}{L_{nb}^2} = 0$$

$$L_{nb}^2 = D_{nb} \tau_n$$

基区电子  
扩散长度

基区电子  
扩散寿命

基区电子扩散系数

边界条件

$$n_{pb}(0) = n_{pb0} \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right)$$

$$n_{pb}(W_b) = n_{pb0} \exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right)$$

$$\text{双曲正弦: } \sinh x = \frac{e^x - e^{-x}}{2}$$

$$\text{双曲余弦: } \cosh x = \frac{e^x + e^{-x}}{2}$$

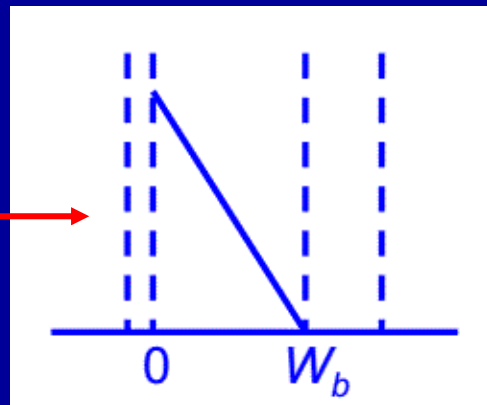
$$n_{pb}(x) = n_{pb0} + \frac{n_{pb0} \left( \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1 \right) \sinh\left(\frac{W_b - x}{L_{nb}}\right) + n_{pb0} \left( \exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right) - 1 \right) \sinh\left(\frac{x}{L_{nb}}\right)}{\sinh\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right)}$$

考虑附加条件

$W_b \ll L_{nb}$  , 且晶体管放大偏置时  $V_{be} > 0, V_{bc} < 0$

$$n_{pb}(x) \approx n_{pb0} \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) \left(1 - \frac{x}{W_b}\right) = n_{pb}(0) \left(1 - \frac{x}{W_b}\right)$$

放大偏置且  $W_b \ll L_{nb}$  条件下基区中的电子分布如右图所示





# 基区中的少子电子电流—推导方法1

基区中的电子扩散电流密度为

$$J_{nb} = qD_{nb} \frac{dn_{pb}(x)}{dx}$$

代入方程

$$n_{pb}(x) = n_{pb0} + \frac{n_{pb0} \left( \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1 \right) \sinh\left(\frac{W_b - x}{L_{nb}}\right) + n_{pb0} \left( \exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right) - 1 \right) \sinh\left(\frac{x}{L_{nb}}\right)}{\sinh\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right)}$$

$$J_{nb}(x) = -\frac{qD_{nb}}{L_{nb}} \frac{n_{pb0} \left( \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1 \right) \cosh\left(\frac{W_b - x}{L_{nb}}\right) - n_{pb0} \left( \exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right) - 1 \right) \cosh\left(\frac{x}{L_{nb}}\right)}{\sinh\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right)}$$

$$I_{nE} = AJ_{nb}(0) = -\frac{qAD_{nb}}{L_{nb}} \frac{n_{pb0} \left( \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1 \right) \cosh\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right) - n_{pb0} \left( \exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right) - 1 \right)}{\sinh\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right)}$$

**$I_{nE}$ 是基区发射结边界的电流**

$$I_{nC} = AJ_{nb}(W_b) = -\frac{qAD_{nb}}{L_{nb}} \frac{n_{pb0} \left( \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1 \right) - n_{pb0} \left( \exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right) - 1 \right) \cosh\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right)}{\sinh\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right)}$$

**$I_{nC}$ 是基区集电结边界的电流**

$A$ 为晶体管的面积

不考虑附加条件得到的普适性 $I_{nE}$ 及 $I_{nC}$

# 基区中的少子电子电流—推导方法1

$$I_{nE} = AJ_{nb}(0) = -\frac{qAD_{nb}n_{pb0}}{L_{nb}} \frac{\left(\exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1\right) \cosh\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right) - n_{pb0}(\exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right) - 1)}{\sinh\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right)}$$

A为晶体管的面积

$$I_{nC} = AJ_{nb}(W_b) = -\frac{qAD_{nb}n_{pb0}}{L_{nb}} \frac{\left(\exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1\right) - n_{pb0}(\exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right) - 1) \cosh\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right)}{\sinh\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right)}$$

放大模式下,  $V_{bc} < 0$  且  $V_{be} > 0$

$\exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) \gg 1 \Rightarrow \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1 \approx \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right)$   
带有  $\left[\exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right) - 1\right]$  的项与其它项相比较小, 可忽略

考虑NPN型BJT在放大偏置条件下得到的  $I_{nE}$  及  $I_{nC}$  (不考虑基区宽度远小于电子扩散长度)

$$I_{nE} = -\frac{qAD_{nb}n_{pb0}}{L_{nb}} \coth\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right) \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right)$$

$$I_{nC} = -\frac{qAD_{nb}n_{pb0}}{L_{nb}} \operatorname{csch}\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right) \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right)$$

$$\text{双曲余切: } \coth x = \frac{1}{\tanh x} = \frac{e^x + e^{-x}}{e^x - e^{-x}}$$

$$\text{双曲正切: } \tanh x = \frac{\sinh x}{\cosh x}$$

$$\text{双曲余割: } \operatorname{csch} x = \frac{1}{\sinh x} = \frac{2}{e^x - e^{-x}}$$

泰勒级数展开公式

$$\coth x = \frac{1}{x} + \frac{x}{3} - \frac{x^3}{45} + \frac{2x^5}{945} + \dots +$$

$$\operatorname{csch} x = \frac{1}{x} - \frac{x}{6} + \frac{7x^3}{360} - \frac{31x^5}{15120} + \dots +$$

$$\cosh x = 1 + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^4}{4!} + \frac{x^6}{6!} + \frac{x^8}{8!} + \dots$$

$$W_b \ll L_{nb}$$

利用泰勒级数展开, 取第一项

$$I_{nE} \approx I_{nC} = -\frac{qAD_{nb}n_{pb0}}{W_b} \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right)$$

# 基区中的少子电子电流—推导方法2

$$J_{nb}(x) = -\frac{qD_{nb}}{L_{nb}} \frac{n_{pb0} \left( \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1 \right) \cosh\left(\frac{W_b - x}{L_{nb}}\right) - n_{pb0} \left( \exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right) - 1 \right) \cosh\left(\frac{x}{L_{nb}}\right)}{\sinh\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right)}$$

考虑附加条件

$W_b \ll L_{nb}$ ，且晶体管放大偏置时  $V_{be} > 0, V_{bc} < 0$

利用泰勒级数展开

$$J_{nb}(x) = -\frac{qD_{nb}n_{pb0}}{W_b} \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right)$$

泰勒级数展开公式

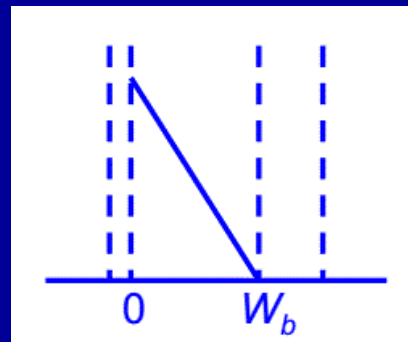
$$\begin{aligned} \cosh x &= 1 + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^4}{4!} + \frac{x^6}{6!} + \frac{x^8}{8!} + \dots \\ \sinh x &= x + \frac{x^3}{3!} + \frac{x^5}{5!} + \frac{x^7}{7!} + \frac{x^9}{9!} + \dots \end{aligned}$$

理想NPN型BJT放大偏置下的  $I_{nE}$  及  $I_{nC}$

$$I_{nE} \approx I_{nC} = AJ_{nb}(x) = -\frac{qAD_{nb}n_{pb0}}{W_b} \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right)$$

**结论：**晶体管在放大偏置及基区宽度远小于基区电子扩散长度时  $I_{nE}$  与  $I_{nC}$  相等。

该结论也可由晶体管在放大偏置及基区宽度远小于基区电子扩散长度条件下的基区电子分布得到，因为该条件下基区电子呈线性分布，而基区中电子扩散电流与电子浓度梯度成正比。



# 发射区中的少子空穴分布

发射区少子连续性方程

$$\frac{d^2 p_{ne}(x)}{dx^2} - \frac{p_{ne}(x) - p_{ne0}}{L_{pe}^2} = 0$$

$$p_{ne}(-x_1) = p_{ne0} \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right)$$

$$p_{ne}(-\infty) = p_{ne0}$$

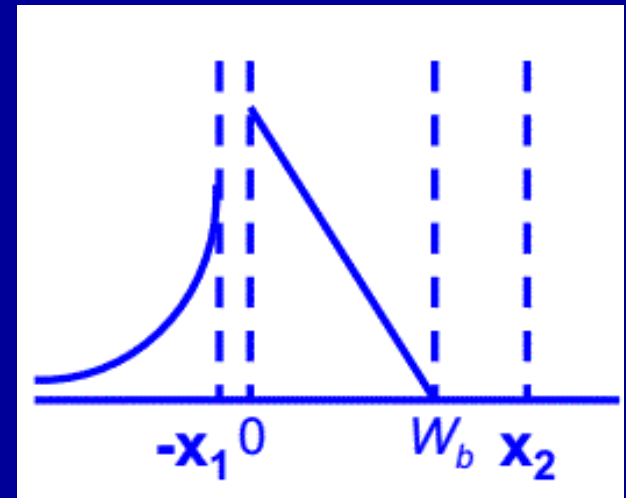
发射区空穴  
扩散长度

推导理想IV  
方程的一个  
假设和条件

$$p_{ne}(x) = p_{ne0} + p_{ne0} \left( \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1 \right) \exp\left(-\frac{x + x_1}{L_{pe}}\right)$$

$p_{ne}(x)$ 表达式适用于理想NPN型BJT任何工作状态，处于放大偏置时， $V_{be} > 0$ ,  $V_{bc} < 0$

当BJT处于放大偏置状态时， $p_{ne}(x)$ 的分布如右图 $x < -x_1$ 侧所示



# 发射区中的少子空穴电流

发射区中的空穴扩散电流密度为

$$J_{pe} = qD_{pe} \frac{dp_{ne}(x)}{dx}$$

代入方程

$$p_{ne}(x) = p_{ne0} + p_{ne0} \left( \exp \left( \frac{qV_{be}}{kT} \right) - 1 \right) \exp \left( -\frac{x + x_1}{L_{pe}} \right)$$

$$J_{pe}(-x_1) = -\frac{qD_{pe}p_{ne0}}{L_{pe}} \left[ \exp \left( \frac{qV_{be}}{kT} \right) - 1 \right]$$

$$I_{pE} = AJ_{pe}(-x_1) = -\frac{qAD_{pe}p_{ne0}}{L_{pe}} \left[ \exp \left( \frac{qV_{be}}{kT} \right) - 1 \right]$$

$I_{pE}$  表达式适用于理想NPN型BJT任何工作状态，处于放大偏置时， $V_{be} > 0$ ,  $V_{bc} < 0$

# 集电区中的少子空穴分布

集电区少子连续性方程

$$\frac{d^2 p_{nc}(x)}{dx^2} - \frac{p_{nc}(x) - p_{nc0}}{L_{pc}^2} = 0$$

$$p_{nc}(x_2) = p_{nc0} \exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right)$$

$$p_{nc}(+\infty) = p_{nc0}$$

$$W_c \gg L_{pc}$$

推导理想IV方程的一个假设

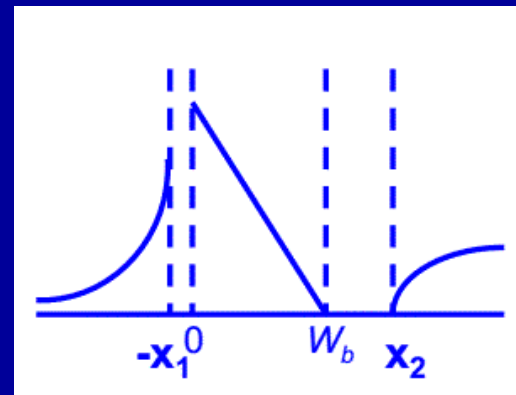
推导理想IV方程的一个假设

$$p_{nc}(x) = p_{nc0} + p_{nc0} [\exp(qV_{bc}/kT) - 1] \exp[-(x - x_2)/L_{pc}]$$

当BJT处于放大偏置时 ( $V_{be} > 0$ ,  $V_{bc} < 0$ ) ,  $\exp(qV_{bc}/kT)$  近似为零, 所以上式变为

$$p_{nc}(x) = p_{nc0} - p_{nc0} \exp[-(x - x_2)/L_{pc}]$$

当BJT处于放大偏置时,  $p_{nc}(x)$  的分布如右图  $x > x_2$  侧所示



# 集电区中的空穴电流

集电区中的空穴扩散电流密度为  $J_{pc} = qD_{pc} \frac{dp_{nc}(x)}{dx}$

$$p_{nc}(x) = p_{nc0} + p_{nc0} [\exp(qV_{bc}/kT) - 1] \exp [-(x - x_2)/L_{pc}]$$

$$J_{pc}(x_2) = \frac{qD_{pc}p_{nc0}}{L_{pc}} [\exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right) - 1]$$

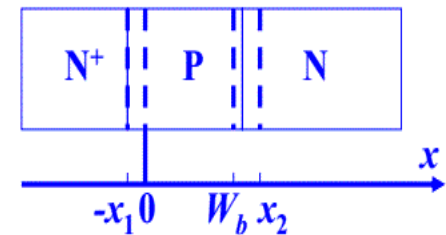
$$I_{pc} \approx AJ_{pc}(x_2) = \frac{qAD_{pc}p_{nc0}}{L_{pc}} [\exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right) - 1]$$

当理想NPN型BJT处于放大状态时 ( $V_{be} > 0, V_{bc} < 0$ ) ,  $\exp(qV_{bc}/kT)$  近似为零, 所以

$$I_{pc} = -\frac{qAD_{pc}p_{nc0}}{L_{pc}} \quad I_{pc} \approx I_{CO}$$

# $I_E$ 的表达式 (忽略 $I_{rE}$ )

E B C



$$I_E = I_{nE} + I_{pE} + I_{rE} \approx I_{nE} + I_{pE}$$

$$I_{nE} = AJ_{nb}(0) = -\frac{qAD_{nb}n_{pb0}}{L_{nb}} \frac{\left(\exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1\right) \cosh\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right) - n_{pb0}(\exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right) - 1)}{\sinh\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right)}$$

$$I_{pE} = AJ_{pe}(-x_1) = -\frac{qAD_{pe}p_{ne0}}{L_{pe}} \left[\exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1\right]$$

适合理想NPN型BJT  
所有工作状态的普  
适性电流方程

$$I_E = a_{11} \left[ \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1 \right] + a_{12} \left[ \exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right) - 1 \right]$$

$$a_{11} = -qA \left[ \frac{D_{nb}n_{pb0}}{L_{nb}} \coth\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right) + \frac{D_{pe}p_{ne0}}{L_{pe}} \right]$$

$$a_{12} = \frac{qAD_{nb}n_{pb0}}{L_{nb}} \operatorname{csch}\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right)$$

$W_b \ll L_{nb}$ , 且晶体管放大偏置时  $V_{be} > 0, V_{bc} < 0$

$\exp(qV_{bc}/kT)$  近似为零

理想NPN型BJT放大偏置下  
的电流方程

$$I_E = a_{11} \left[ \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1 \right] + a_{12}$$

$$a_{11} = -qA \left( \frac{D_{nb}n_{pb0}}{W_b} + \frac{D_{pe}p_{ne0}}{L_{pe}} \right)$$

$$a_{12} = -\frac{qAD_{nb}n_{pb0}}{W_b}$$

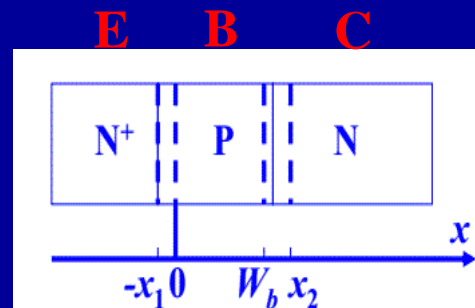
泰勒级数展开公式

$$\coth x = \frac{1}{x} + \frac{x}{3} - \frac{x^3}{45} + \frac{2x^5}{945} + \dots +$$

$$\operatorname{csch} x = \frac{1}{x} - \frac{x}{6} + \frac{7x^3}{360} - \frac{31x^5}{15120} + \dots +$$



# $I_C$ 的表达式



$$I_C = I_{nC} + I_{c0} \quad I_{c0} \approx I_{pC}$$

$$I_{nC} = A J_{nb}(W_b) = -\frac{qAD_{nb}n_{pb0} \left( \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1 \right) - n_{pb0} \left( \exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right) - 1 \right) \cosh\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right)}{\sinh\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right)}$$

$$I_{c0} \approx A J_{pc}(x_2) = \frac{qAD_{pc}p_{nc0}}{L_{pc}} \left[ \exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right) - 1 \right]$$

适合理想NPN型BJT  
所有工作状态的普适  
性电流方程

$$I_C = a_{21} \left[ \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1 \right] + a_{22} \left[ \exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right) - 1 \right]$$

$$a_{21} = \frac{qAD_{nb}n_{pb0}}{L_{nb}} \operatorname{csch}\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right)$$

$$a_{22} = -qA \left[ \frac{D_{nb}n_{pb0}}{L_{nb}} \coth\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right) + \frac{D_{pc}p_{nc0}}{L_{pc}} \right]$$

$W_b \ll L_{nb}$ ，且晶体管放大偏置时  $V_{be} > 0, V_{bc} < 0$

$\exp(qV_{bc}/kT)$  近似为零

理想NPN型BJT放大  
偏置下的电流方程

$$I_C = a_{21} \left[ \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1 \right] + a_{22}$$

$$a_{21} = \frac{qAD_{nb}n_{pb0}}{W_b}$$

$$a_{22} = -qA \left( \frac{D_{nb}n_{pb0}}{W_b} + \frac{D_{pc}p_{nc0}}{L_{pc}} \right)$$

泰勒级数展开公式

$$\coth x = \frac{1}{x} + \frac{x}{3} - \frac{x^3}{45} + \frac{2x^5}{945} + \dots +$$

$$\operatorname{csch} x = \frac{1}{x} - \frac{x}{6} + \frac{7x^3}{360} - \frac{31x^5}{15120} + \dots +$$

# $I_B$ 的表达式

根据基尔霍夫电流定律

$$I_B = I_E - I_C$$

根据以下两个适合理想NPN型BJT所有工作状态的普适性电流基本方程

$$I_E = a_{11} \left[ \exp \left( \frac{qV_{be}}{kT} \right) - 1 \right] + a_{12} \left[ \exp \left( \frac{qV_{bc}}{kT} \right) - 1 \right]$$
$$I_C = a_{21} \left[ \exp \left( \frac{qV_{be}}{kT} \right) - 1 \right] + a_{22} \left[ \exp \left( \frac{qV_{bc}}{kT} \right) - 1 \right]$$

所以适合理想NPN型BJT所有工作状态的基极电流 $I_B$ 表达式如下

$$I_B = (a_{11} - a_{21}) \left[ \exp \left( \frac{qV_{be}}{kT} \right) - 1 \right] + (a_{12} - a_{22}) \left[ \exp \left( \frac{qV_{bc}}{kT} \right) - 1 \right]$$

# $I_B$ 的表达式

根据基尔霍夫电流定律

$$I_B = I_E - I_C$$

根据理想NPN型BJT在放大偏置下 $I_E$ 和 $I_C$ 的表达式

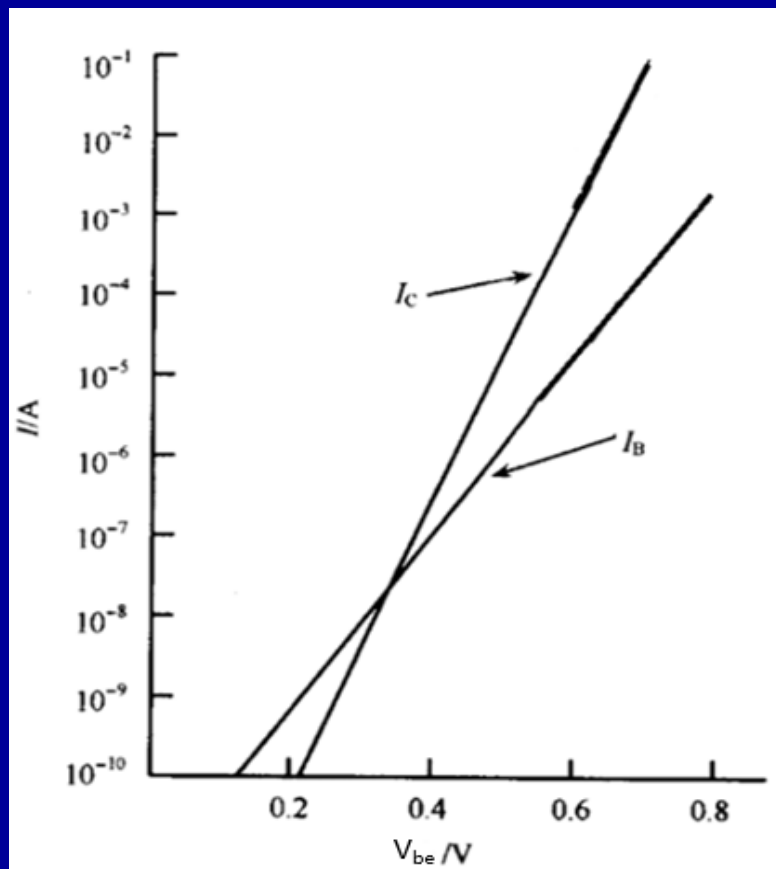
$$I_E = a_{11} \left[ \exp \left( \frac{qV_{be}}{kT} \right) - 1 \right] + a_{12}$$
$$I_C = a_{21} \left[ \exp \left( \frac{qV_{be}}{kT} \right) - 1 \right] + a_{22}$$

所以理想NPN型BJT在放大偏置下 $I_B$ 表达式如下

$$I_B = (a_{11} - a_{21}) \left[ \exp \left( \frac{qV_{be}}{kT} \right) - 1 \right] + (a_{12} - a_{22})$$

# 理想NPN型BJT放大状态IV曲线

理想NPN型BJT在放大状态下的 $I_c-V_{be}$ 及 $I_B-V_{be}$ 如下图所示



$$I_C = a_{21} \left[ \exp \left( \frac{qV_{be}}{kT} \right) - 1 \right] + a_{22}$$

$$I_B = (a_{11} - a_{21}) \left[ \exp \left( \frac{qV_{be}}{kT} \right) - 1 \right] + (a_{12} - a_{22})$$

根据前面推导得到的 $I_c$ 及 $I_B$ 表达式可知：理想NPN型BJT在放大状态下 $I_c$ 及 $I_B$ 与 $V_{be}$ 成指数关系，上图中纵坐标取了对数，所以图中 $I_c-V_{be}$ 及 $I_B-V_{be}$ 成线性。

# 理想NPN型BJT放大状态下少子分布总结

根据前面的推导可以直接给出放大状态BJT各区中少子分布的方程

基区中少子电子分布方程

$$n_{pb}(x) \approx n_{pb0} \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) \left(1 - \frac{x}{W_b}\right) = n_{pb}(0) \left(1 - \frac{x}{W_b}\right)$$

发射区少子空穴分布方程

$$p_{ne}(x) = p_{ne0} + p_{ne0} \left( \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1 \right) \exp\left(\frac{x + x_1}{L_{pe}}\right)$$

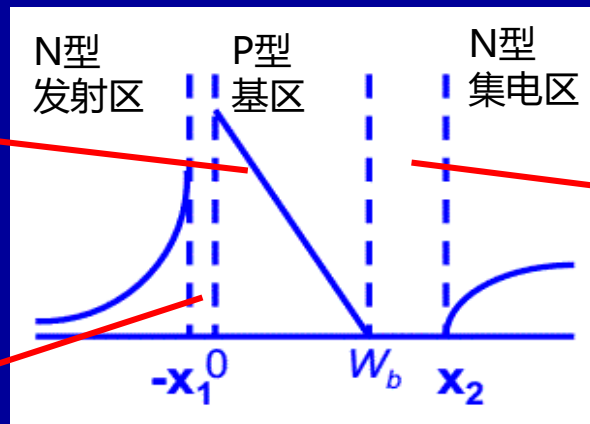
集电中少子空穴分布方程

$$p_{nc}(x) = p_{nc0} - p_{nc0} \exp\left[-(x - x_2)/L_{pc}\right]$$

通过以上三个方程可以大致画出理想NPN型BJT少子分布函数图像

基区中少子电子几乎呈线性分布，且在集电结基区一侧边界处电子浓度近似为0

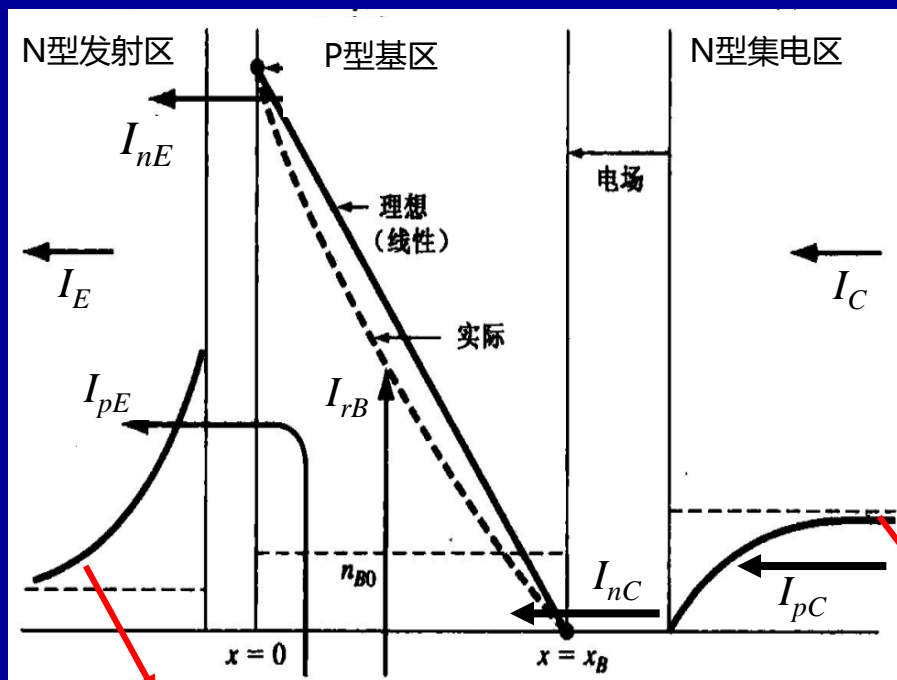
发射结耗尽区



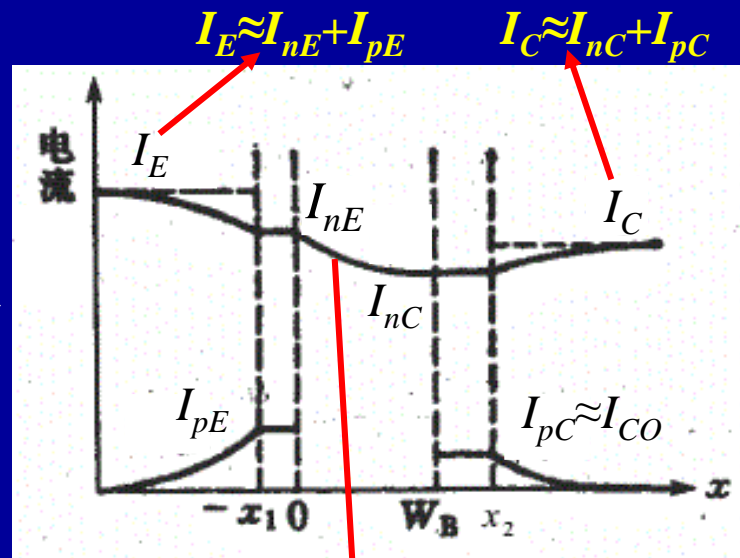
集电结耗尽区

# 理想NPN型BJT放大状态下少子分布总结

通过少子分布函数图像可以直观地分析BJT的电流构成



发射区少子空穴有浓度梯度，会形成扩散电流 $I_{pE}$



集电区少子空穴有浓度梯度，会形成扩散电流 $I_{pC}$

非理想情况

$$I_{nE} \neq I_{nC}$$

上面两图只给出了BJT放大状态下的主要电流，理想BJT假设耗尽层中电流不变，所以根据基区少子电子分布求得的 $I_{nE}$ 和 $I_{nC}$ 也是 $I_E$ 和 $I_C$ 的一部分。上面左图中实际的基区少子电子分布偏离理想线性分布，原因是实际BJT要考虑很多非理想现象（后续讨论）。

# $\alpha_0$ $\beta_0$ 的表达式

回顾上一节  $\alpha_0$  表达式为

$$\alpha_0 = \left( \frac{I_{nC}}{I_{nE}} \right) \left( \frac{I_{nE}}{I_E} \right) = \alpha_T \gamma$$

根据NPN型BJT在放大偏置条件下得到的  $I_{nE}$  及  $I_{nC}$  (不考虑基区宽度远小于电子扩散长度)

$$I_{nE} = -\frac{qAD_{nb}n_{pb0}}{L_{nb}} \coth\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right) \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right)$$
$$I_{nC} = -\frac{qAD_{nb}n_{pb0}}{L_{nb}} \operatorname{csch}\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right) \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right)$$

$$\alpha_T = \frac{I_{nC}}{I_{nE}} = \operatorname{sech}\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right) \approx 1 - \frac{W_b^2}{2L_{nb}^2}$$

利用泰勒展开公式，保留前两项

结论：要使  $\alpha_T \uparrow$  则要  $W_b \downarrow$   $L_{nb} \uparrow$

# $\alpha_0$ $\beta_0$ 的表达式

$\gamma$  的表达式为

$$\gamma = \frac{I_{nE}}{I_E} = \frac{I_{nE}}{I_{nE} + I_{pE}} = \frac{1}{1 + I_{pE}/I_{nE}}$$

根据  $I_{nE}$  和  $I_{pE}$  的表达式

$$I_{nE} = -\frac{qAD_{nb}n_{pb0}}{L_{nb}} \coth\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right) \exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right)$$

$$I_{pE} = -\frac{qAD_{pe}p_{ne0}}{L_{pe}} [\exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1]$$

$$\gamma = \left[1 + \frac{D_{pe}}{D_{nb}} \frac{p_{ne0}}{n_{pb0}} \frac{L_{nb}}{L_{pe}} \tanh\left(\frac{W_b}{L_{nb}}\right)\right]^{-1} \xrightarrow{W_b \ll L_{nb}} \gamma = \left(1 + \frac{D_{pe}}{D_{nb}} \frac{p_{ne0}}{n_{pb0}} \frac{W_b}{L_{pe}}\right)^{-1}$$

$$D = \mu kT \quad n_i^2 = n_0 p_0$$

$$p_{ne0} N_e = n_i^2$$

$N_e$ : 发射区杂质 (电子) 浓度

$$n_{pb0} N_b = n_i^2$$

$N_b$ : 基区杂质 (空穴) 浓度

$$\gamma = \left(1 + \frac{\mu_{pe}}{\mu_{nb}} \frac{N_b}{N_e} \frac{W_b}{L_{pe}}\right)^{-1}$$

结论: 要使  $\gamma \uparrow$  则要发射区掺杂浓度  $N_e \uparrow$



# $\alpha_0$ $\beta_0$ 的表达式

综合对  $\alpha_T$  和  $\gamma$  的分析得到放大状态下  $\alpha_0$

$$\alpha_0 = \frac{1 - \frac{W_b^2}{2L_{nb}^2}}{1 + \frac{\mu_{pe}}{\mu_{nb}} \frac{N_b}{N_e} \frac{W_b}{L_{pe}}} \approx 1$$

因为理想晶体管  $W_b \ll L_{nb}$ , 发射区掺杂浓度远远大于基区掺杂浓度  $N_e \gg N_b$ , 所以  $\alpha_0$  的分子分母均接近1,  $\alpha_0$  也约等于1

$\beta_0$  的表达式为

$$\beta_0 = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} \approx \frac{1}{1 - \alpha_0} \gg 1$$

$\alpha_0$  约等于1, 则  $\beta_0$  的分母趋近0, 故理想晶体管  $\beta_0$  远远大于1

# BJT 电流总结

晶体管三端的电流主要是靠基区少子分布联系起来的扩散电流。对于高发射效率的晶体管，可以忽略复合电流，发射极直流电流和集电极直流电流的公式分别简化为正比于 $x=0$ 和 $x=W_b$ 处少子浓度梯度。因此，可以把晶体管的基本关系总结为：

- ◆ 外电压通过  $\exp(qV/kT)$  项控制边界处的载流子浓度。
- ◆ 发射极电流和集电极电流由结边界处（即 $x=0$ 和 $x=W_b$ 处）的少子浓度梯度表示。
- ◆ 基极电流是发射极电流和集电极电流之差。

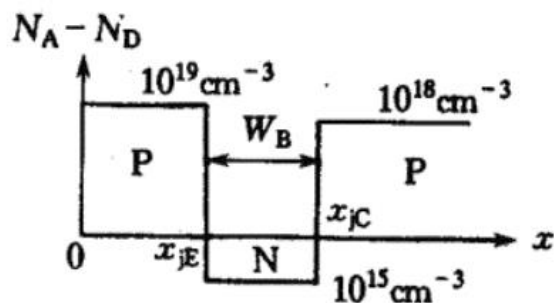
## 3.2.2 非理想现象分析

上述关于BJT电流方程的推导是在基本假设的前提下进行的，以上推导出的方程我们称为**理想晶体管的电流方程**，它们可以**近似描述**实际器件的电流-电压特性，但存在一些偏差，本节讨论引起偏差的主要因素或物理效应，主要包括：

- 1、**缓变基区**
- 2、**发射极电流集边效应**
- 3、**基区宽度调制**
- 4、**基区展宽效应**
- 5、**雪崩倍增效应**
- 6、**基区穿通效应**
- 7、**产生复合电流效应**
- 8、**大注入效应**

# 1、缓变基区

均匀基区

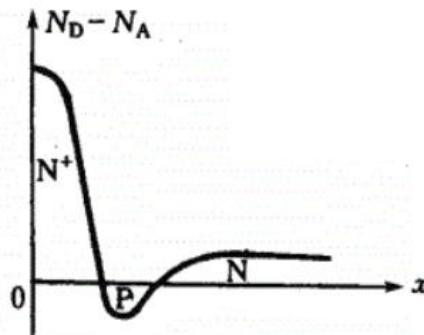


扩散

扩散型晶体管

基区内载流子传输方式

缓变基区



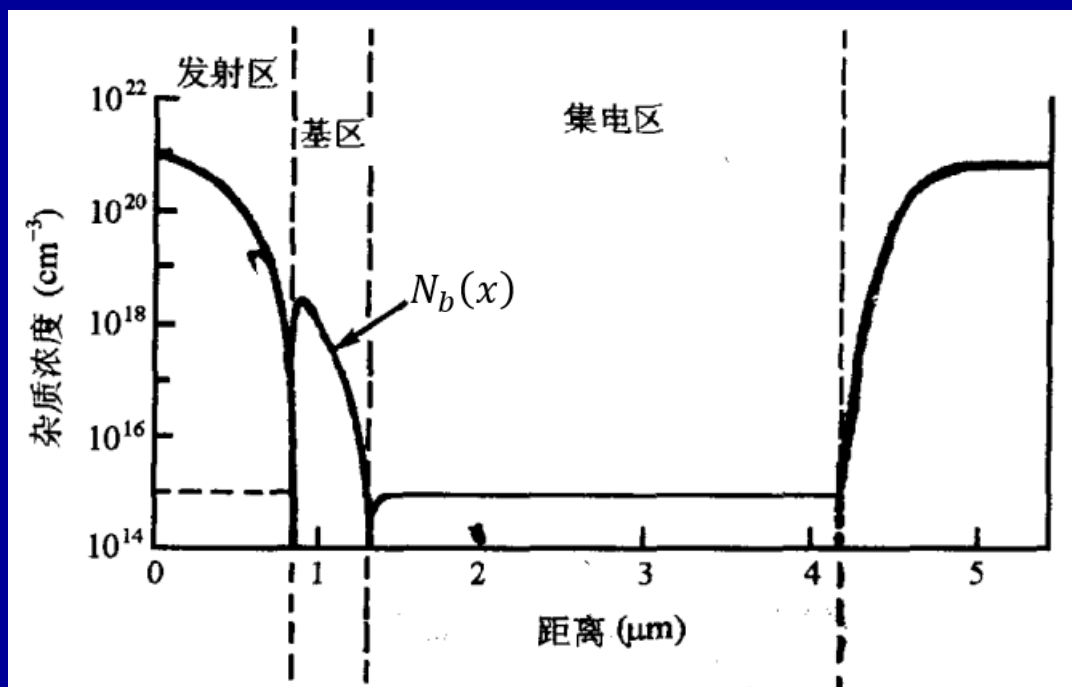
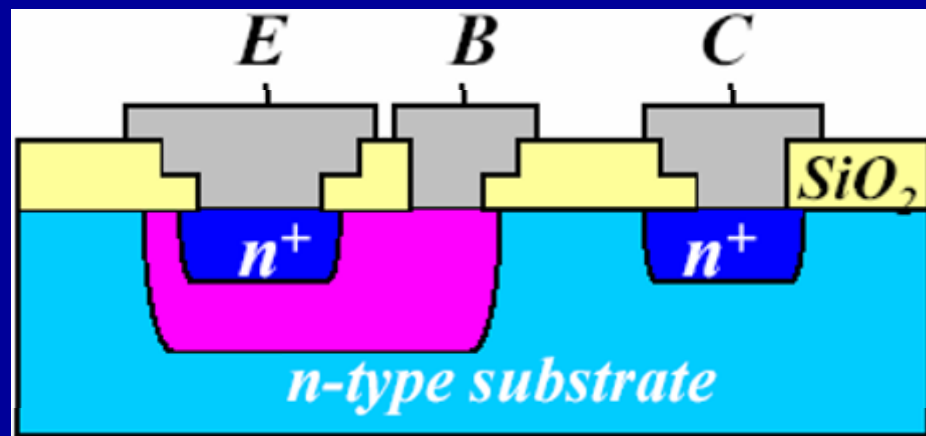
扩散

漂移

漂移型晶体管

# 1、缓变基区

理想晶体管假定发射区、基区和集电区的杂质都是均匀的。然而在实际制造晶体管时，通常采用平面工艺，用热扩散或离子注入的方法向衬底掺杂，基区的杂质分布并不均匀，而是存在很大的浓度梯度，如右下图所示。

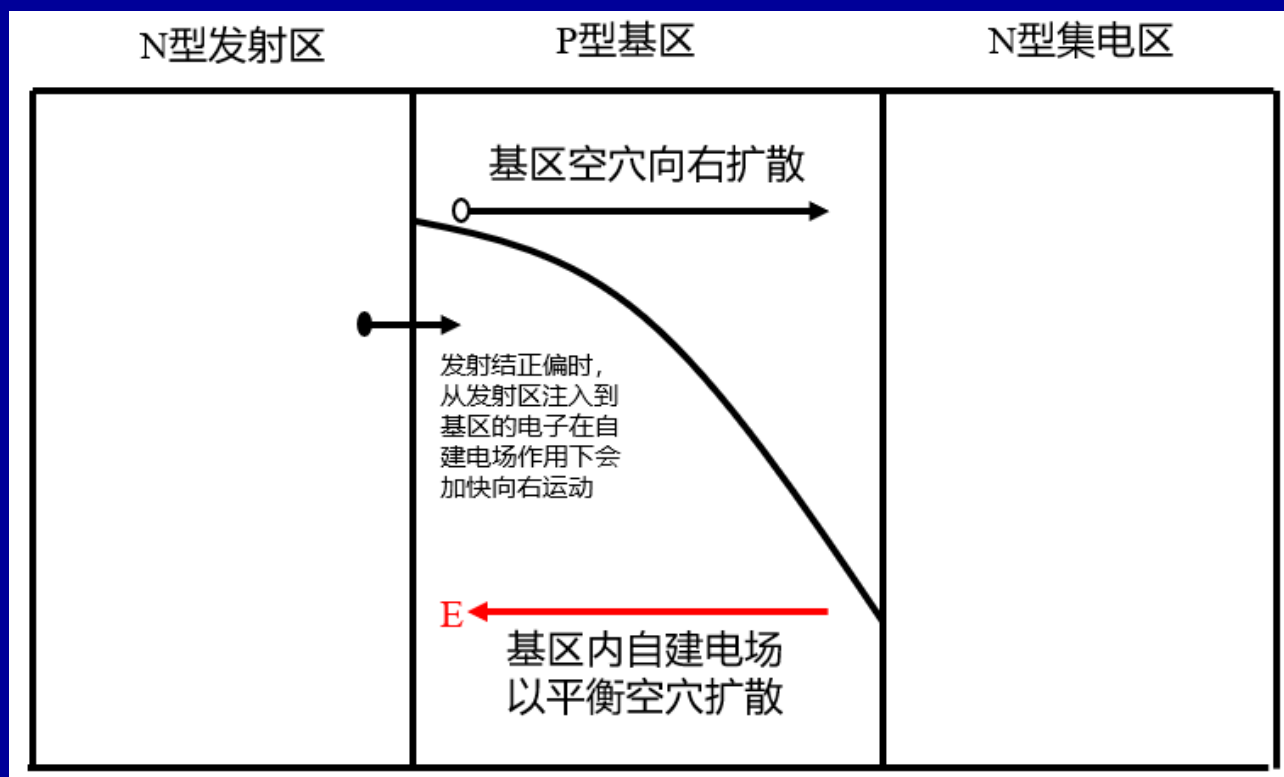


缓变基区晶体管杂质掺杂浓度

# 1、缓变基区

缓变基区存在杂质浓度梯度带来以下影响：

1) NPN管基区内杂质的浓度梯度使空穴在基区内向右扩散，在热平衡条件下，中性基区将有一个指向左边的内建电场来抵消扩散电流，也就是说电场把空穴推向左边以平衡空穴扩散流，使之不产生净电流，但该内建电场将增强电子的运动。

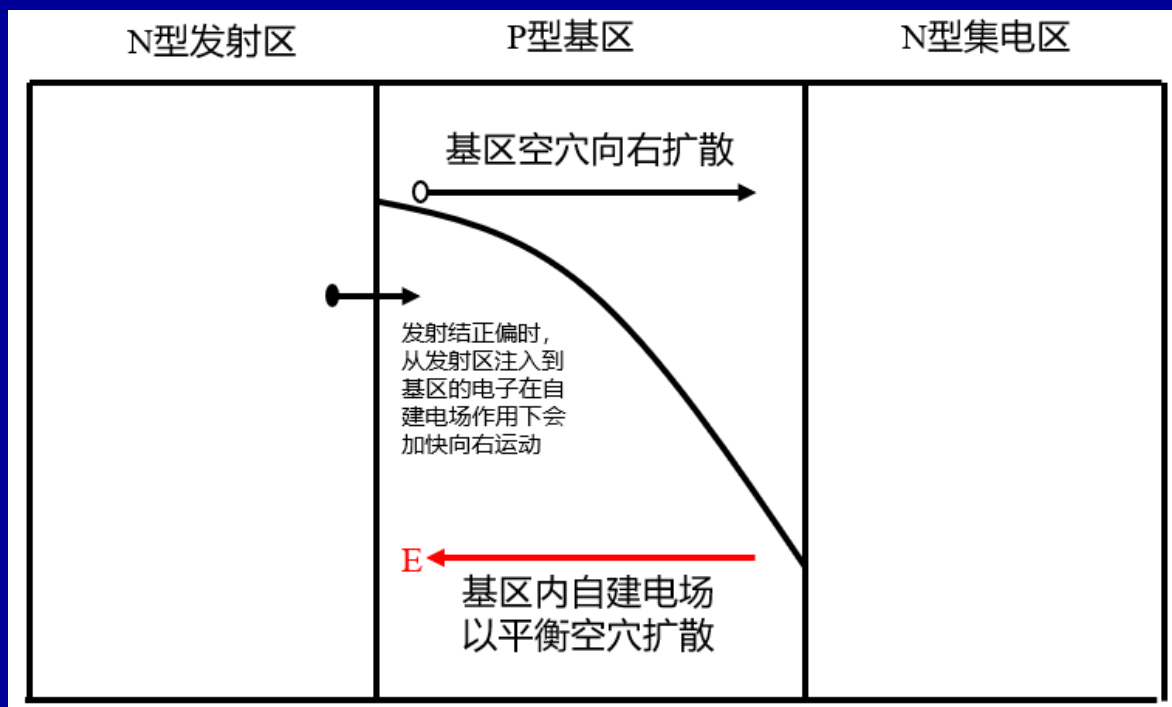


# 1、缓变基区

缓变基区存在杂质浓度梯度带来以下影响：

2) 在放大偏置状态下，由发射区注入基区的电子不仅有扩散运动，还有由基区内建电场引起的**漂移运动**。

3) **内建电场方向与基区少子电子运动方向相反**，所以能够减少注入少子**渡越**基区所需的时间，因此采用缓变基区可改善晶体管的高频特性；另外，还可减小少子在基区的复合，从而改善基区输运系数 $\alpha_T$ 。



# 1、缓变基区

以  $\varepsilon$  表示基区内建电场的强度,  $\varepsilon$  可以通过热平衡状态下基区内空穴 (多子) 电流为零的条件得到

基区空穴电流为零

$$qp_p\mu_p\varepsilon - qD_p\frac{dp_p}{dx} = 0$$

$p_p$  可以用  $N_b(x)$  代替

基区掺杂浓度

可以得到  $\varepsilon$  表达式

$$\varepsilon = \frac{kT}{q} \frac{1}{N_b(x)} \frac{dN_b(x)}{dx}$$



# 1、缓变基区

推导缓变基区的少子分布和各区少子电流时有两种方法：

1. 求解包括漂移分量在内的少子连续性方程，得到少子分布和少子电流分布从而导出缓变基区晶体管的  $I$ - $V$  方程，这种方法精确，但过程繁杂。
2. 忽略少子在基区输运过程中的复合损失，认为基区少子电流近似为常数（ $W_b \ll L_{nb}$ ），这种近似方法被广泛采用。

# 1、缓变基区

利用第2种近似方法，将  $\varepsilon$  代入基区电子电流（包括扩散电流和漂移电流）表达式

基区电子电流表达式为

$$qAn_p(x)\mu_n\varepsilon + qAD_n\frac{dn_p(x)}{dx} = I_n(x)$$

$\varepsilon$  的表达式

$$\varepsilon = \frac{kT}{q} \frac{1}{N_b(x)} \frac{dN_b(x)}{dx}$$

爱因斯坦关系

$$\mu_n = \frac{q}{kT} D_n$$

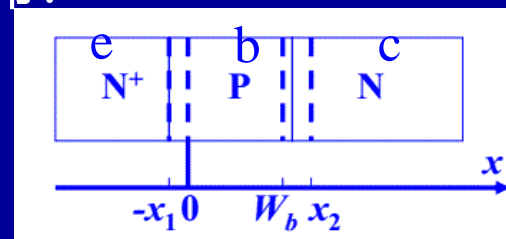
$$\frac{dn_p(x)}{dx} + \frac{n_p(x)}{N_b(x)} \frac{dN_b(x)}{dx} = \frac{I_n(x)}{qAD_n} \quad A \text{ 为晶体管面积}$$

# 1、缓变基区

$$\frac{dn_p(x)}{dx} + \frac{n_p(x)}{N_b(x)} \frac{dN_b(x)}{dx} = \frac{I_n(x)}{qAD_n} \quad A \text{为晶体管面积}$$

忽略基区复合，则发射区注入到基区的电子全部到达集电区，此时基区中的电子电流 $I_n(x)$ 为常数且 $I_n(x)=I_{nE}=I_{nC}$ ，设少子扩散系数 $D_n$ 为常数；另外，利用放大状态下基区集电结边界的电子浓度 $n_{pb}(W_b)=0$ （电子全部进入到集电区），解上面的方程可得小注入条件下基区少子分布：

$$n_p(x) = \frac{I_{nE}}{qAD_n N_b(x)} \int_{W_b}^x N_b(x) dx$$



根据前面BJT中少子分布边界条件，可得基区集电结边界 $x=0$ 处 $n_p(0)=n_{p0} \exp(qV_{be}/kT)$ ， $N_b(0)$ 为基区 $x=0$ 处的掺杂浓度等于该处平衡态下的空穴浓度，所以 $N_b(0)n_{p0}=n_i^2$ ， $N_b(0)n_p(0)=n_i^2 \exp(qV_{be}/kT)$ ，将 $x=0$ 代入上面 $n_p(x)$ 式子中得到：

$$I_{nE} = - \frac{qAD_n n_i^2 \exp(qV_{be}/kT)}{\int_0^{W_b} N_b(x) dx}$$

# 1、缓变基区

$$I_{nE} = - \frac{qAD_n n_i^2 \exp(qV_{be}/kT)}{\int_0^{W_b} N_b(x) dx}$$

上式中的积分代表单位面积基区的杂质总量，称为**古麦尔数** (*Gummel*)，即

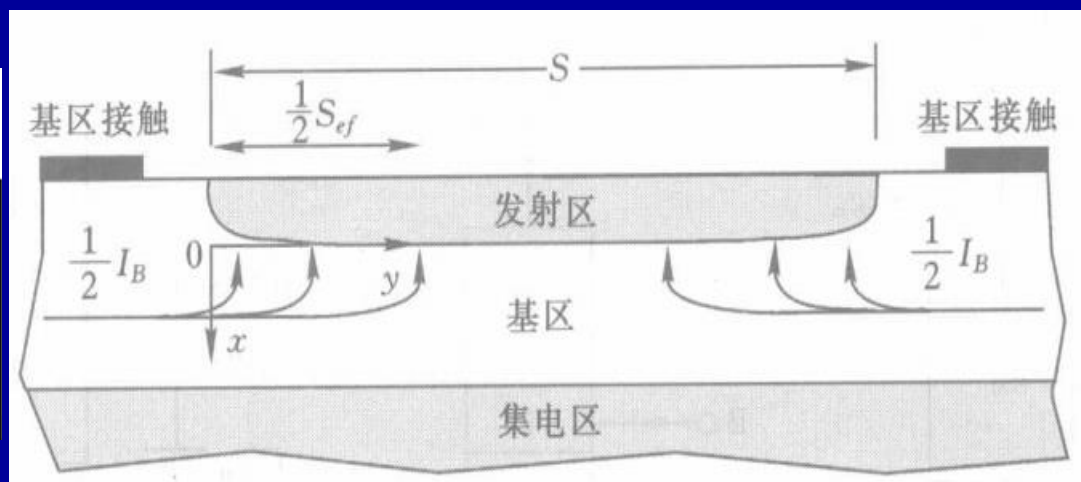
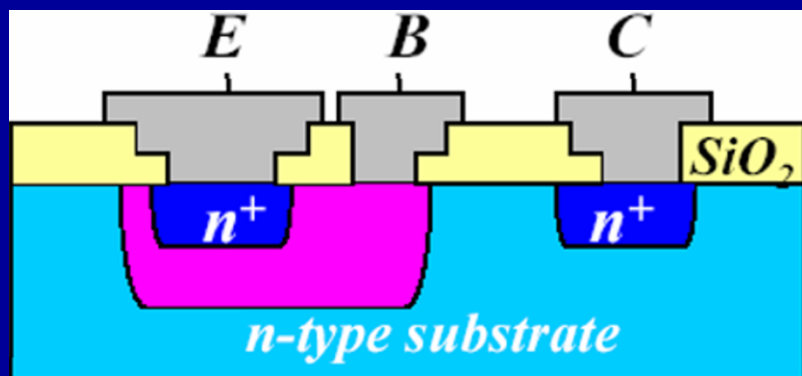
$$Q_G = \int_0^{W_b} N_b(x) dx$$

对于**均匀掺杂基区**单位面积基区的杂质总量

$$Q_b = W_b N_b$$

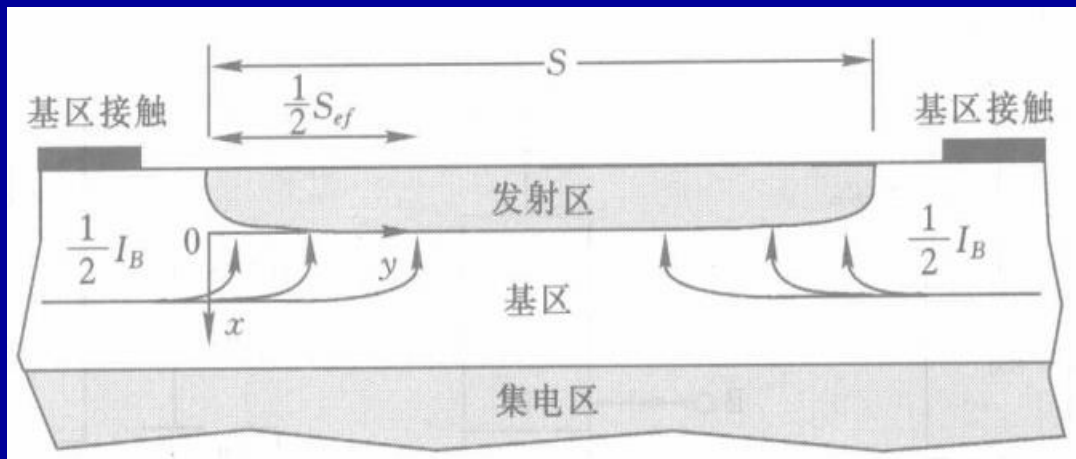
只要在理想晶体管推导出的 $I_{nE}$ 公式中，以 $Q_G$ 代替 $W_b N_b$ ，即可从均匀基区过渡到缓变基区的情形。

## 2、基区扩展电阻和发射极电流集边效应



基区一般在发射区两边与其接触，在发射区下方存在内基区电阻，称为基区扩展电阻，电流流过时，其上的横向电压将明显改变作用在发射结势垒上的电压，使注入发射区的电流密度从边缘至中央指数下降，大电流情况下，发射极电流集中在发射结边缘附近，这种现象称为电流集边效应，这种效应使得宽的发射区中心几乎没有电流流动，发射区有效宽度  $S_{ef}$  流过大部分电流。

## 2、基区扩展电阻和发射极电流集边效应



估算有效宽度 $S_{ef}$ 的式子为

$$\frac{S_{ef}}{S} = \frac{\sin Z \cos Z}{Z}$$

$Z$  的表达式由此式解出

$$Z \tan Z = \frac{q I_B R S}{8 X k T}$$

$R$  为基区薄层电阻

$$R = 1 / \int_0^{w_b} q \mu N_b(x) dx$$

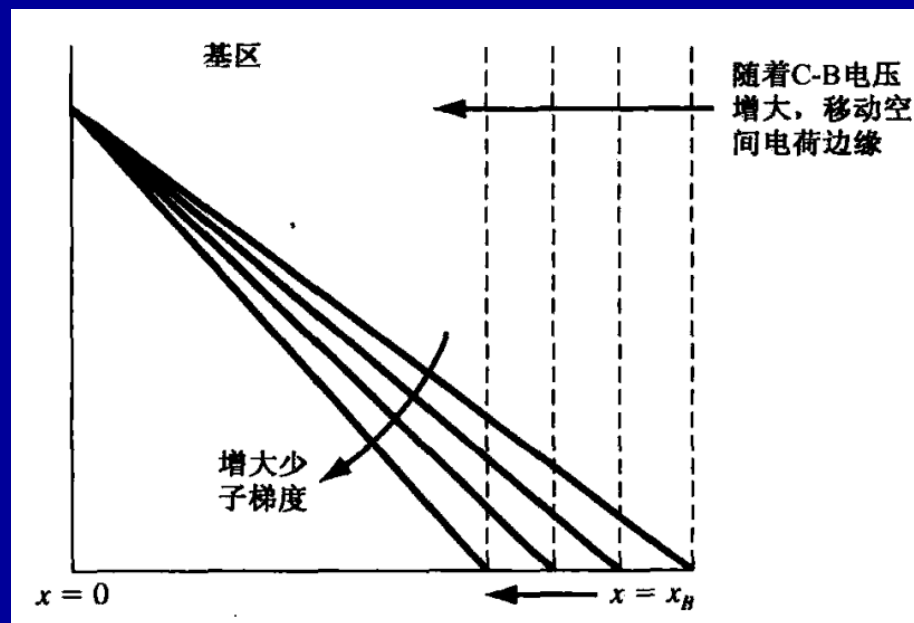
$X$  是发射区垂直于  $S$  方向的宽度，发射区面积为  $SX$ 。随着  $I_B$  的增加， $Z$  增加，比率  $S_{ef}/S$  减小

## 2、基区扩展电阻和发射极电流集边效应

由于发射极电流集边效应，发射极电流基本上同发射区的周长成正比，而不是同它的面积成正比。所以，降低发射极电流集边效应最有效的方法是使电流分布在一个相当大的边缘上，如采用周长/面积比很高的梳状结构。

### 3、基区宽度调制效应

反偏pn结的耗尽区宽度明显依赖于电压。当BJT工作在放大状态时，改变基极和集电极间的电压将引起集电结耗尽区宽度变化，因此也引起中性基区宽度  $w_b$  的变化，这种现象称为**基区宽度调制效应**，也称 *Early* 效应。



放大状态下，集电结电压  $V_{BC}$  越大，集电结耗尽层越宽，故基区宽度越小，从前面BJT少子分布的分析中可知，放大状态下基区中的少子几乎呈线性分布，所以当基区宽度变小时，基区少子浓度梯度增大。



### 3、基区宽度调制效应

基区宽度调制效应影响器件特性的表现之一是  $I_C$  随偏压  $V_{bc}$  变化, 根据前面**缓变基区**求得的结果, 并忽略集电结反向饱和电流, 集电极电流可近似表示为

$$I_C \approx I_{nE} = - \frac{qAD_n n_i^2 \exp(qV_{be}/kT)}{\int_0^{W_b} N_b(x) dx}$$

注意到 $W_b$ 是 $V_{bc}$ 的函数, 所以

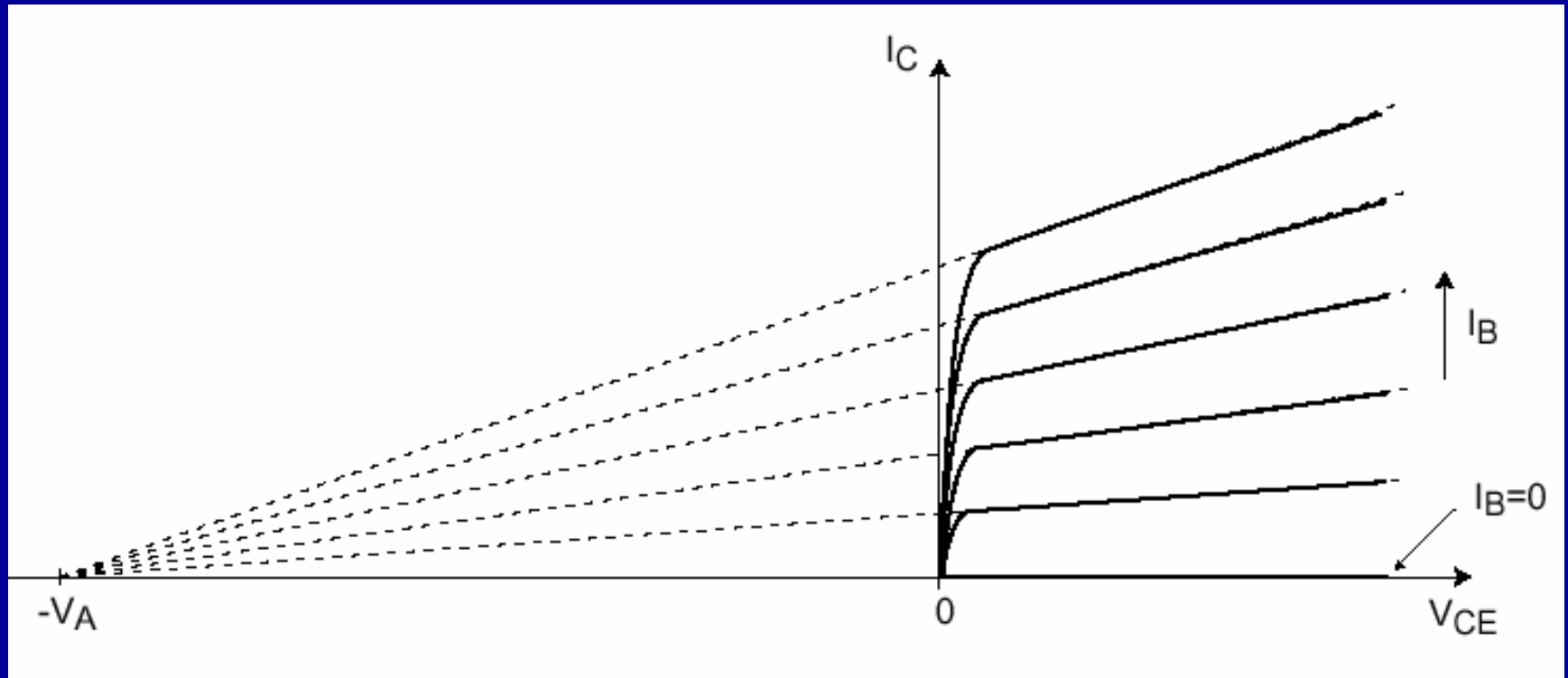
$$\frac{\partial I_C}{\partial V_{bc}} = -I_C N_b(w_b) \left[ \frac{1}{\int_0^{W_b} N_b(x) dx} \frac{\partial W_b}{\partial V_{bc}} \right] = -I_C/V_A$$

$V_A$  称为 *Early* 电压, 可表示为

$$V_A = \frac{\int_0^{W_b} N_b(x) dx}{N_b(w_b) \frac{\partial W_b}{\partial V_{bc}}}$$

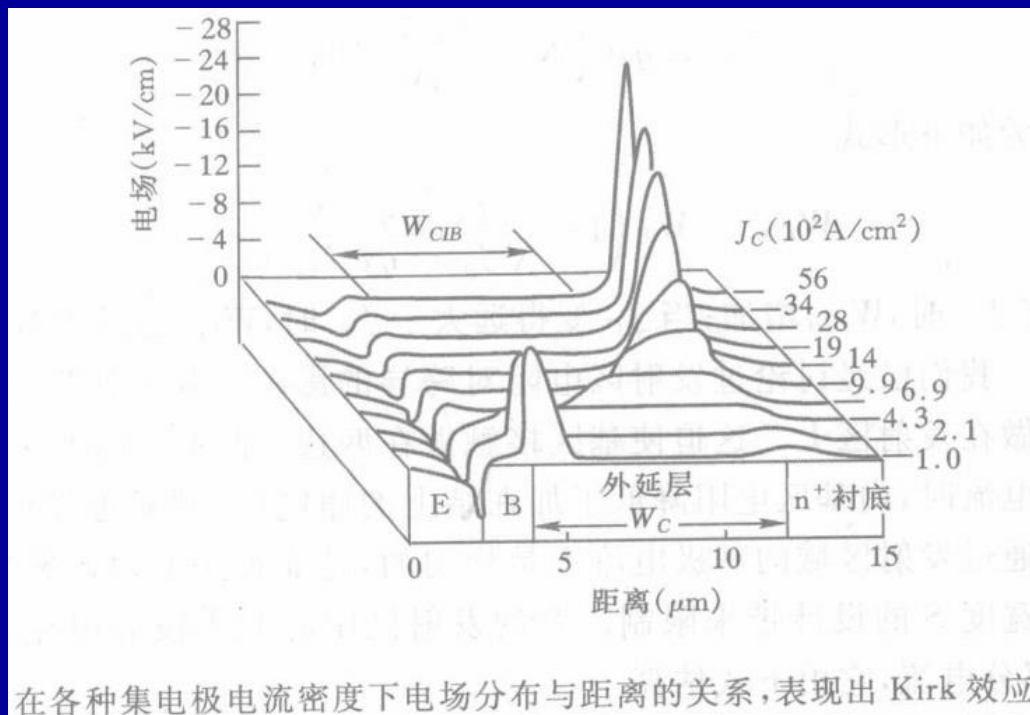
### 3、基区宽度调制效应

实际上， $V_A$ 与 $V_{bc}$ 近似无关，一般利用共发射极输出特性曲线的切线来确定 $V_A$ ， $V_A$ 越小 $Early$ 效应越明显。



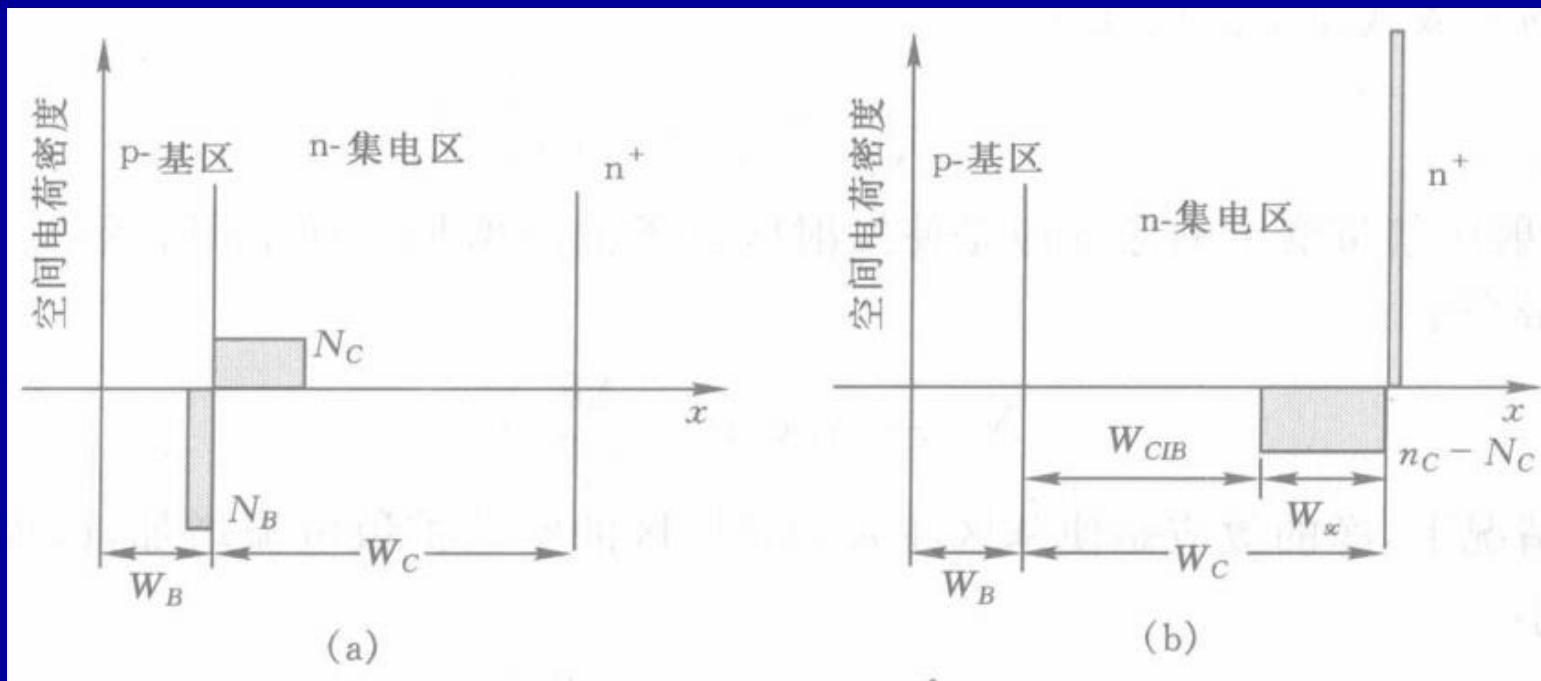
基区宽度调制效应：发射极输出曲线 $I_C$ - $V_{ce}$ 在放大区不饱和！

## 4、基区展宽效应



在大电流状态下, 具有轻掺杂集电区的BJT, 其集电区内的净电荷将发生显著的变化, 同时, 集电结中的高场区移位到集电区的 $n^+$ 衬底, 有效基区宽度从  $W_B$  增加到了  $(W_B + W_C)$ 。这种高场移位的现象称为基区展宽效应, 是 Kirk 于1962年首先提出来的, 所以也被称为 Kirk 效应。

## 4、基区展宽效应



电流感生基区宽度 $W_{CIB}$ 依赖于集电区掺杂浓度和**集电极电流密度**，在**高电流密度**下，注入的电子浓度 $n_C$ 高于集电区掺杂浓度 $N_C$ 时，集电区净电荷密度改变，结果使得**集电结被移动到集电区内**，结的正电荷层在 $n^+$ 衬底中形成，负电荷层在集电区中形成。

## 4、基区展宽效应

近似情况下，注入的电子浓度  $n_c$  与集电极电流密度间的关系为

$$J_C = qn_c v_s \quad \text{假设高场下电子以饱和速度 } v_s \text{ 运动}$$

净空间电荷密度变为  $n_c - N_C$ ， $n^+$  衬底附近的空间电荷区宽度为

$$W_{sc} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s V_{CB}}{q(n_c - N_C)}}$$

因此

$$W_{CIB} = W_C - W_{sc} = W_C - \sqrt{\frac{2\varepsilon_s v_s V_{CB}}{J_C - qN_C v_s}}$$

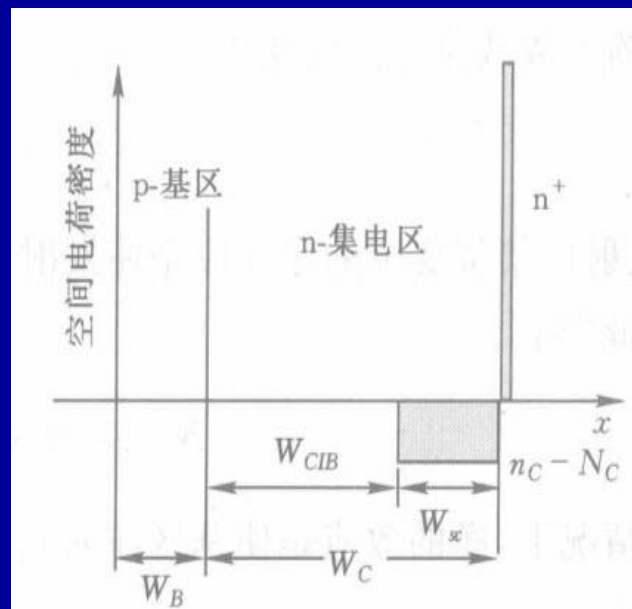
令  $W_{CIB}=0$ ，可得 *Kirk* 效应临界电流密度

$$J_K = qv_s \left( N_C + \frac{2\varepsilon_s V_{CB}}{qW_C^2} \right)$$

$W_{CIB}$  可重新写为

$$W_{CIB} = W_C \left( 1 - \sqrt{\frac{J_K - qN_C v_s}{J_C - qN_C v_s}} \right)$$

当  $J_C$  大于  $J_K$  时， $W_{CIB}$  增加；当  $J_C$  远大于  $J_K$  时， $W_{CIB}$  趋近于  $W_C$

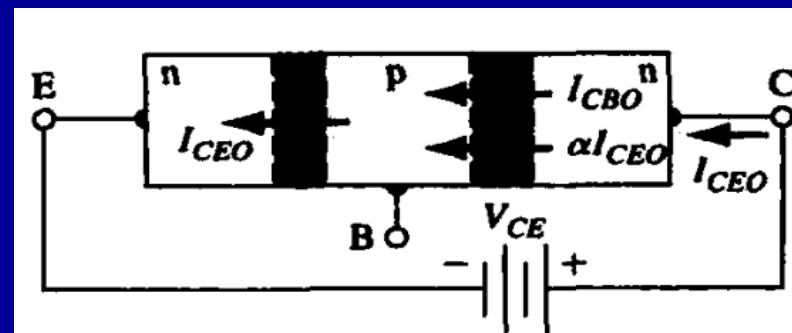
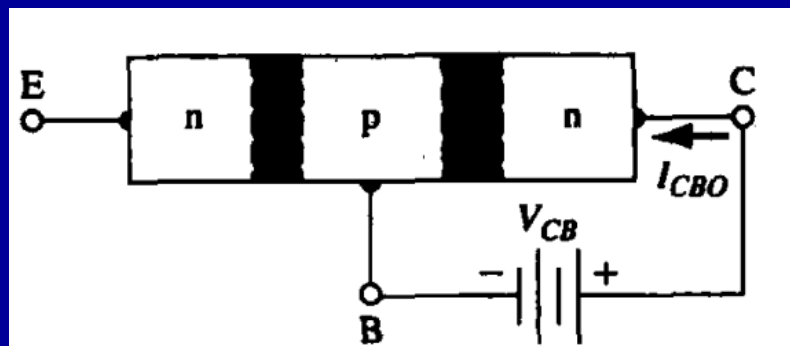


## 5、雪崩倍增效应

在放大状态下，当 $V_{bc}$ （共基极接法中的基极-集电极偏压）或 $V_{ce}$ （共发射极接法中的集电极-发射极偏压）超过集电结或发射结**临界击穿电压**时，BJT集电极电流 $I_C$ 急剧增加，这种现象称为**雪崩击穿**，其原因是集电结和发射结耗尽区内的电场太强而产生大量的电子-空穴对（雪崩倍增）。

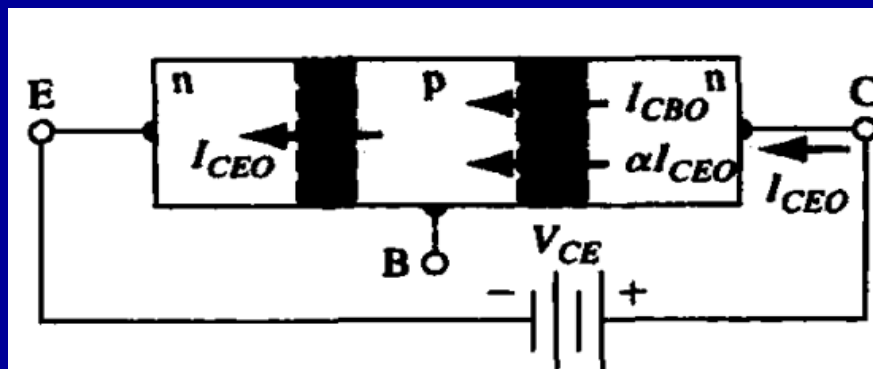
## 5、雪崩倍增效应

BJT雪崩倍增效应一个重要的参数是击穿电压，在讨论击穿电压之前先分析BJT共基极接法下发射极开路模式和共发射极接法下基极开路模式。



上面左图是共基极接法下发射极开路集电结反偏的NPN型BJT，发射极电流为0，集电极电流和基极电流相等，均等于集电结反偏电流 $I_{CBO}$ 。上面右图是共发射极接法下基极开路的NPN型BJT，这时集电区电位高于基区，集电结处于反偏状态，基极电流为0，发射极电流和集电极电流相等为 $I_{CEO}$ 。

## 5、雪崩倍增效应

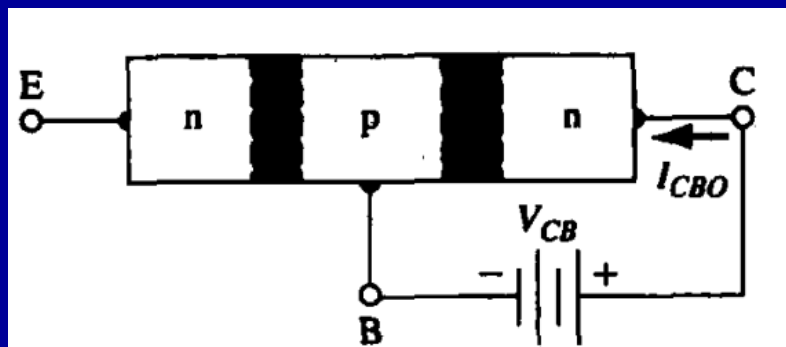


上图中电流 $I_{CBO}$ 是反偏集电结电流，它的一部分是由从集电区流向基区中的空穴形成的。进入基区的空穴流使发射区显正电性，从而发射结正偏。正偏发射结产生电流 $I_{CEO}$ ，从发射区注入到基区的电子电流是其主要部分。注入的电子在基区中向集电结扩散过程中会被复合掉一部分，当电子扩散到集电结边缘时会被电场**扫入**集电区，因此集电区存在一部分电流，其大小为 $\alpha_0 I_{CEO}$  ( $\alpha_0$ 为共基极直流电流增益)，于是集电极电流 $I_{CEO}$ 表示为

$$I_{CEO} = \alpha_0 I_{CEO} + I_{CBO}$$



## 5、雪崩倍增效应



当BJT处于上图所示的接法时，击穿时的电流 $I_{CBO}$ 变为 $MI_{CBO}$ ，这里 $M$ 是倍增因子。倍增因子的一种经验化的近似表达式为

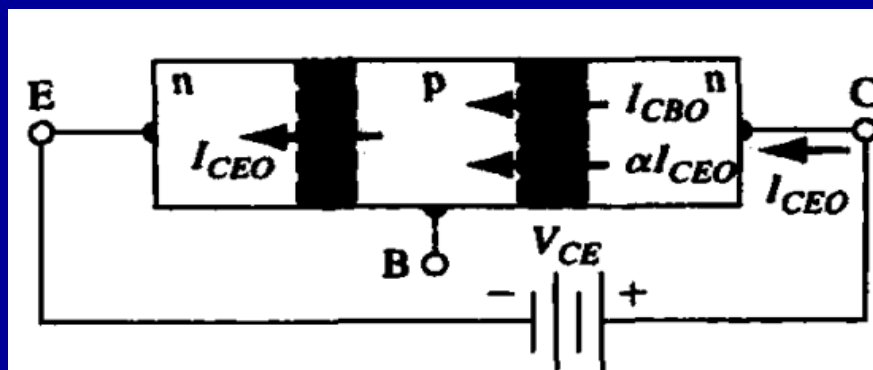
$$M = \frac{1}{1 - (V_{CB}/BV_{CBO})^n}$$

其中 $n$ 是经验常数，通常介于3~6之间， $BV_{CBO}$ 表示集电结的击穿电压，对于集电区掺杂远低于基区掺杂的情形， $BV_{CBO}$ 可近似表示为

$$BV_{CBO} \approx \frac{\epsilon_s \epsilon_c^2}{2qN_c}$$

$\epsilon_c$ 是临界击穿场强， $N_c$ 是集电区掺杂浓度

## 5、雪崩倍增效应



当BJT处于上图所示的接法时，集电结击穿时， $I_{CEO}$ 倍增，有

$$I_{CEO} = M(\alpha_0 I_{CEO} + I_{CBO})$$

集电结击穿时对应的条件是 $\alpha_0 M = 1$ ，联立 $M$ 的经验公式（ $V_{CB}$ 换成基极开路时的集电结击穿电压 $BV_{CEO}$ ）

$$M = \frac{1}{1 - (V_{CB}/BV_{CBO})^n}$$

可得到

$$BV_{CEO} = BV_{CBO}(1 - \alpha_0)^{1/n}$$

## 6、基区穿通效应

在基区宽度很小或基区掺杂浓度很低的情形下，有可能在集电结发生雪崩击穿之前，集电结的耗尽区已经扩展到同发射结的耗尽区会合，即中性基区宽度  $W_B$  下降到零，这就是基区穿通效应，相应的集电结电压称为穿通电压，以  $V_{PT}$  表示。一旦基区穿通，发射区的电子直接受集电结的电场作用，相当于集电极与发射极短路，电流迅速增大。

假设基区和集电区都是均匀掺杂，根据第二章  $pn$  结耗尽层宽度的公式，集电结耗尽层在基区中所占的宽度为

$$d = \left[ \frac{2\epsilon_s}{q} \frac{N_c}{N_B(N_B + N_c)} (V_{CB} + V_{bi}) \right]^{1/2}$$

$d = W_B$  时基区穿通，相应的  $V_{CB}$  等于  $V_{PT}$ ，忽略集电结内建电势  $V_{bi}$ ，得

$$V_{PT} \approx \frac{2\epsilon_s}{q} \frac{N_B}{N_c} (N_B + N_c) W_B^2$$

$N_C \ll N_B$  时

$$V_{PT} \approx \frac{\epsilon_s}{2q} \frac{N_B^2}{N_c} W_B^2, N_c \ll N_B$$

对于一定的基区宽度  $W_B$ ，只有基区掺杂浓度  $N_B$  较大时才能防止基区穿通。

## 7、产生复合电流效应

实际晶体管在集电结反向偏压下，耗尽层存在产生电流，而发射结正偏，耗尽层内有复合电流。

发射结偏压  $V_{BE}$  十分小时，耗尽层的复合电流在基极电流中占主导地位，即  $I_B \approx I_{rE}$  且随  $\exp(qV_{BE}/mkT)$  变化；而集电极电流主要来自注入基区的电子电流， $I_C \approx I_{nE}$  且随  $\exp(qV_{BE}/kT)$  变化。

所以在低的发射结偏压下  $\beta_0$  的变化趋势是

$$\beta_0 \approx \frac{I_C}{I_B} \propto \frac{\exp(qV_{BE}/kT)}{\exp(qV_{BE}/mkT)} \propto \exp\left[\frac{qV_{BE}}{kT}\left(1 - \frac{1}{m}\right)\right] \propto I_C^{1-\frac{1}{m}}$$

## 8、大注入效应

当  $V_{BE}$  增大使得注入到基区的少数载流子浓度接近基区多数载流子浓度（大注入条件），发射效率  $\gamma$  降低，导致  $\beta_0$  降低，这种效应称为大注入效应，也称为 *Webster* 效应。

大注入相当于增加了基区的浓度，会改变基区的电导，这称为基区电导调制效应

以 *NPN* 管为例来说明基区电导调制效应：

由基区电中性要求，基区中多子与少子分布相同，即满足

$$\frac{dn_B(x)}{dx} = \frac{dp_B(x)}{dx} \quad \text{和} \quad p_B(x) = p_{B0} + n_B(x) = N_B + n_B(x)$$

考虑到基区大注入的少子对多子分布带来的影响后，基区电导率为

$$\sigma_B = q\mu_{pB}(N_B + n_B(x))$$

考虑大注入效应后  $I_C \approx I_{nE} \propto \exp(qV_{BE}/2kT)$  且  $I_B \approx I_{pE} \propto \exp(qV_{BE}/kT)$

所以可以得到

$$\beta_0 \approx \frac{I_C}{I_B} \propto \frac{\exp(qV_{BE}/2kT)}{\exp(qV_{BE}/kT)} \propto \exp\left[-\frac{qV_{BE}}{2kT}\right] \propto I_C^{-1}$$

# 9、产生复合效应和大注入效应对 $\beta_0$ 的影响

$\beta_0$  可写成 
$$\beta_0^{-1} = \frac{I_{pE} + I_{rE} + I_{rB}}{I_{nC}} \approx \frac{I_{pE}}{I_{nE}} + \frac{I_{rE}}{I_{nE}} + \frac{I_{rB}}{I_{nE}} \quad (I_{nC} \approx I_{nE})$$

考虑产生复合效应 
$$\frac{I_{rE}}{I_{nE}} = a_1 I_C^{\frac{1}{m}-1}$$

考虑大注入效应 
$$\frac{I_{pE}}{I_{nE}} = a_3 I_C$$

综合考虑两种效应

$$\beta_0^{-1} = a_1 I_C^{\frac{1}{m}-1} + a_2 + a_3 I_C$$

式中  $a_1$ 、 $a_2$ 、 $a_3$  与  $I_C$  无关，只决定于器件的工艺参数

小电流下

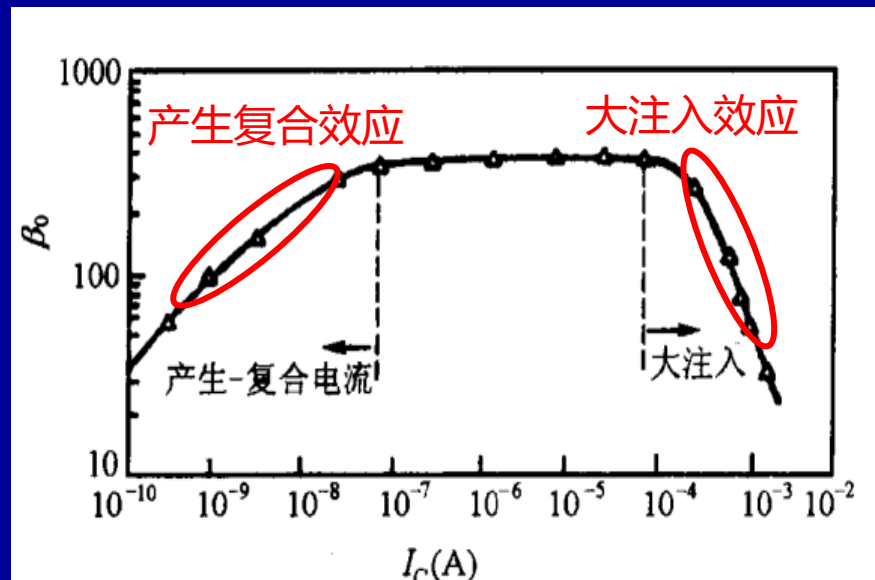
$$\beta_0 \propto I_C^{1-\frac{1}{m}}$$

中等电流下

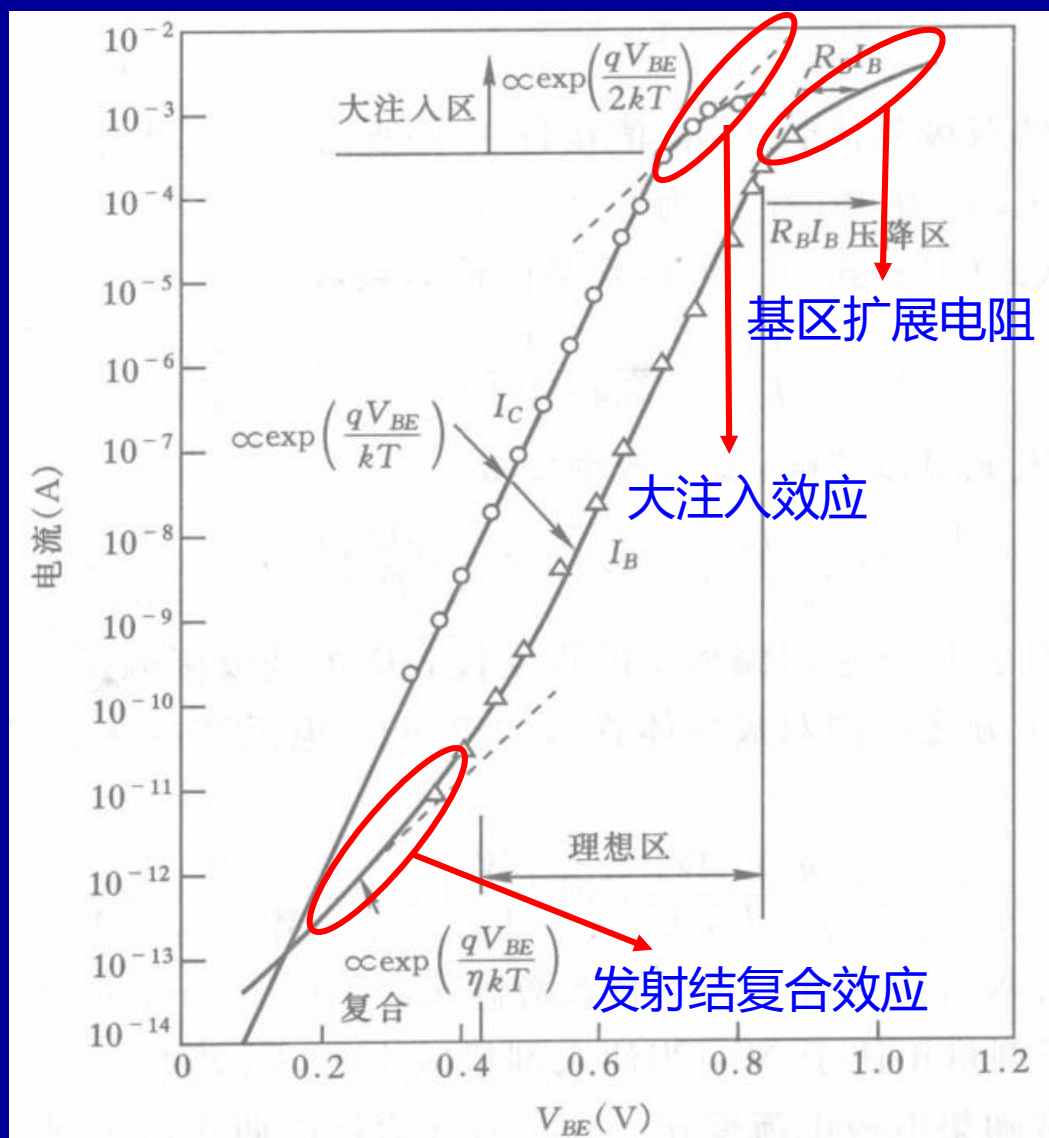
$\beta_0$  与  $I_C$  无关

大电流下

$$\beta_0 \propto I_C^{-1}$$



# 对理想电流曲线的修正



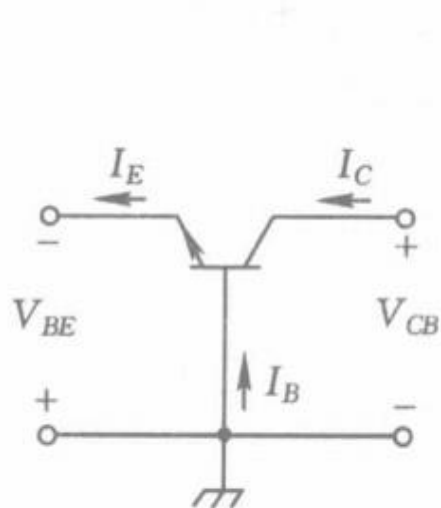
## 3.2.3 BJT的输入输出特性

### BJT 在电路中的三种连接方式

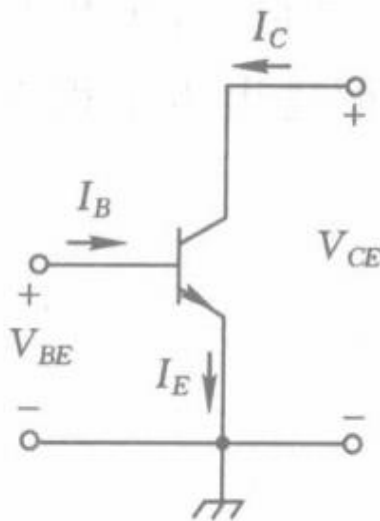
- ◆ 晶体管应用在电路中可以有三种连接方式。这三种连接方式中应用最广的是共发射极连接，因为它具有大的电流增益和功率增益
- ◆ 而共基极连接具有更高些的截止频率。
- ◆ 共集电极连接运用很少。故在此主要讨论共基极和共发射两种连接。



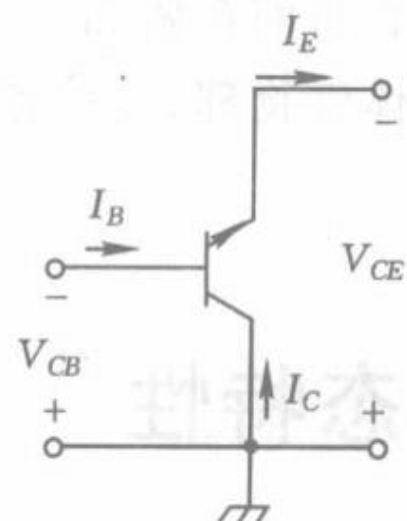
# NPN管在电路中的三种接法



(a)



(b)

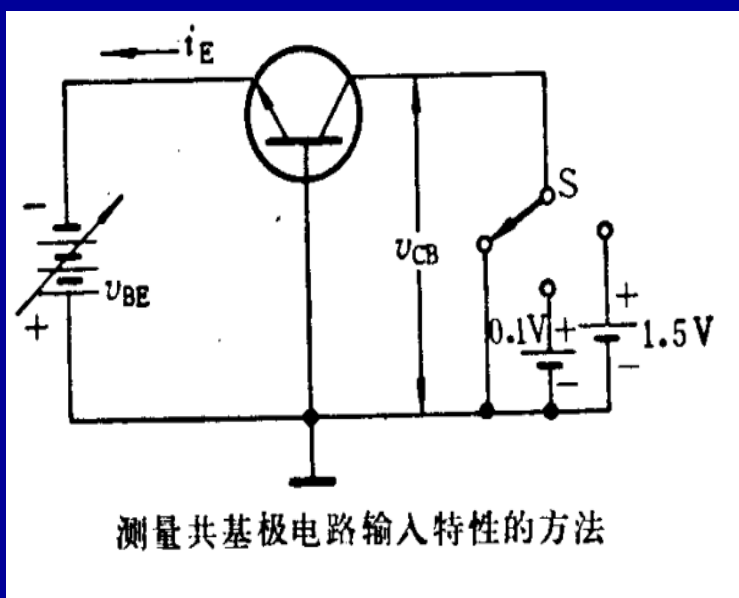


(c)

(a)共基极;(b)共发射极;(c)共集电极

# NPN晶体管共基极输入特性

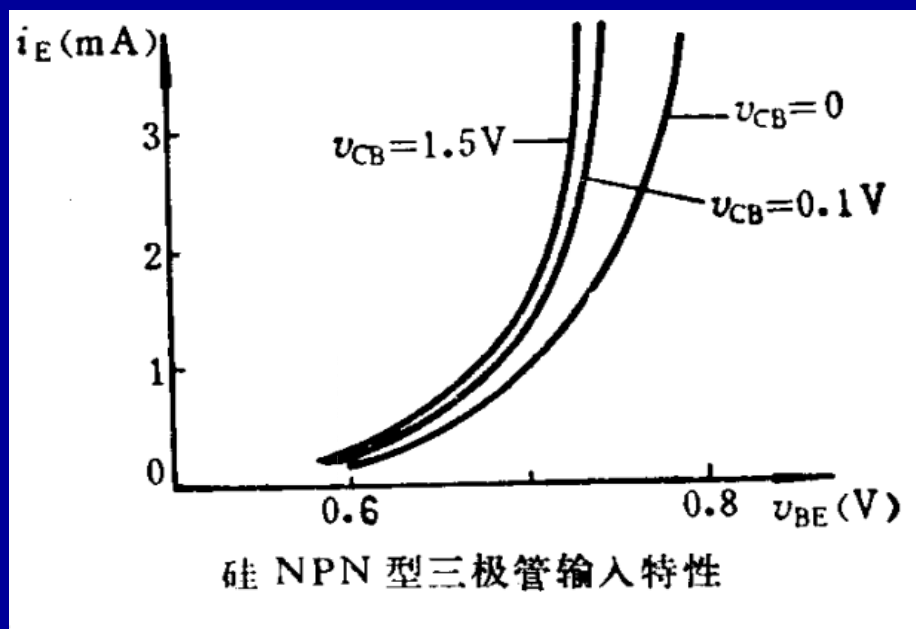
在实际应用中，晶体管的发射极、基极常作为输入端点。测出输入端点的电流  $I_E$  对输入电压  $V_{BE}$  依赖关系对设计电路很有帮助。在  $V_{CB}$  一定时， $I_E$  对  $V_{BE}$  的依赖关系称为晶体管的共基极输入特性。



测量共基极电路输入特性的方法：

取基极为电压参考点。首先在  $V_{CB}=0$  的情况下，测出电流  $I_E$  与电压  $V_{BE}$  之间的变化关系曲线，然后改变  $V_{CB}$  再分别测出  $I_E$  与  $V_{BE}$  之间的变化关系曲线

# NPN晶体管共基极输入特性

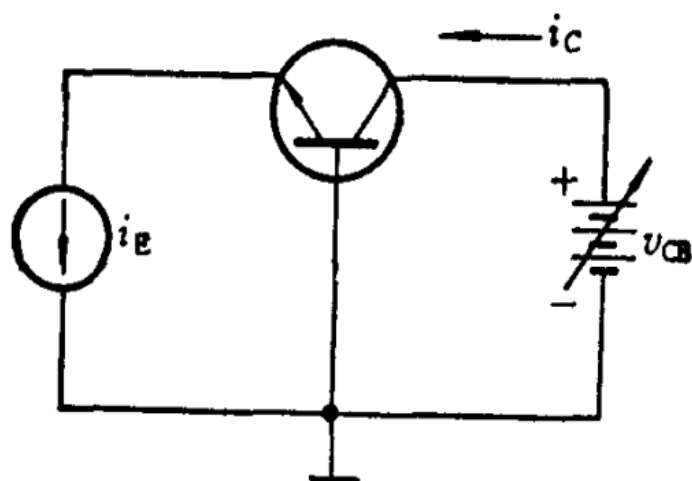


根据图及放大偏置下  $I_E$  的表达式可分析输入特性： $I_E$  随  $V_{BE}$  指数上升，与正向PN结特性一致，随着  $V_{CB}$  增加， $I_E$  随  $V_{BE}$  而上升得更快，这是由于基区宽度  $W_B$  随  $V_{CB}$  增加而减小，从而导致  $I_E$  增大。可将共基极输入特性曲线写成如下数学形式：

$$I_E = f(V_{BE})|_{V_{CB}=\text{常数}}$$

# NPN晶体管共基极输出特性

晶体管的集电极、基极常作为输出端点。在 $I_E$ 一定时,  $I_C$ 对输出电压 $V_{CB}$ 的依赖关系称为晶体管的共基极输出特性。



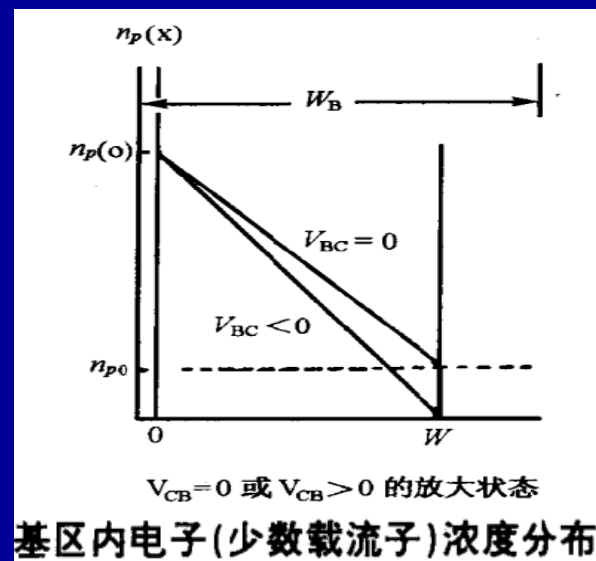
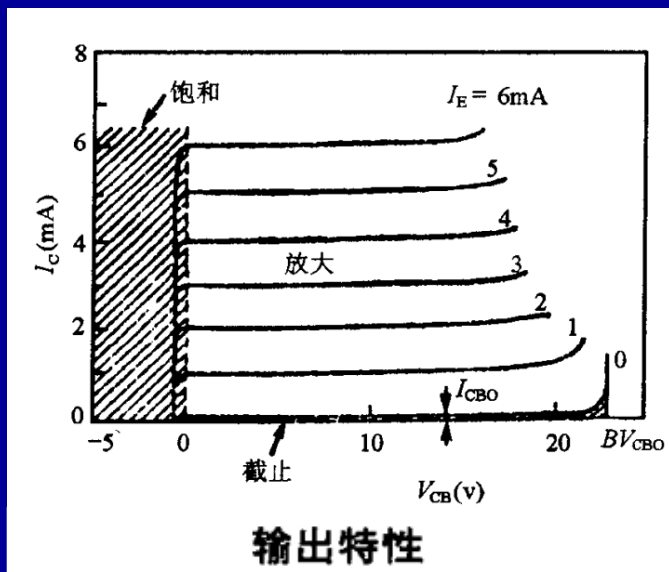
测量共基极电路输出特性的方法

测量共基极电路输出特性的方法:

先令发射极开路, 改变  $V_{CB}$ , 测出不同  $V_{CB}$  时的  $I_C$ 。然后令  $I_E$  为一系列的定值, 再测  $I_C$  与  $V_{CB}$  的关系共基极电路的输出特性通常写成一下数学形式:

$$I_C = f(V_{CB})|_{I_E=\text{常数}}$$

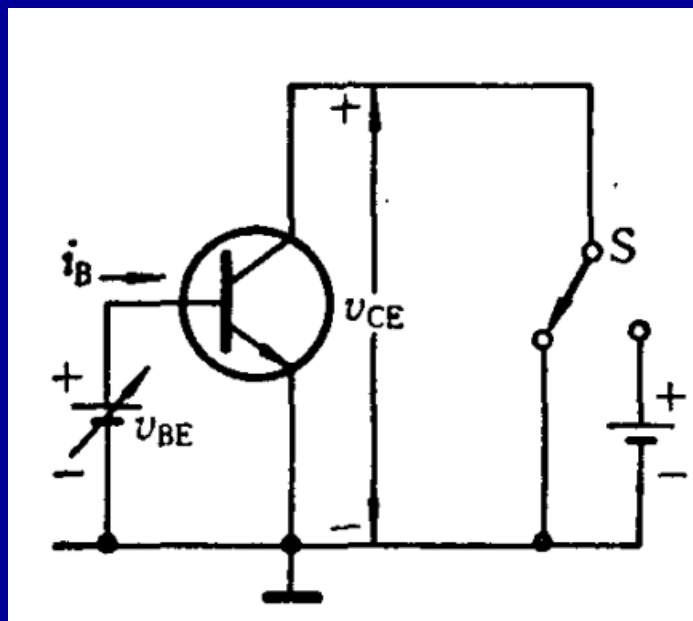
# NPN晶体管共基极输出特性



共基极输出特性分析：在放大区  $I_C$  基本上等于  $I_E$ （即  $\alpha_0 \approx 1$ ），不依赖于  $V_{CB}$ 。 $V_{CB}$  为0时， $I_C$  还是基本上等于  $I_E$ ，集电极仍然抽取电子。从右图看到从  $V_{CB} > 0$  变到  $V_{CB} = 0$ ，集电结边缘W处的电子浓度只有微小的变化，所以整个放大区内  $I_C$  基本保持不变。在  $V_{CB}$  下降到0以后  $I_C$  才逐步下降到0，这是由于只有当集电结处于正偏状态后，才能阻止由发射区注入基区的空穴流向集电区。此时，晶体管进入饱和区。 $I_E = 0$  时  $I_C = I_{CBO}$ ，即集电结反向饱和电流，晶体管进入截止区。当  $V_{CB}$  增大到某一数值时，集电极电流迅速增加，通常时集电结雪崩击穿所致。

# NPN晶体管共发射极输入特性

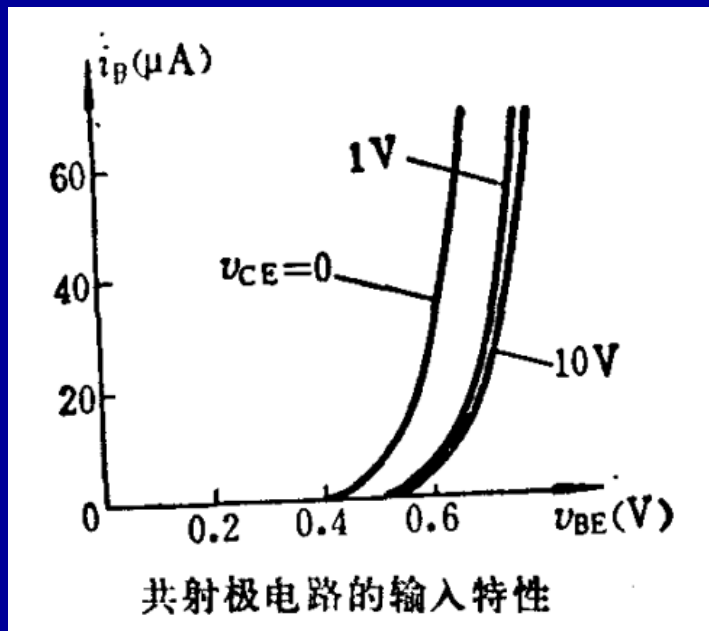
晶体管的发射极、基极常作为输入端点。在  $V_{CE}$  一定时,  $I_B$  对  $V_{BE}$  的依赖关系称为晶体管的共发射极输入特性。



测量共发射极电路输入特性的方法：  
取发射极为电压参考点。令  $V_{CE}$  为一系列的定值，测得  $I_B$  对  $V_{BE}$  的关系。  
输入特性数学形式为：

$$I_B = f(V_{BE})|_{V_{CE}=\text{常数}}$$

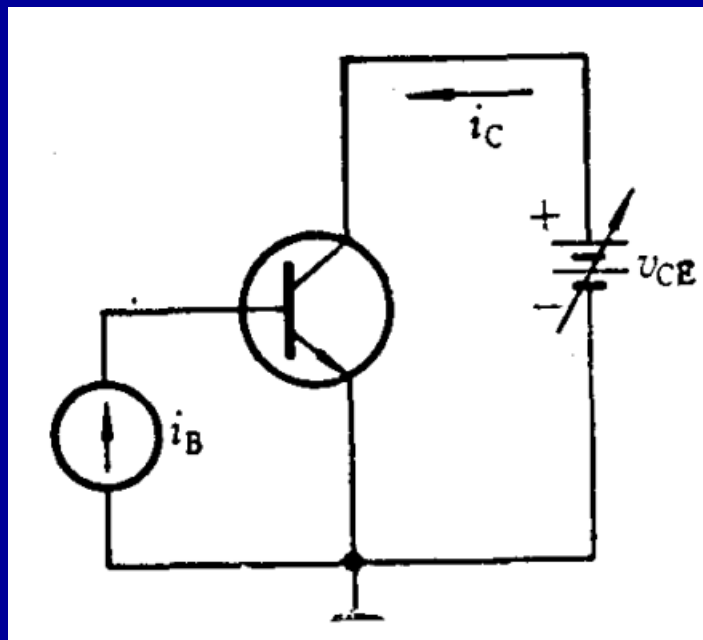
# NPN晶体管共发射极输入特性



共发射极输入特性分析：与正向  $PN$  结特性一致，随着  $V_{CE}$  增加， $I_B$  减小。这是由于增加  $V_{CE}$  会使  $W_B$  减小，基区中的复合电流减小，从而使  $I_B$  减小；至于  $V_{BE} = 0$  时， $I_B$  不为 0，这是由于此时  $V_{CB} \neq 0$ ，集电结有  $I_{CBO}$  流过，使  $I_B = -I_{CBO}$ 。

# NPN晶体管共发射极输出特性

晶体管的集电极、发射极常作为输出端点。在  $I_B$  一定时,  $I_C$  对输出电压  $V_{CE}$  的依赖关系称为晶体管的共发射极输出特性。



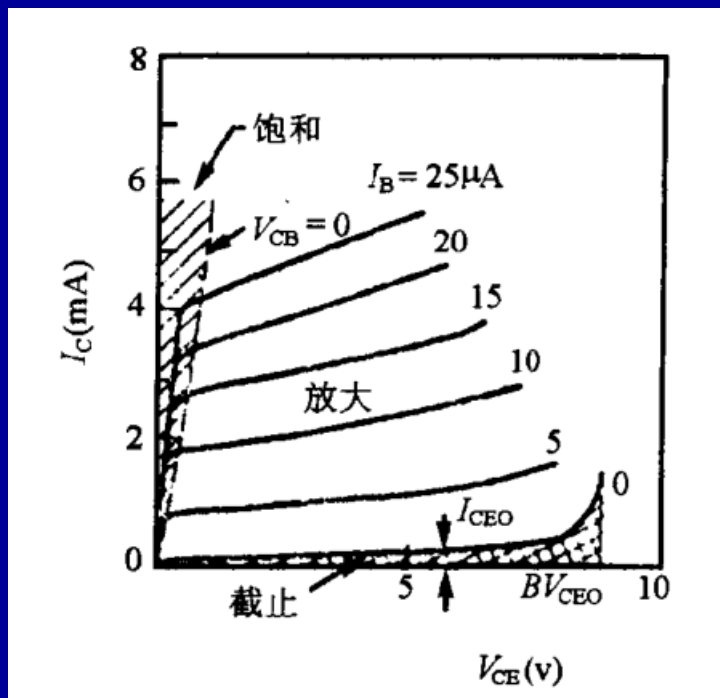
测量共发射极电路输出特性的方法:

令  $I_B$  为一系列定值, 测得  $I_C$  对  $V_{CE}$  的关系, 共发射极的输出特性通常写成一下数学形式:

$$I_C = f(V_{CE})|_{I_B=\text{常数}}$$



# NPN晶体管共发射极输出特性



共发射极输出特性分析：当  $I_B=0$  时，流过晶体管的电流为  $I_{CEO}$ ，随着  $I_B$  增加， $I_C$  以  $\beta_0 I_B$  的规律上升；且随着  $V_{CE}$  增加  $I_C$  略上升，这是由于 Early 效应（ $W_B$  减小而使  $\beta_0$  增大）的结果；当  $V_{CE}$  减小到一定值（对硅管来说，该值约为 0.7V）而使集电结转为正偏后， $I_C$  迅速下降，此时，晶体管进入饱和区。

# 晶体管输出特性总结

- ◆ 晶体管输出特性分为三个区域：放大区，饱和区及截止区。
- ◆ 放大区的晶体管，发射结处于正偏，集电结处于反偏；饱和区工作的晶体管，发射结和集电结均处于正偏；截止区工作的晶体管，发射结和集电结都为反偏。