

# Hinweise für den Versuch

## Transistorgrundschaltungen

---

### Allgemeines:

- 1) In der Vorbereitungsmappe steht das Wichtigste bereits am Anfang. Die kodierte Fachliteratur muss man nicht gelesen haben, darf man aber.
- 2) Millimeterpapier müsst ihr nicht extra besorgen, üblicherweise ist Papier da. Wenn ihr bereits einen Block davon habt - bitte mitbringen.
- 3) Für die Schaltungen verwendet bitte so kurze Kabel wie möglich. Die Schaltungen sind recht anfällig für Störungen und jedes Kabel wirkt als Antenne.
- 4) Geschickte Einteilung des Kennlinienfeldes:
  - i)  $I_B$  von 0  $\mu\text{A}$  bis 250  $\mu\text{A}$  (bei den Ausgangskennlinien ist der Basisstrom deutlich höher)
  - ii)  $U_{BE}$  von 0,6 V bis 0,8 V (Skala brechen)
  - iii)  $U_{CE}$  von 0 V bis 15 V
  - iv)  $I_C$  von 0 mA bis 50 mA

### Vorbereitung

Fragen, die ihr beantworten können solltet (schriftlich und bei der Abfrage):

- 1) Was ist ein Halbleiter, was bedeutet Dotieren?
- 2) Wie funktioniert die Diode, der Transistor?
- 3) 4-er Kennlinienfeld, wie sehen Kurven aus, was für dynamische Kenngrößen können wo und wie abgelesen werden?
- 4) Für die erwarteten Kenngrößen  $Z_a$ ,  $Z_e$  und  $v$  gibt es Formeln in der Mappe und auch Werte für die Transistorkenngrößen  $r_b$ , usw. Mit den Werte könnt ihr die Kenngrößen schon im Voraus berechnen, anschließend nur noch gemessene Werte mit Rechnung vergleichen. Oder am Versuchstag mit ermittelten Werten  $r_b$ , usw. die Rechnungen durchführen.
- 5) Wie funktioniert die Emitterschaltung, welche Funktion haben die einzelnen Bauelemente?
- 6) Messung der Ein- und Ausgangsimpedanz: Ihr habt nur ein Poti, und das ist schon verbaut. Nicht umsonst ist die Rechnung in der Mappe!

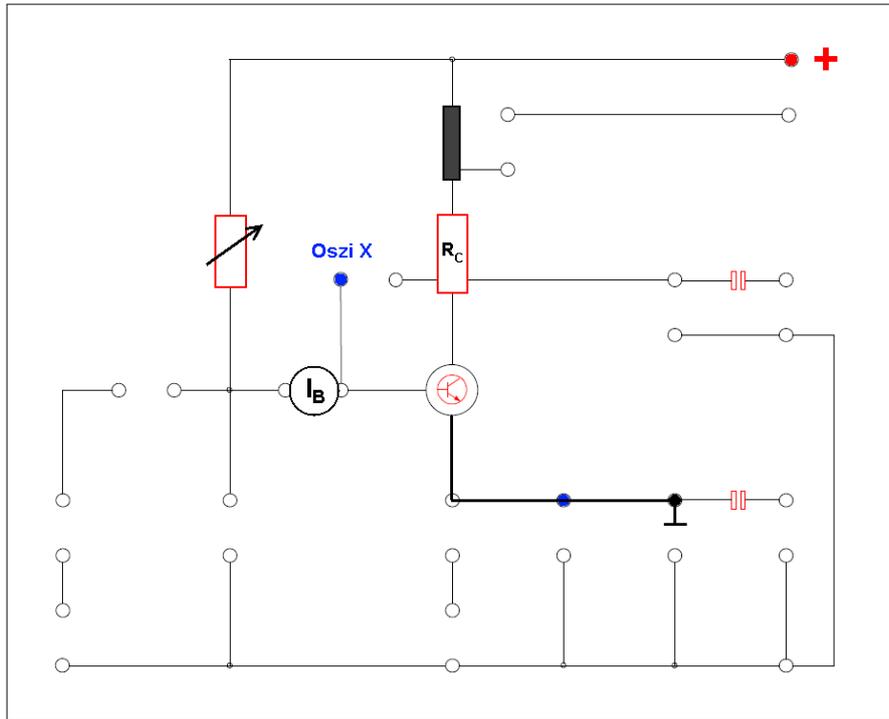


Abbildung 10: Beispielaufbau für Eingangskennlinie

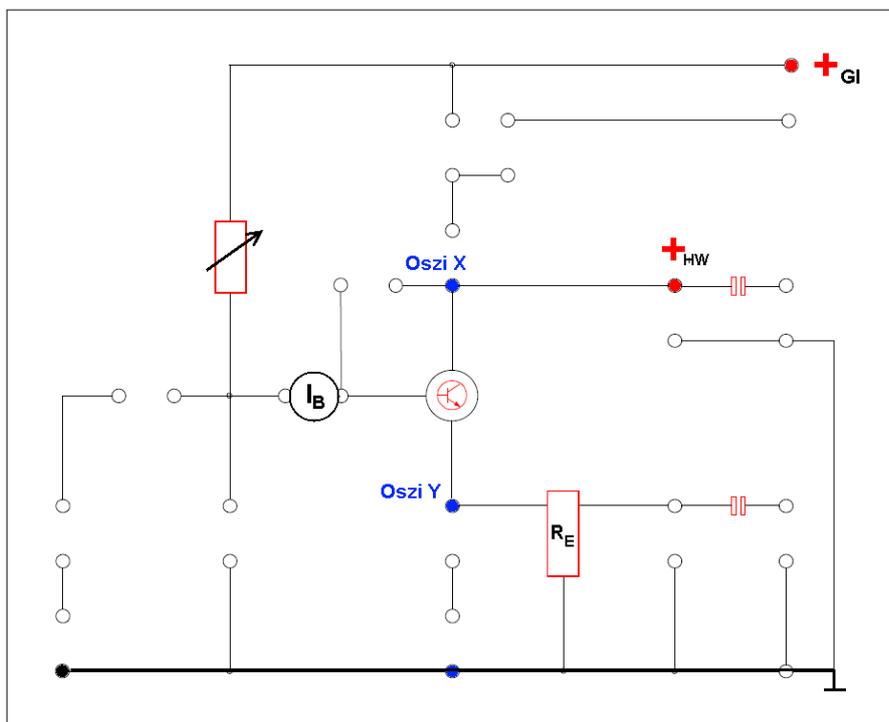


Abbildung 11: Beispielaufbau für Ausgangskennlinie

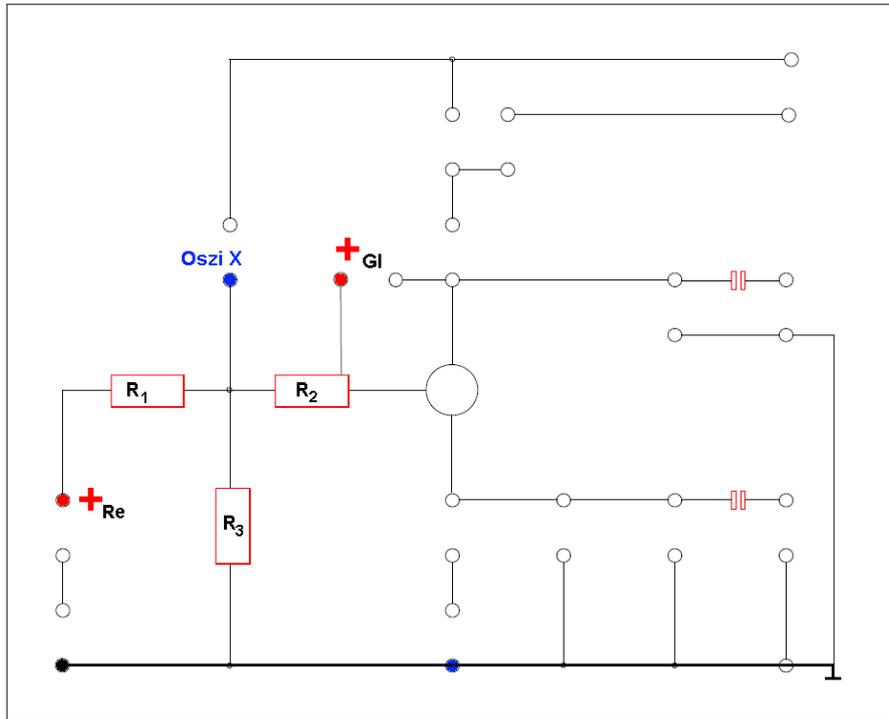


Abbildung 12: Beispielsaufbau für Überlagerungstheorem

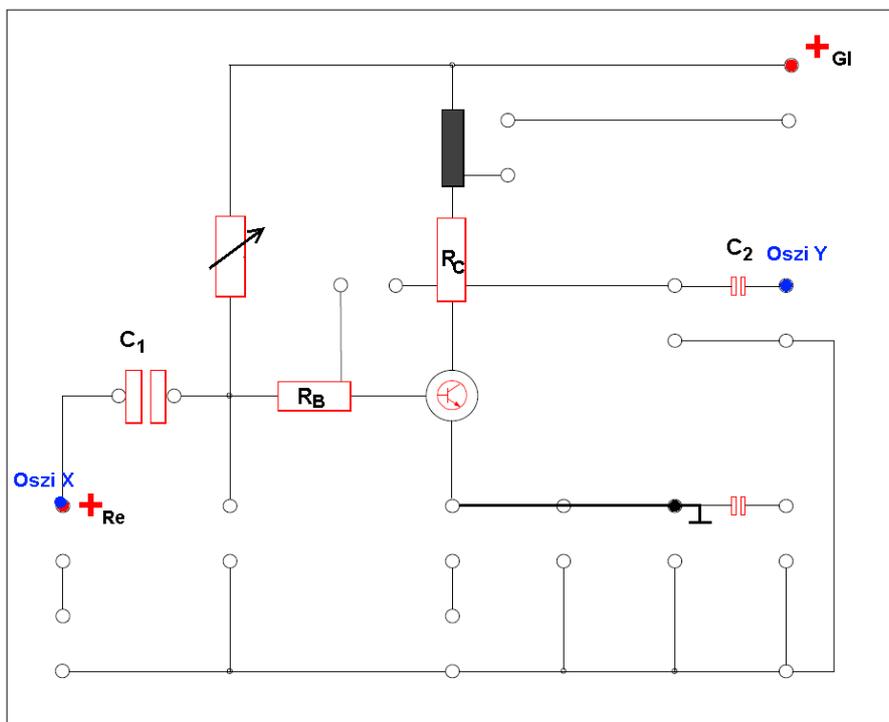


Abbildung 13: Beispielsaufbau für Verstärkungsfaktorbestimmung

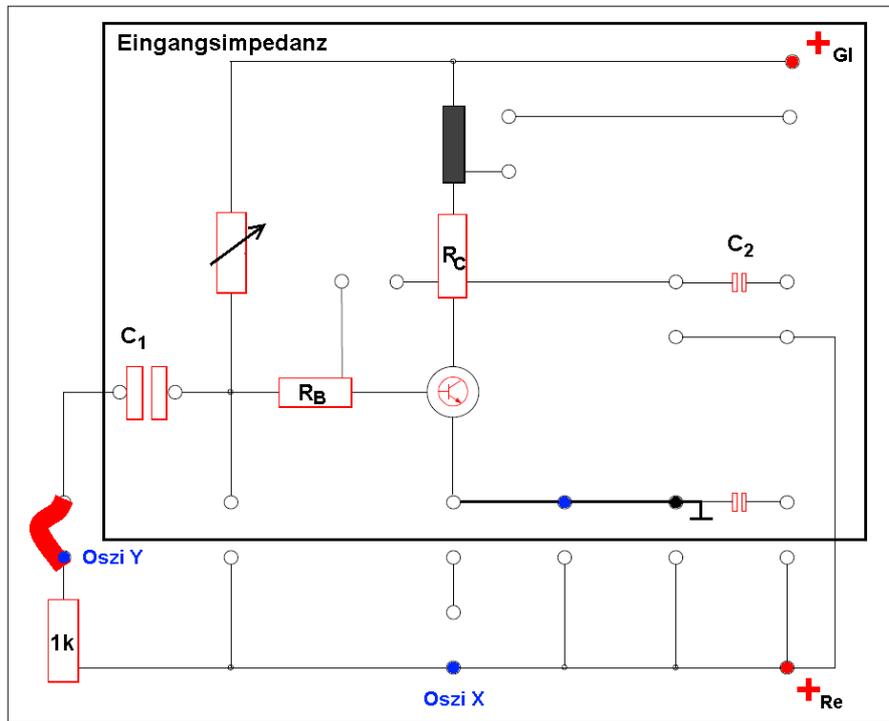


Abbildung 14: Beispielsaufbau für Eingangsimpedanzbestimmung

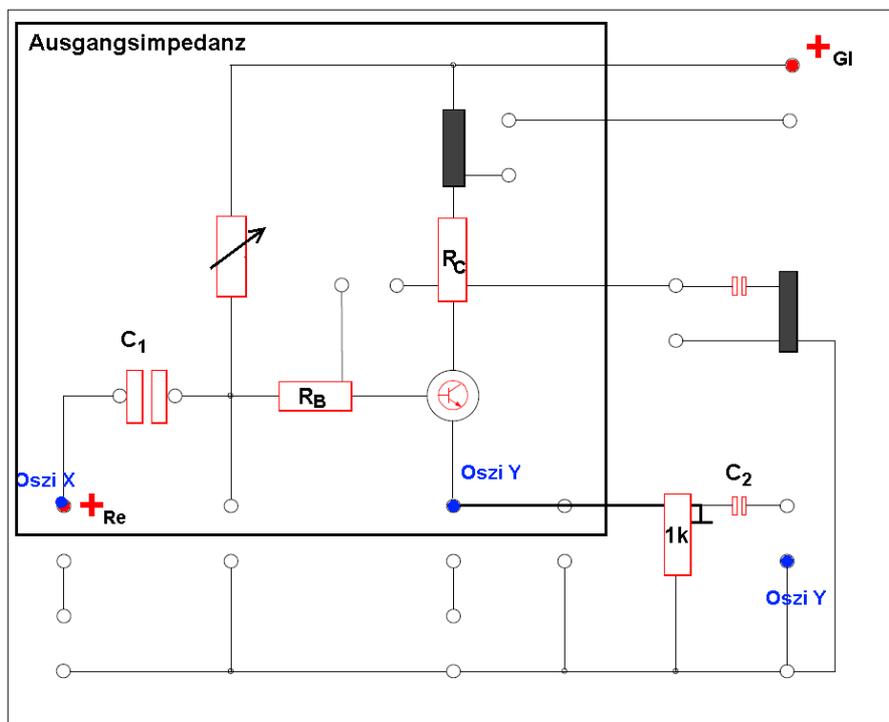


Abbildung 15: Beispielsaufbau für Bestimmung von  $U_R$

# 1. Elektrizitätsleitung in reinen und in dotierten Halbleitern

## 1.1. Einführung

Elektrizität wird von manchen festen Stoffen sehr gut geleitet (elektrische Leiter), von anderen dagegen kaum (elektrische Isolierstoffe). Zur Stoffgruppe der **Leiter** gehören vor allem die Metalle. Sie leiten den elektrischen Strom so gut, weil in ihnen eine sehr große Anzahl leicht beweglicher Elektronen vorhanden ist (Genauerer unter 1.2).

Zu den festen in der Elektrotechnik verwendeten **Isolierstoffen** gehören: Glimmer, Glas, Porzellan, getränktes Papier, Baumwolle, Seide, Hartgummi, Kunststoffe aus Polymerisationsprodukten (z. B. Polystyrol) usw. In diesen Materialien sind vergleichsweise nur sehr wenige bewegliche Elektronen vorhanden.

Zwischen Leitern und Isolierstoffen liegen hinsichtlich ihrer elektrischen Leitfähigkeit die sogenannten **Halbleiter**. In den hier interessierenden **Elektronenhalbleitern** sind leichtbewegliche Elektronen vorhanden, deren Konzentration zwar deutlich größer als bei den Isolierstoffen, jedoch gleichzeitig viel kleiner als bei den Leitern ist. Der Leitwert der Halbleiter wird durch Verunreinigungen sehr stark beeinflusst. Zu den Elektronenhalbleitern gehören Germanium, Silizium, Verbindungen zwischen Stoffen der dritten und der fünften Gruppe des periodischen Systems der Elemente (sog. A III-B V-Verbindungen) sowie einige Metalloxyde.

Neben diesen Elektronenhalbleitern gibt es noch **Ionenhalbleiter**, in denen, wie der Name sagt, die Elektrizität mittels beweglicher Ionen transportiert wird. In den folgenden Betrachtungen sind mit „Halbleiter“ stets Elektronenhalbleiter gemeint.

Aus der **Leitfähigkeit**  $\kappa$  und den Abmessungen eines Körpers läßt sich sein Leitwert  $G$  bestimmen.

$$G = \kappa \cdot \frac{A}{l} \quad \begin{array}{l} A \text{ Querschnittsfläche} \\ l \text{ Länge} \end{array}$$

Im internationalen Einheitensystem hat der Leitwert die Einheit  $A/V = S$  (Siemens). Den Kehrwert des Leitwertes bezeichnet man als den elektrischen **Widerstand**  $R$ .

$$R = \frac{1}{G} = \frac{l}{\kappa \cdot A}$$

Der elektrische Widerstand hat die Einheit  $V/A = \Omega$  (Ohm). Den Kehrwert der Leitfähigkeit nennt man den spezifischen Widerstand  $\rho$ .

$$\frac{1}{\kappa} = \rho = R \cdot \frac{A}{l}$$

Für moderne Halbleiter-Bauelemente werden als Ausgangsmaterial vorzugsweise **Germanium**, **Silizium** und **A III-B V-Verbindungen** verwendet.

Andere Halbleitermaterialien werden bereits seit längerer Zeit in der Elektrotechnik angewendet. Erinnerung sei an Bleiglanz-Detektoren in alten Rundfunkempfängern, Selen-Netzgleichrichter und Kupferoxydul-Meßgleichrichter.

## 1.2. Elektrizitätsleitung in Metallen

Zur besseren Hervorhebung der Besonderheiten der Halbleiter wird zunächst der Leitungsmechanismus in Metallen kurz beschrieben. In Metallen ist, wie bereits erwähnt wurde, eine sehr große Zahl von leicht beweglichen sogenannten „freien“ Elektronen vorhanden. Es sind die Elektronen auf der äußersten Schale der Metallatome. Die Dichte  $n$  dieser freien Elektronen beträgt etwa  $5 \cdot 10^{22}$  pro Kubikzentimeter.

$$n = \frac{\text{Anzahl der freien Elektronen}}{\text{Metallvolumen}}$$

$$\approx 5 \cdot 10^{22} \quad \frac{1}{\text{cm}^3}$$

In Metallen ist die Dichte der freien Elektronen weitgehend unabhängig von der Temperatur. Die freien Elektronen führen im Metall eine

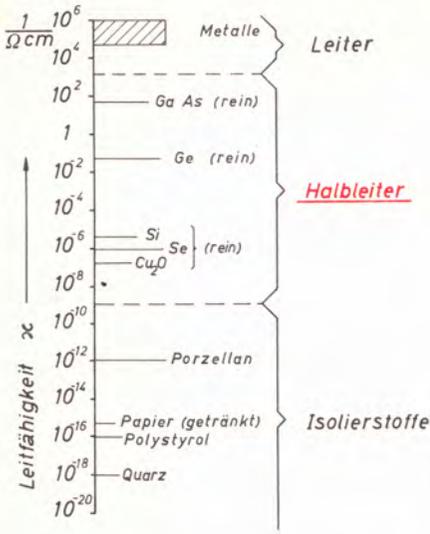


Bild 1.1 Leitfähigkeit einiger Leiter, Halbleiter und Isolierstoffe bei 20°C

ungeordnete Schwirrbewegung zwischen den Metallatomen aus. Die Metallatome selbst schwingen um eine Ruhelage. Legt man ein Metallstück, z. B. an einen Kupferdraht, eine elektrische Spannung, so überlagert sich der Schwirrbewegung der Elektronen eine Strömung in Richtung vom Minuspol zum Pluspol.

Dies ist der elektrische Strom. Infolge der sehr großen Elektronendichte  $n$  ergibt sich schon bei kleinen Spannungen eine erhebliche Stromstärke. Dies drückt sich aus in den hohen Werten der elektrischen Leitfähigkeit der Metalle (Bild 1.1).

Erhöht man die Temperatur eines Metalles, so nimmt die Schwingung der Metallatome und der Elektronen zu. Dadurch wird die gerichtete Strömung der freien Elektronen mehr behindert, d. h., bei Metallen nimmt mit steigender Temperatur der Leitwert ab. In der Elektrotechnik rechnet man anstelle des Leitwertes  $G$  vorzugsweise mit seinem Kehrwert, dem elektrischen Widerstand  $R$ . Der Widerstand von Metallen nimmt demnach mit steigender Temperatur zu.

Innerhalb begrenzter Temperaturbereiche ist diese Widerstandszunahme verhältnismäßig der Temperaturerhöhung. Hat der Widerstand eines Leiters bei der Anfangstemperatur  $t_1$  den Wert  $R_1$ , so ergibt sich bei Temperaturerhöhung auf den Wert  $t_2$  der Widerstand zu

$$R_{t_2} \approx R_{t_1} [1 + \alpha (t_2 - t_1)]$$

Darin ist  $\alpha$  der **Temperaturbeiwert**. Er ist bei Metallen positiv, da der Widerstand mit steigender Temperatur ja zunimmt. Er hat für die meisten Metalle bei der Anfangstemperatur  $t_1 = 20^\circ\text{C}$  angenähert den Wert 0,004 1/grd

$$\alpha_{20} \approx +0,004 \text{ 1/grd}$$

Der Widerstand eines Metalldrahtes nimmt demnach bei Temperaturerhöhung von 20°C auf 21°C um etwa 4‰ zu.

### 1.3. Elektrizitätsleitung in reinen Halbleitern (Eigenleitung)

Die Grundbegriffe der Stromleitung in Halbleitern werden nachstehend am Beispiel des Germaniums und des Siliziums erläutert. Sie gelten sinngemäß auch für die anderen Halbleitermaterialien.

Das Kurzzeichen für Germanium ist  ${}_{32}\text{Ge}$ . Die Zahl 32 ist die Ordnungs- oder Kernladungszahl, d. h., der Kern eines Germaniumatoms enthält 32 positive Elementarladungen.

In einem ungestörten Ge-Atom umkreisen 32 Elektronen (negative Elementarladungen) den Kern. Die Wirkungen der entgegengesetzten elektrischen Ladungen heben sich nach außen auf. Die Elektronen können sich im Atom nur auf bestimmten Bahnen bewegen. Auf jeder Bahn kann nur eine bestimmte Höchstzahl von Elektronen Platz finden. Die Verteilung der Elektronen auf die Bahnen im Germaniumatom zeigt Bild 1.2.

Auf der äußersten Bahn des Ge-Atoms befinden sich 4 Elektronen. Diese Elektronen der

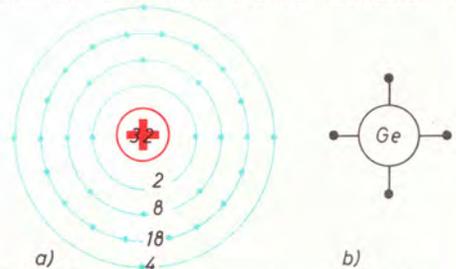


Bild 1.2 a) Germaniumatom mit Elektronenbahnen

b) Vereinfachte Darstellung des Germaniumatoms (Von der Hülle sind nur die Valenzelektronen gezeichnet.)

äußersten Bahn sind die Werkzeuge zur Verbindung gleicher oder verschiedenartiger Atome. Das Germaniumatom ist also hinsichtlich seines Bindungsvermögens vierwertig. Die Elektronen der äußersten Bahn bezeichnet man als **Wertigkeits-** oder **Valenzelektronen**. Die drei inneren Bahnen des Ge-Atoms sind voll mit Elektronen besetzt.

Das Kurzzeichen für Silizium ist  ${}_{14}\text{Si}$ . Hier ist also die Kernladungszahl 14, und es umkreisen 14 Elektronen den Kern. Die Verteilung auf die einzelnen Bahnen geht aus Bild 1.3 hervor.

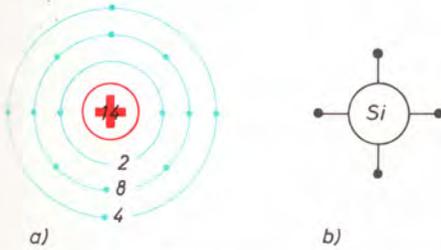


Bild 1.3 a) Siliziumatom mit Elektronenbahnen  
b) Vereinfachte Darstellung des Siliziumatoms

Auch beim Siliziumatom befinden sich also 4 Elektronen auf der äußersten Bahn. Silizium ist also ebenfalls vierwertig.

Ein aus sehr vielen Ge-Atomen bestehender Germaniumkristall kommt auf folgende Weise zustande: Jedes Ge-Atom verbindet sich mit 4 benachbarten Ge-Atomen, indem jedes seiner 4 Valenzelektronen sich mit je einem Valenzelektron der Nachbaratome verbindet (das gleiche gilt sinngemäß für Silizium).

Die Verbindung der Elektronen geschieht durch magnetische Kräfte, die die elektrischen Abstoßungskräfte der gleichartig geladenen Elektronen überwinden. Die Magnetfelder der Elektronen entstehen durch ihre Kreisbewegung (Spin). Ein kreiselndes Elektron stellt einen winzigen Kreisstrom dar, der mit einem Magnetfeld verknüpft ist. Elektronen mit parallelen Kreiselachsen, aber entgegengesetzten Drehrichtungen (antiparalleler Spin) ziehen sich infolge ihrer Magnetfelder an. Durch diese Elektronenpaarbindung ergibt sich eine regelmäßige räumliche Anordnung der Atome (kristalliner Aufbau). Zur Deutung der elektrischen Vorgänge im Halbleiter genügt die wesentlich übersichtlichere ebene Darstellung (Bild 1.4).

Wenn alle Valenzelektronen tatsächlich wie in Bild 1.4 gezeichnet, fest an die Atome gebunden wären, so könnte bei Anlegen einer elektrischen Spannung an den Kristall kein Strom fließen, da ja keine frei beweglichen Elektronen vorhanden wären. Tatsächlich ist es je-

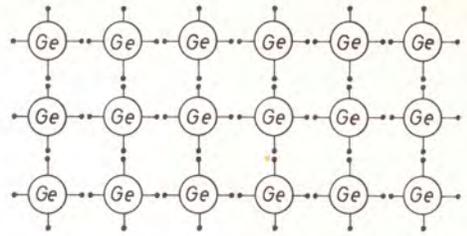


Bild 1.4 Ebene Darstellung eines Germaniumkristalls

doch anders: Die Ge-Atome schwingen um ihre Ruhelage und zwar um so stärker, je höher die Temperatur des Halbleiters ist. Infolge dieser Schwingungen können Bindungen aufbrechen, wodurch einzelne Elektronen frei werden. Die Schwingungsenergie ist nun nicht gleichmäßig auf die einzelnen Atome verteilt, sondern manche Atome schwingen schwächer und andere stärker als der Durchschnitt. Die Bindungen brechen dort auf, wo die Schwingungsenergie einen bestimmten Wert überschreitet. Da die gesamte Schwingungsenergie mit steigender Temperatur zunimmt, so wächst die Anzahl der aufbrechenden Bindungen und damit die Anzahl der freien Elektronen bei Temperaturerhöhung an.

Das Entstehen der freien Elektronen durch das Aufbrechen von Elektronenpaarbindungen bezeichnet man als **Generation**. Dort, wo durch Generation ein Elektron freigesetzt worden ist, ergibt sich ein Elektronenfehlplatz, den man als **Defektelektron** oder **Loch** bezeichnet.

Ein freies Elektron führt ähnlich wie die freien Elektronen der Metalle eine ungerichtete Schwirrbewegung im Halbleiterkristall aus. Kommt es dabei in die Nähe eines Loches, so füllt es dieses aus, indem es in den Fehlplatz eintritt. Diesen Vorgang, bei dem jeweils ein freies Elektron und ein Loch verschwinden, bezeichnet man als **Rekombination**. Die Wahrscheinlichkeit der Rekombination wird um so größer, je größer die Konzentration der freien Elektronen und der Löcher wird. Es bildet sich ein Gleichgewichtszustand, bei dem die Anzahl der pro Zeiteinheit durch Generation entstehenden beweglichen Elektronen und Löcher genauso groß ist, wie die Zahl der in der gleichen Zeit durch Rekombination verschwindenden. Es ergibt sich so eine konstante Konzentration an beweglichen Elektronen. Diese Konzentration ist um so größer, je höher die Temperatur des Halbleiters ist. Sie läßt sich nach der folgenden Gleichung berechnen:

$$n = n_0 \cdot e^{-\frac{W_B}{k \cdot T}}$$

$n$  Konzentration der freien Elektronen

$n_0$	Konzentration sämtlicher vorhandener Elektronen
$k$	Boltzmann-Konstante, $1,38 \cdot 10^{-23} \frac{W s}{\text{grad}}$
$T$	absolute Temperatur des Halbleiters in $^{\circ}K$
$W_B$	Bindungsenergie der Elektronen; bei Ge ist $W_B = 0,72 \text{ eV}$ , bei Si ist $W_B = 1,12 \text{ eV}$

Da die Bindungsenergie der Elektronen bei Silizium wesentlich größer ist als bei Germanium, ist die Konzentration der freien Elektronen in Silizium bei gleicher Temperatur erheblich kleiner als in Germanium.

Bei Zimmertemperatur ( $20^{\circ}C$ ) beträgt die Dichte der freien Elektronen

in reinem Germanium  $n = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ 1/cm}^3$ ,

in reinem Silizium  $n = 2 \cdot 10^{10} \text{ 1/cm}^3$ .

Da beim Freiwerden eines Elektrons auch jeweils ein Loch entsteht, so ist die Konzentration  $p$  der Löcher natürlich genauso groß wie die Konzentration  $n$  der freien Elektronen. In einem reinen Halbleiter ist also immer

$$n = p$$

Weiter unten wird gezeigt, daß auch die Löcher innerhalb des Halbleiters beweglich sind. Ein freies Elektron und ein Loch bezeichnet man daher als ein Ladungsträgerpaar. Im reinen Halbleiter ist natürlich die Dichte  $z_i$  der Ladungsträgerpaare gleich der Dichte der freien Elektronen und gleich der Dichte der Löcher.

$$z_i = n = p \text{ daraus } n \cdot p = z_i^2$$

Legt man an ein Stück reines Germanium eine elektrische Spannung, so wandern die freien

Elektronen in Richtung vom Minuspol zum Pluspol durch den Kristall (Elektronenstrom). Außerdem aber kann unter dem Einfluß der angelegten Spannung ein einem Loch benachbartes, gebundenes Valenzelektron in das Loch wandern. Dadurch verschwindet das alte Loch, während am vorherigen Platz des gewanderten Valenzelektrons natürlich ein neues Loch entsteht. Dieser Vorgang kann sich fortsetzen. In das neue Loch rückt jeweils ein anderes gebundenes Valenzelektron nach, so daß als Ergebnis das Loch ebenfalls durch den Kristall wandert.

Die Wanderungsrichtung der Löcher ist entgegengesetzt zur Flußrichtung der Elektronen, d. h. vom Pluspol zum Minuspol. Anschaulicher Vergleich: Beim Nachrücken der Kinobesucher auf einen in der Mitte einer Sitzreihe frei gewordenen Platz wandert der Freiplatz entgegengesetzt zur „Flußrichtung“ der Besucher.

Es ist üblich, den Teil der Ladungsträgerbewegung, der durch das vorstehend beschriebene Nachrücken der gebundenen Elektronen entsteht, durch das Wandern der Löcher zu beschreiben. Man bezeichnet daher diesen Stromanteil als **Löcherstrom**. Ein Loch wird dabei als bewegliche positive Ladung aufgefaßt.

Der elektrische Strom durch einen Halbleiter besteht also (wie Bild 1.5 zeigt) aus einem Elektronenstrom und einem Löcherstrom. Den gesamten Vorgang bezeichnet man als die **Eigenleitung** des Halbleiters.

Ein Halbleiter leitet natürlich den elektrischen Strom um so besser, je größer die Dichte der in ihm vorhandenen beweglichen Ladungsträger ist. Da die Dichte der beweglichen Elektronen und Löcher wie beschrieben mit steigender Temperatur stark zunimmt, steigt der Leitwert  $G$  eines reinen Halbleiters bei Temperatur-

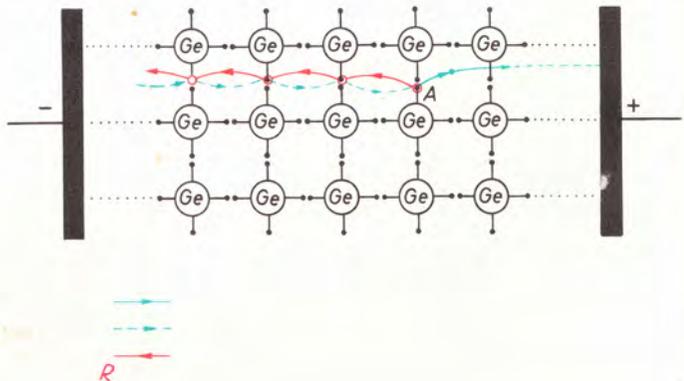
Bild 1.5 Elektronen- und Löcherstrom im reinen Halbleiter (Eigenleitung)

A Aufbrechende Elektronenpaarbindung

Bahn des freigesetzten Elektrons (Elektronenstrom)

Bahn der nachrückenden gebundenen Elektronen

Bahn der Löcher (Löcherstrom)



erhöhung erheblich an. Da sich die Beweglichkeit der Ladungsträger mit der Temperatur nur wenig ändert, so erhöht sich bei steigender Temperatur der Leitwert entsprechend der Zunahme der Ladungsträgerdichte:

$$G_T = G_\infty \cdot e^{-\frac{WB}{k \cdot T}}$$

Dabei ist  $G_\infty$  der Leitwert, der sich bei unendlich hoher Temperatur, d. h., wenn alle im Halbleiter vorhandenen Elektronen frei gesetzt wären, ergeben würde. Dieser Wert hat natürlich nur rechnerische Bedeutung. Für den Widerstand des Halbleiters gilt entsprechend:

$$R_T = R_\infty \cdot e^{\frac{WB}{k \cdot T}} = R_\infty \cdot e^{\frac{B}{T}};$$

$$B = \frac{WB}{k} \quad (\text{Regelfaktor})$$

Der elektrische Widerstand von Halbleitern zeigt also eine völlig andere Temperaturabhängigkeit als der von Metallen (Bild 1.6). In der Praxis verwendet man für Halbleiter statt der obigen Gleichung häufig die bequemere Näherungsgleichung

$$R_{(T+\Delta T)} \approx R_T \cdot e^{-\beta \Delta T}$$

dabei ist  $\beta = \frac{WB}{k \cdot T \cdot (T + \Delta T)} \approx \frac{WB}{k \cdot T^2}$

Sie gilt nur in einem begrenzten Temperaturbereich. In grober Näherung kann man den Temperaturgang des Halbleiterwiderstandes in einem kleinen Bereich auch durch eine Gleichung der Form, wie bei Metallen üblich, wiedergeben.

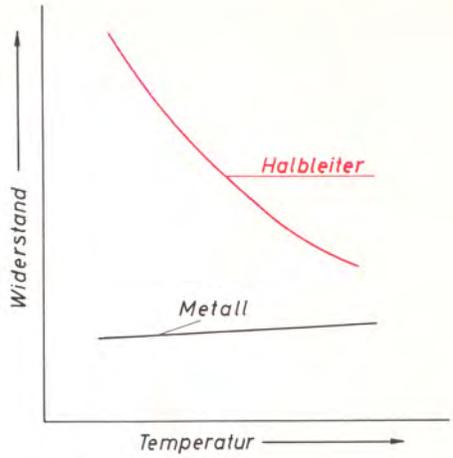


Bild 1.6 Abhängigkeit des Widerstandes eines Halbleiters und eines metallischen Leiters von der Temperatur (Prinzip)

$$R_{t2} \approx R_{t1} [1 + \alpha (t_2 - t_1)]$$

Bei Halbleitern ist der Temperaturbeiwert  $\alpha$  natürlich negativ und wesentlich größer als bei Metallen. Für Halbleiter wird

$$\alpha_{20} \approx -0,03 \dots -0,06 \quad 1/\text{grad.}$$

Der elektrische Widerstand von reinen Halbleitern nimmt also mit steigender Temperatur stark ab, und zwar in der Nähe der Zimmertemperatur um etwa 3 bis 6% je Grad. Dieses Temperaturverhalten ist eine kennzeichnende Eigenschaft der reinen Halbleiter.

## 1.4. Elektrizitätsleitung in dotierten Halbleitern (Störstellenleitung)

Die geringe elektrische Leitfähigkeit von Halbleitern nimmt erheblich zu, wenn in den Halbleiterkristall Fremdatome eingebaut werden. Besonders gut lassen sich in das vierwertige Germanium und Silizium dreiwertige und fünfwertige Fremdatome einbauen. Diese nehmen dann im Kristallgitter jeweils den Platz eines Ge- oder Si-Atoms ein. Derartige Plätze, an denen ein Fremdatom sitzt, bezeichnet man als **Störstellen**. Ihren Beitrag zum elektrischen Strom nennt man **Störstellenleitung** im Gegensatz zu der in Abschnitt 1.3 beschriebenen

Eigenleitung. Die Fremdatome werden in den Halbleiter eingebaut, indem man die Fremdstanzubstanz entweder bei hohen Temperaturen in den Halbleiter einleiert oder in Gasform im Vakuumofen in dünne Halbleiterplättchen eindiffundieren lässt. Den planmäßigen Einbau von Fremdatomen bezeichnet man als „dotieren“ oder „dopen“.

Nachstehend wird beschrieben, wie die Erhöhung der Leitfähigkeit durch Dotierung im Halbleiter zustande kommt.

### 1.4.1. Fünfwertige Störatome im Halbleitergitter

Als fünfwertige Fremdstoffe verwendet man für Ge und Si vorzugsweise Arsen (As), Antimon (Sb) oder Phosphor (P). Bild 1.7 zeigt eine Stelle im Germaniumgitter, an der ein Arsenstöratom eingebaut ist. Vier der insgesamt fünf Valenzelektronen des As-Atoms verbinden sich mit den vier benachbarten Ge-Atomen

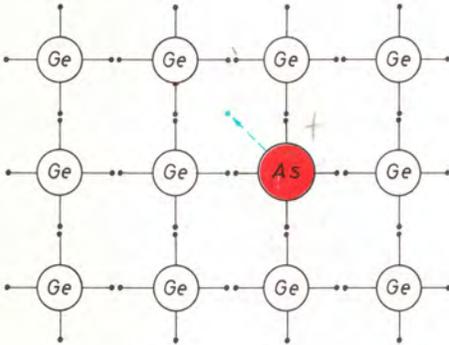


Bild 1.7 Germaniumgitter mit eingebautem fünfwertigen Störatom (As)

durch Elektronenpaarbindungen. Das fünfte Valenzelektron des As-Atoms findet kein Partneratom und bleibt ungepaart. Durch die Einbettung des As-Atoms in das Ge-Gitter verliert dieses nichtgepaarte Elektron seine Bindung an das Atom. Es verläßt das Atom und wird zu einem freien Elektron, das sich bei Anlegen einer Spannung an der Elektrizitätsleitung beteiligt. Da das eingebaute As-Störatom ein Elektron verloren hat, ist sein elektrisches Gleichgewicht gestört. Es überwiegt jetzt die positive Ladung des Kerns. Das As-Atom ist so zu einem positiven Ion geworden, das allerdings fest im Ge-Gitter gebunden ist und an der Elektrizitätsleitung nicht teilnehmen kann. Jedes in ein Halbleitergitter eingebaute fünfwertige Fremdatom erzeugt also ein frei bewegliches Elektron und ein fest gebundenes positives Ion. Man bezeichnet fünfwertige Störatome daher als Elektronenspender oder **Donatoren**. Insgesamt bleibt ein Halbleiter auch nach dem Einbau von Donatoren elektrisch neutral.

Auch in dotierten Halbleitern brechen natürlich infolge der Wärmeschwingungen Elektronenpaarbindungen auf, so wie es in 1.3 für den reinen Halbleiter beschrieben wurde. Hierdurch entstehen bekanntlich bewegliche Elektronen und bewegliche Löcher, deren Konzentration von der Temperatur abhängt, normalerweise jedoch wesentlich geringer ist, als die durch die Dotierung erzeugte Ladungsträgerdichte.

Durch den Einbau fünfwertiger Fremdatome wird demnach die Konzentration der freien Elektronen gegenüber dem reinen Halbleiter stark erhöht. Man bezeichnet einen derartigen Halbleiter daher als **N-Halbleiter**. Erfolgt die Dotierung mit Donatoren nur in einem Teil eines Halbleiterkristalls, so spricht man von

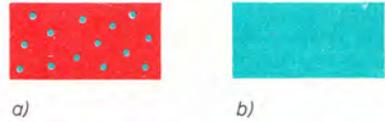


Bild 1.8 Vereinfachte Darstellung eines N-Halbleiters

a) Nur die in großer Zahl vorhandenen beweglichen Elektronen werden angedeutet, nicht dagegen die in geringerer Zahl vorhandenen beweglichen Löcher. Die fest in das Kristallgitter eingebauten positiven Donator-Ionen sind nicht einzeln gezeichnet, sondern durch den roten Untergrund dargestellt.

b) Werden in einer weiter vereinfachten Darstellung die Majoritätsträger-Elektronen nicht einzeln gezeichnet, so ist es üblich, das gesamte N-Gebiet blau zu zeichnen.

einem **N-Gebiet**. Bild 1.8 zeigt die vereinfachte Darstellung eines N-Halbleiters.

Durch die Steigerung der Elektronenkonzentration nimmt die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein freies Elektron ein Loch ausfüllt (Rekombination), zu. Dies bedeutet aber, daß in einem N-Halbleiter die Löcherkonzentration niedriger als im reinen Halbleiter ist. Zur eindeutigen Kennzeichnung erhalten die Konzentrationsbeziehungen eines N-Halbleiters den Index „n“. Es bedeuten:

- $n_n$  Konzentration der beweglichen Elektronen im N-Halbleiter
- $p_n$  Konzentration der beweglichen Löcher im N-Halbleiter

dagegen:

- $n$  Konzentration der beweglichen Elektronen im reinen Halbleiter
- $p$  Konzentration der beweglichen Löcher im reinen Halbleiter

Durch Dotierung mit Donatoren entsteht also ein N-Halbleiter mit großer Elektronenkonzentration  $n_n$  und kleiner Löcherkonzentration  $p_n$ . Nach dem oben Gesagten ist also  $n_n > n$  und  $p_n < p$ . Die Löcherkonzentration  $p_n$  wird um so kleiner, je größer die Elektronenkonzentration  $n_n$  durch die Dotierung gemacht wird.

$$p_n = \frac{K}{n_n}$$

Dabei ist  $K$  eine von der Temperatur abhängige dimensionsbehaftete Stoffkonstante. Sie ergibt sich als das Quadrat der Konzentration an Ladungsträgerpaaren im betreffenden reinen Halbleiter.

$$K = z_i^2 \text{ damit wird } n_n \cdot p_n = z_i^2$$

**Zahlenbeispiel:** Reines Germanium werde mit Arsen dotiert, und zwar in einer Konzentration von  $5 \cdot 10^{16}$  Atomen pro Kubikzentimeter. Diese liefern also  $5 \cdot 10^{16}$  freie Elektronen pro Kubikzentimeter. Die Ladungsträgerkonzentration in reinem Germanium beträgt bei  $20^\circ\text{C}$  gemäß 1.3

$$n = p = z_i = 2,5 \cdot 10^{13} \frac{1}{\text{cm}^3}$$

Die Elektronendichte im dotierten Halbleiter ist demnach praktisch gleich der Konzentration der zugefügten Donatoratome.

$$n_n \approx 5 \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{cm}^3}$$

Die Löcherkonzentration im dotierten Halbleiter ist dann:

$$p_n = \frac{z_i^2}{n_n} \approx \frac{(2,5 \cdot 10^{13})^2}{5 \cdot 10^{16}} \frac{1}{\text{cm}^3} = 1,25 \cdot 10^{10} \frac{1}{\text{cm}^3}$$

Im N-dotierten Halbleiter ist die Löcherkonzentration also wesentlich kleiner als im reinen.

### 1.4.2. Dreiwertige Störatome im Halbleitergitter

Zur Dotierung von Ge und Si mit dreiwertigen Fremdatomen verwendet man vorzugsweise Indium (In) oder Gallium (Ga). Bild 1.9 zeigt eine Stelle eines Germaniumgitters, an der ein Indiumstöratom eingebaut ist.

Die drei Valenzelektronen des Indiumatoms verbinden sich mit drei benachbarten Germaniumatomen. Ein Valenzelektron eines Ge-Atoms bleibt ungepaart. In der regelmäßigen Struktur der Elektronenbindungen ist so eine Lücke entstanden, in die ein Valenzelektron eines benachbarten Ge-Atoms eintritt. Als Folge davon entsteht ähnlich wie auf Seite 12 beschrieben ein bewegliches Loch, wobei gleichzeitig das eingebaute Indiumatom zu einem negativen Ion wird.

Jedes in das Halbleitergitter eingebaute dreiwertige Fremdatom erzeugt also ein frei bewegliches Loch und ein fest gebundenes negatives Ion. Man bezeichnet dreiwertige Fremdatome daher als Elektronenaufnehmer oder **Akzeptoren**. Auch nach dem Einbau von Akzeptoren bleibt der Halbleiter insgesamt elektrisch neutral.

Durch den Einbau dreiwertiger Fremdatome wird also die Konzentration der positiven Löcher gegenüber dem reinen Halbleiter erhöht. Man bezeichnet einen mit Akzeptoren dotierten Halbleiter daher als **P-Halbleiter** oder **P-Gebiet**. Bild 1.10 zeigt die vereinfachte Darstellung eines P-Halbleiters.

Infolge der Steigerung der Löcherkonzentration nimmt die Rekombinationswahrscheinlichkeit mit den durch das Aufbrechen von Elektronenpaarbindungen entstandenen Elektronen zu. Die Elektronenkonzentration ist daher in einem P-Halbleiter niedriger als im reinen Halbleiter.

Zur eindeutigen Kennzeichnung erhalten die Konzentrationsbezeichnungen eines P-Halbleiters oder eines P-Gebiets den Index „p“.

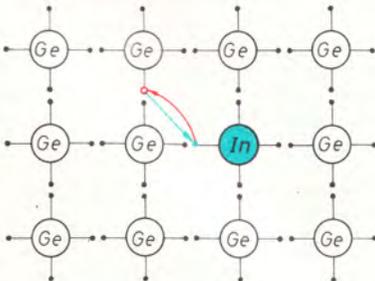
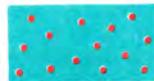


Bild 1.9 Germaniumgitter mit eingebautem dreiwertigem Störatom (In)



a)



b)

Bild 1.10 Vereinfachte Darstellung eines P-Halbleiters

a) Die zahlreich vorhandenen beweglichen Löcher sind als rote Punkte dargestellt. Die nur in geringer Dichte vorkommenden beweglichen Elektronen wurden dagegen nicht mit eingezeichnet. Die fest in das Kristallgitter eingebauten negativen Akzeptor-Ionen sind durch den blauen Untergrund angedeutet.

b) Werden in einer weiter vereinfachten Darstellung die Majoritätsträger-Löcher nicht einzeln gezeichnet, so legt man das gesamte P-Gebiet rot aus.

Es bedeuten:

- $p_p$  Konzentration der beweglichen Löcher im P-Halbleiter
- $n_p$  Konzentration der beweglichen Elektronen im P-Halbleiter

Nach dem weiter oben Gesagten ist also  $p_p > p$  und  $n_p < n$ . Durch Dotierung mit Akzeptoren entsteht also ein P-Halbleiter mit großer Löcherkonzentration und kleiner Elektronenkonzentration. Auch für P-Halbleiter gilt das Konzentrationsgesetz (vgl. Abschn. 1.4.1).

$$p_p \cdot n_p = z_1^2$$

**Zahlenbeispiel:** Reines Germanium werde mit Indium dotiert, und zwar in einer Konzentration von  $5 \cdot 10^{15}$  Atomen pro Kubikzentimeter. Diese Akzeptoratome liefern eine Löcherdichte von  $5 \cdot 10^{15}$  pro Kubikzentimeter. Da die durch thermisches Aufbrechen entstehenden Löcher- und Elektronendichten viel kleiner sind, wird die Löcherdichte im dotierten Germanium praktisch gleich der Dotierungsdichte. Es ist also

$$p_p \approx 5 \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{cm}^3}$$

### 1.4.3. Der elektrische Widerstand dotierter Halbleiter

Da die Dichte der beweglichen Ladungsträger durch die Dotierung erheblich gesteigert wird, ist der spezifische Widerstand dotierter Halbleiter wesentlich niedriger als der reiner Halbleiter. Je stärker ein Halbleiter dotiert wird, desto niedriger wird sein Widerstand. Auch die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes dotierter Halbleiter weicht von der reiner Halbleiter ab. Während die Zahl der durch thermischen Zerfall von Elektronenpaarbindungen erzeugten beweglichen Ladungsträger mit steigender Temperatur stark zunimmt, ändert sich die Zahl der durch die Dotierung erzeugten Ladungsträger bei Temperaturänderungen praktisch nicht. Je höher die Konzentration der Dotierungssubstanz gewählt wird, desto schwächer wird daher die Widerstands-

Die Elektronendichte ist dann

$$n_p = \frac{z_1^2}{p_p} \approx \frac{(2,5 \cdot 10^{13})^2}{5 \cdot 10^{15}} = 1,25 \cdot 10^{11} \frac{1}{\text{cm}^3}$$

Die Elektronenkonzentration ist also wesentlich kleiner als im reinen Halbleiter.

Die in dotierten Halbleitern überwiegende Art der beweglichen Ladungsträger bezeichnet man jeweils als **Majoritätsträger**, die in der Minderheit vorhandene Art als **Minoritätsträger** (siehe Tabelle 1.1).

Tabelle 1.1. Bezeichnung der Ladungsträger in dotierten Halbleitern

	im P-Gebiet	im N-Gebiet
Majoritätsträger	Löcher	Elektronen
Minoritätsträger	Elektronen	Löcher

abnahme bei steigender Temperatur. Bei sehr großen Dotierungskonzentrationen nimmt der spezifische Widerstand bei Erhöhung der Temperatur sogar geringfügig zu, weil die gerichtete Bewegung der Ladungsträger durch die Wärmeschwingungen zunehmend gestört wird. Die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes sehr hoch dotierter Halbleiter ähnelt also der von Metallen.

Dotierte Halbleiter werden technisch hauptsächlich in Form von Halbleiter-Gleichrichtern (Dioden) und Transistoren angewandt. Diese Bauelemente bestehen aus aneinandergrenzenden P- und N-Gebieten. Homogene reine oder dotierte Halbleiter finden Anwendung als „Halbleiterwiderstände“ mit ganz speziellen Eigenschaften.

# 2. Halbleiterdioden

## 2.1. Der PN-Übergang ohne äußere Spannung

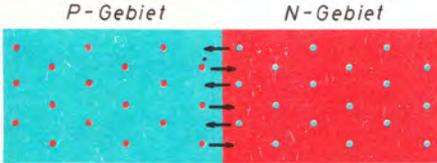


Bild 2.1 Diffusion an einem PN-Übergang

In einem Germanium- oder Siliziumkristall erzeugt man durch entsprechende Dotierungen ein P-Gebiet und unmittelbar flächig daran angrenzend ein N-Gebiet. Man bezeichnet die Stelle, an der die Gebiete aneinandergrenzen als **PN-Übergang**. Infolge der gegensätzlichen Dotierungen bestehen in den beiden Gebieten stark unterschiedliche Ladungsträgerkonzentrationen. Wie in 1.4.1 und 1.4.2 beschrieben, ist in einem P-Gebiet die Löcherkonzentration viel größer als die Elektronenkonzentration.

$$p_p > n_p$$

Im N-Gebiet dagegen ist die Elektronenkonzentration viel größer als die Löcherkonzentration.

$$n_n > p_n$$

Vergleicht man die Konzentrationen gleicher Ladungsträgerarten beider Gebiete, so ergibt sich

$$n_n > n_p \quad p_p > p_n$$

Die Elektronenkonzentration ist im N-Gebiet also viel größer als im P-Gebiet. Dagegen ist die Löcherkonzentration im P-Gebiet viel größer als im N-Gebiet. Als Folge dieser Konzentrationsunterschiede und der Wärmebewegungen besteht ein „Ausgleichsdruck“, der Elektronen vom N-Gebiet in das P-Gebiet treibt. Für Löcher ergibt sich dagegen ein Druck vom P-Gebiet in das N-Gebiet. Derartige, durch Konzentrationsunterschiede hervorgerufene Ladungsträgerwanderungen, bezeichnet man als **Diffusion**.

Bild 2.1 zeigt die Diffusionsrichtung der Ladungsträger. Die Diffusion führt nicht zu einem nennenswerten Konzentrationsausgleich, da sie

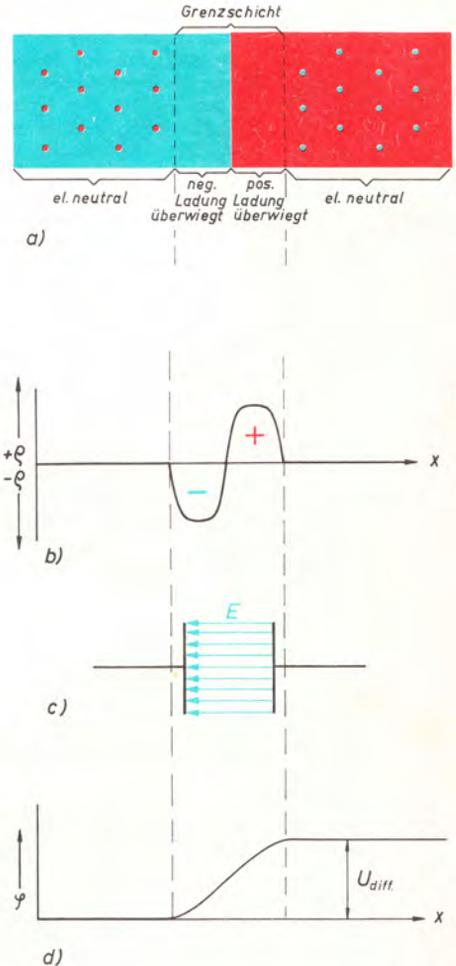


Bild 2.2 PN-Übergang ohne äußere Spannung  
 a) Schichtbild b) durch Diffusion entstandene Ladungsdichte-Verteilung c) gedachter geladener „Ersatzkondensator“ mit elektrischem Feld d) Potentialverlauf

durch elektrische Gegenkräfte begrenzt wird. Sie spielt sich nur in einer dünnen Schicht beiderseits der Gebietsgrenze ab, die man **Grenzschicht** nennt. Die in die P-Seite der Grenzschicht diffundierten Elektronen rekombinieren größtenteils mit dort zahlreich vorhandenen Löchern und ebenso die in die N-Seite der Grenzschicht diffundierten Löcher mit den dort in großer Zahl vorhandenen Elektronen. Die Grenzschicht verarmt so an beweglichen Ladungsträgern. Dadurch wird die elektrische Neutralität in der Grenzschicht gestört, denn es überwiegen dort nun die Ladungen der fest in das Halbleitergitter eingebauten ionisierten Störatome. Infolgedessen ist die Grenzschicht auf der P-Seite negativ und auf der N-Seite positiv elektrisch geladen. Als Folge der Diffusion entsteht also auf der P-Seite der Grenzschicht eine negative und auf der N-Seite eine positive Ladung (Bild 2.2). Außerhalb der schmalen Grenzschicht bleiben P- und N-Gebiet elektrisch neutral. Die Ladungen in der Grenzschicht lassen sich mit einem geladenen Plattenkondensator vergleichen. Beim Kondensator sind die Ladungen allerdings nicht räumlich sondern flächenhaft verteilt. Wie zwischen den Platten eines geladenen Kondensators, so besteht auch zwischen den Ladungen der Grenzschicht ein elektrisches Feld und somit eine elektrische Spannung. Dieses Feld wirkt der weiteren Diffusion entgegen. Die Diffusion begrenzt sich also selbst, und es kommt zu einem Gleichgewichtszustand. Die durch die Ladungsträgerdiffusion entstehende elektrische Spannung wird als **Diffusionsspannung**  $U_{\text{diff}}$  bezeichnet. Sie ist um so größer, je höher die Konzentrationsunterschiede der Ladungsträger gemacht werden und je höher die Temperatur

des Halbleiters ist. Die Diffusionsspannung läßt sich nach der folgenden Gleichung berechnen.

$$U_{\text{diff}} = U_T \cdot \ln \frac{n_n}{n_p} = U_T \cdot \ln \frac{p_p}{p_n}$$

$U_T$  ist die sogenannte „Boltzmann-Spannung“. Das ist die gedachte Spannung, die einem Elektron eine Geschwindigkeit erteilt, die so groß ist, wie die wahrscheinlichste Geschwindigkeit, die ein Elektron im Halbleiter bei der Temperatur  $T$  aufweist.

$$U_T = \frac{kT}{q}$$

$T$  absolute Temperatur;  $q$  Ladung des Elektrons;

$k$  Boltzmann-Konstante

Bei Zimmertemperatur ist  $U_T \approx 25$  mV.

Beispiel zur Bestimmung der Diffusionsspannung: Gegeben ist ein Germanium-PN-Übergang mit den Dotierungen

$$p_p = 5 \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{cm}^3}; \quad n_n = 5 \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{cm}^3}$$

Gemäß Abschnitt 1.4 ist:

$$n_p = \frac{z_i^2}{p_p} = \frac{(2,5 \cdot 10^{13})^2}{5 \cdot 10^{15}} \frac{1}{\text{cm}^3}$$

$$= 1,25 \cdot 10^{11} \frac{1}{\text{cm}^3}$$

$$U_{\text{diff}} = 0,025 \cdot \ln \frac{5 \cdot 10^{16}}{1,25 \cdot 10^{11}} \text{ V}$$

$$= 0,32 \text{ V}$$

## 2.2. Der PN-Übergang mit äußerer Spannung

### 2.2.1. Äußere Spannung in Durchlaßrichtung

Der im vorangehenden Abschnitt beschriebene Halbleiter mit PN-Übergang wird nun mit sperrschichtfreien Anschlußelektroden versehen. Daran wird eine äußere Spannung  $U_F$  so angelegt, daß ihr Pluspol am P-Gebiet und ihr Minuspol am N-Gebiet liegt (Bild 2.3). Hierdurch treten im Halbleiter folgende Wirkungen ein:

a) Die äußere Spannung  $U_F$  wirkt der in der Grenzschicht entstandenen Diffusionsspannung

$U_{\text{diff}}$  entgegen. Das den Ladungsträgerübergang verhindernde elektrische Feld in der Grenzschicht wird so abgebaut.

b) Die äußere Spannung treibt aus dem P-Gebiet Löcher in großer Zahl über diese abgebaute Schranke in das N-Gebiet, wo sie mit den dort zahlreich vorhandenen Elektronen rekombinieren.

c) Ebenso strömen unter dem Einfluß von  $U_F$  zahlreiche Elektronen aus dem N-Gebiet in das

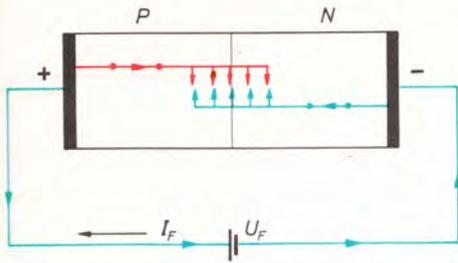


Bild 2.3 PN-Übergang mit äußerer Spannung in Durchlaßrichtung

Löcherstrom



Elektronenstrom



positive Stromrichtung

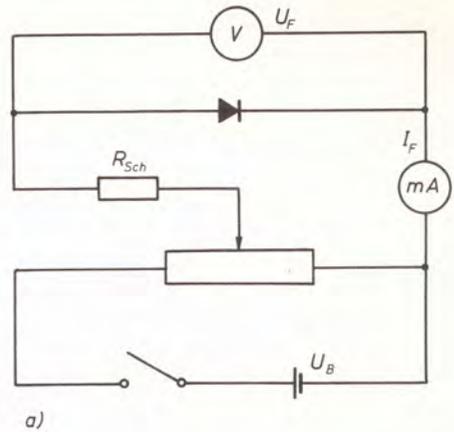
P-Gebiet und rekombinieren dort mit den in großer Zahl vorhandenen Löchern.

Es fließt so ein Strom durch den Halbleiter, der im P-Gebiet aus einer Löcherströmung in Richtung von + nach - und im N-Gebiet aus einer Elektronenströmung von - nach + besteht (Bild 2.3).

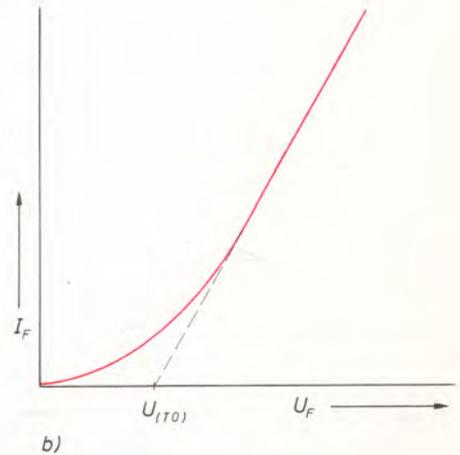
In den Anschlußdrähten wird der Strom nur durch Elektronenströmung gebildet. (An dieser Stelle sei daran erinnert, daß der Löcherstrom im Halbleiter tatsächlich eine Strömung von Valenzelektronen in entgegengesetzter Richtung ist.) Die in den beiden Gebieten in geringer Konzentration vorhandenen Minoritätsträger (Elektronen im P-Gebiet; Löcher im N-Gebiet) sind in Bild 2.3 nicht eingetragen.

Da der Strom bereits bei kleinen Spannungen erhebliche Werte erreicht, sagt man: Der PN-Übergang ist in **Durchlaßrichtung** beansprucht. Die Spannung in der dazu erforderlichen Richtung bezeichnet man als Durchlaßspannung  $U_F$  (engl.: forward = vorwärts), den entstehenden Strom als Durchlaßstrom  $I_F$ . Vergrößert man  $U_F$ , so nimmt  $I_F$  stark zu, und zwar zunächst nach einer Exponentialfunktion, bei größeren Stromstärken dann linear mit der Spannung (siehe 2.2.3).

Die elektrischen Eigenschaften der Halbleiterbauelemente hängen, wie weiter vorne beschrieben, stark von ihrer Temperatur ab. Kennlinien müssen daher stets bei möglichst konstanter Temperatur aufgenommen werden. Bei Messung mit Gleichstrom tritt zudem eine Eigenwärmerung des Halbleiters auf. In diesem Fall ist also nur die Umgebungstemperatur als konstant anzusehen. Kennlinien bei konstanter Halbleitertemperatur lassen sich bei impulsweiser Messung mit möglichst kurzer Impulsdauer erzielen. Die Kurven werden hierbei auf



a)



b)

Bild 2.4 PN-Übergang in Durchlaßrichtung  
a) Meßschaltung zur punktwweisen Aufnahme der Kennlinie in Durchlaßrichtung. Schutzwiderstand  $R_{Sch} = U_B/I_{Fmax}$   
b) prinzipielle Durchlaßkennlinie

dem Bildschirm eines Elektronenstrahl-Oszillographen geschrieben. Bei Kennlinien ist jeweils anzugeben, ob sie bei konstanter Umgebungstemperatur oder bei konstanter Halbleitertemperatur aufgenommen wurden. Eine prinzipielle Kennlinie in Durchlaßrichtung und die Meßschaltung zur punktwweisen Aufnahme zeigt Bild 2.4.

Verlängert man den geraden Teil der Durchlaßkennlinie nach unten, so ergibt der Schnittpunkt mit der Spannungsachse die „Schleusenspannung“  $U_{T0}$ . Grob gesehen ergibt sich nämlich erst bei Durchlaßspannungen  $U_F > U_{T0}$  ein nennenswerter Durchlaßstrom.

## 2.2.2. Der PN-Übergang mit äußerer Spannung in Sperrichtung

$U < 0$  (SPERRRICHTUNG)  
 An den PN-Übergang wird nun eine äußere Spannung mit ihrem Pluspol an das N-Gebiet und mit ihrem Minuspol an das P-Gebiet gelegt (Bild 2.5).

Im Halbleiter ergibt sich dadurch folgendes:

a) Die äußere Spannung erhöht die in der Grenzschicht durch Diffusion entstandene Spannung  $U_{diff}$ . Das elektrische Feld in der Grenzschicht, das dem weiteren Übertritt von Majoritätsträgern entgegenwirkt, wird also verstärkt.

b) Löcher und Elektronen werden aus der Grenzschicht abgezogen. Hierdurch verarmt die Grenzschicht weiter an beweglichen Ladungsträgern und wird breiter. Die Ladungen werden also stärker und weiter auseinandergezogen.

Bei dieser Spannungsbeanspruchung kann kein Majoritätsträgerstrom fließen. Tatsächlich kommt jedoch ein schwacher Strom zustande. Er wird von den Elektronen und Löchern gebildet, die in der Grenzschicht durch thermisches Aufbrechen von Elektronenpaarbindungen entstehen, und von den ebenfalls thermisch erzeugten Minoritätsträgern der beiden Gebiete (Elektronen im P-Gebiet, Löcher im N-Gebiet). Der so entstehende Strom ist sehr viel kleiner als der vorher beschriebene Strom in Durchlaßrichtung und stark von der Temperatur abhängig. Der PN-Übergang ist in dieser Richtung fast gesperrt. Man bezeichnet daher die hier vorliegende Spannungsrichtung als **Sperrrichtung** und den kleinen zustande kommenden Strom als Sperrstrom  $I_R$  (engl.: reverse current = Rückwärtsstrom). Die Spannung in Sperrrichtung wird mit  $U_R$  bezeichnet oder, da sie der Durchlaßrichtung entgegengesetzt ist, mit  $-U_F$ . Entsprechend kann man den Sperrstrom auch mit  $-I_F$  bezeichnen.

Bild 2.6 zeigt eine Meßschaltung zur punktweisen Aufnahme der Kennlinie in Sperrichtung. Bezüglich des Temperatureinflusses auf die Messung gilt das in Abschnitt 2.2.1 Gesagte.

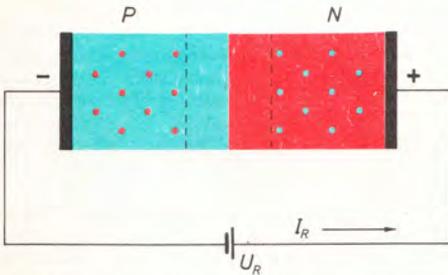


Bild 2.5 PN-Übergang mit äußerer Spannung in Sperrichtung

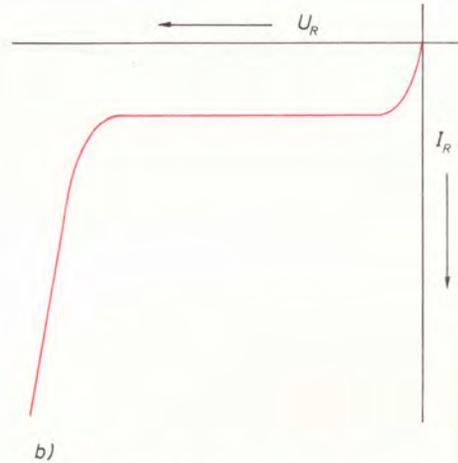
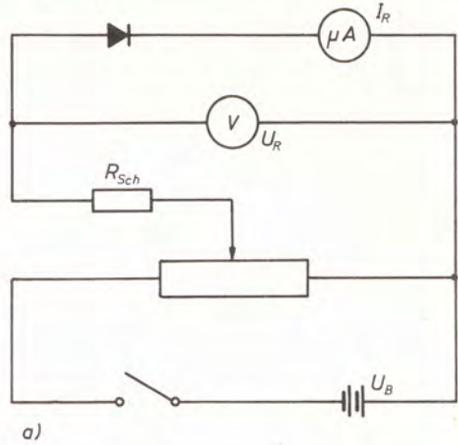


Bild 2.6 a) Meßschaltung zur punktweisen Aufnahme der Kennlinie in Sperrrichtung  
 b) Sperrkennlinie (idealisiert)

Vergößert man  $U_R$  vom Wert Null aus, so steigt  $I_R$  zunächst etwas an, um bei weiterer Steigerung von  $U_R$  dann bald einen konstanten Sättigungswert anzunehmen, den man als den maximalen Sperrstrom  $I_{Rmax}$  bezeichnet. Der Sperrstrom kann, konstante Halbleitertemperatur vorausgesetzt, auch bei steigender Spannung zunächst nicht größer werden, da er durch die Anzahl der in der Zeiteinheit thermisch erzeugten Ladungsträger bestimmt wird. Da ihre Zahl mit steigender Temperatur stark zunimmt (siehe 1.3), steigt auch  $I_{Rmax}$  bei Erhöhung

der Halbleitertemperatur stark an. Bei Silizium als Grundsubstanz ist unter sonst gleichen Verhältnissen der Sperrstrom wesentlich kleiner als bei Germanium.

Steigert man die Spannung in Sperrichtung weiter, so steigt bei einem bestimmten, von der Dotierung abhängigen Spannungswert, der Sperrstrom plötzlich stark an. Bei nur geringer weiterer Steigerung der Spannung nimmt der Strom stark zu. Dies äußert sich zeichnerisch in einem scharfen Abknicken der Kennlinie (Bild 2.6). Verringert man die Spannung wieder, so nimmt der Strom in der gleichen Weise wieder ab. Die scharf ausgeprägte Zunahme des Sperrstromes bei Erreichen eines bestimmten Sperrspannungswertes hat folgende Ursachen: Wie bereits weiter vorn geschildert wurde, entsteht in der Grenzschicht eines PN-Überganges durch Diffusion ein elektrisches Feld. Dieses Feld wird verstärkt, wenn man eine Spannung in Sperrichtung anlegt. Da die Sperrschicht sehr dünn ist, erreicht die Feldstärke bereits bei niedrigen Spannungen sehr hohe Werte. (Im homogenen Feld ist ja die Feldstärke  $E = U/d$ . Dabei ist  $U$  die angelegte Spannung und  $d$  hier die Dicke der Grenzschicht.) Das elektrische Feld übt eine Kraft  $F = E \cdot e$  auf die Valenzelektronen in der Grenzschicht aus. Bei Feldstärkewerten ab etwa  $2 \cdot 10^5$  V/cm werden Valenzelektronen aus ihren Bindungen gerissen, so daß in der Grenzschicht plötzlich zahlreiche bewegliche Ladungsträger entstehen und ein großer Strom zustande kommt (**Zenerdurchbruch**; Cl. Zener 1934). Der Vorgang wird noch unterstützt durch eine Stoßionisation. Die freigesetzten Elektronen werden im starken Feld der Grenzschicht zu so hohen Geschwindigkeiten beschleunigt, daß sie bei Zusammenstößen neue Elektronen freisetzen können. Die Anzahl der beweglichen Ladungsträger in der Grenzschicht nimmt daher lawinenartig zu (**Lawinendurchbruch**). Zener- und Lawinendurchbruch zerstören den PN-Übergang nicht, wenn man durch einen vorgeschalteten Widerstand den Strom begrenzt. Weitere Einzelheiten enthält Abschnitt 2.3.7 (Z-Dioden).

Der vorstehend beschriebene Kennlinienverlauf im Sperrgebiet ist idealisiert. Bei PN-Über-

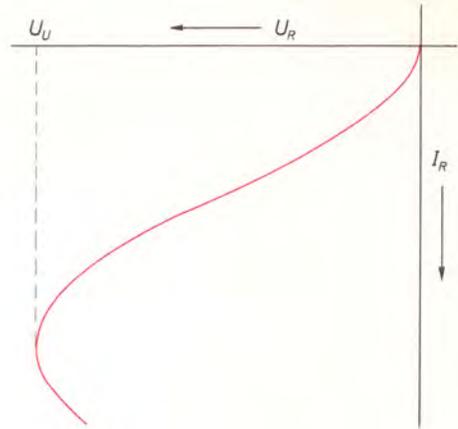


Bild 2.7 Tatsächlicher Kennlinienverlauf in Sperrichtung bei einem PN-Übergang mit Germanium als Grundsubstanz

gängen mit Silizium als Grundsubstanz sind die Abweichungen hiervon jedoch gering. So kommt es hier meist nicht zur Ausbildung eines konstanten  $I_{Rmax}$ , sondern der Sperrstrom nimmt bei Steigerung von  $U_R$  auch bei konstanter Halbleitertemperatur leicht zu. Man führt dies auf Leckstellen in der Grenzschicht zurück, die einen ohmschen Nebenschluß zur Sperrschicht bilden.

Wesentlich stärker sind die Abweichungen von der idealen Kennlinienform bei PN-Übergängen mit Germanium als Grundsubstanz. Der Übergang in das Zenergebiet erfolgt allmählich. Der Zenerdurchbruch findet nämlich punktweise bei unterschiedlichen Werten der äußeren Spannung statt. Zudem geht bei Germanium der Zenerdurchbruch bald in einen **Wärmedurchbruch** über, da die Bindungsenergie der Elektronen wesentlich kleiner ist als bei Silizium (Bild 2.7). Den höchsten Wert der Sperrspannung, bei dem der Wärmedurchbruch einsetzt, bezeichnet man als **Umkehrspannung**  $U_{RU}$ . Durch den Wärmedurchbruch wird der PN-Übergang zerstört.

### 2.2.3. Vollständige Kennlinie eines PN-Überganges

Die vollständige Kennlinie (Bild 2.8) zeigt die ausgeprägte Gleichrichter-Eigenschaft des PN-Überganges. Legt man eine äußere Spannung  $U_F$  in Durchlaßrichtung an, so fließen schon bei kleinen Spannungen erhebliche Ströme, die bei Steigerung der Spannung stark zunehmen. Bei Spannungsbeanspruchung in Sperrichtung

( $U_R$ ) fließt nur ein sehr kleiner Sperrstrom, wenn man die Spannung nicht bis in den Zenerbereich hinein steigert.

Einen Halbleiter mit einem PN-Übergang bezeichnet man als **Halbleiterdiode**. Ihr Schaltzeichen zeigt Bild 2.9.

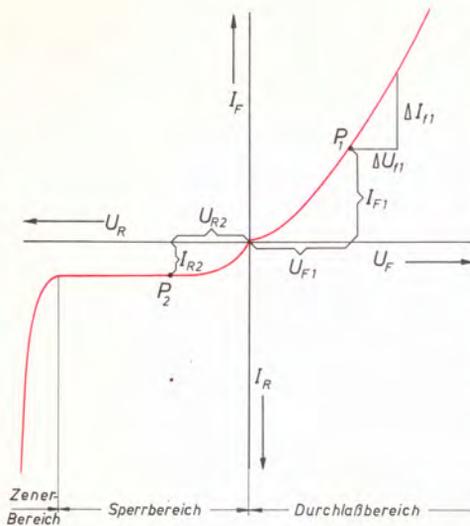


Bild 2.8 Vollständige Kennlinie eines PN-Überganges (Prinzip). Da die Ströme in Sperrrichtung (abgesehen vom Zenerbereich) sehr viel kleiner sind als in Durchlaßrichtung, wurde für den Sperrbereich ein anderer Maßstab gewählt als für den Durchlaßbereich. Dadurch entsteht der Knickpunkt der Kurve im Nullpunkt

Halbleiterdioden werden für sehr viele Aufgaben eingesetzt. Dementsprechend existieren viele, z. T. stark voneinander abweichende Bauformen. Zur groben Kennzeichnung wurden folgende Bezeichnungen eingeführt:

- a) **Signaldioden** sind Halbleiterdioden kleiner Leistung, die dazu verwendet werden, in elektrischen Signalen enthaltene Nachrichten zu verarbeiten oder umzuwandeln.
- b) **Gleichrichterioden** dienen zur Gleichrichtung in der Messtechnik.
- c) **Einkristall-Gleichrichterzellen** (auch Leistungsdioden oder, wenn keine Verwechslung möglich ist, kurz Zellen genannt) werden zur Umwandlung von Wechselstromleistung in Gleichstromleistung verwendet, z. B. in Gleichrichtergeräten mit Speisung aus Wechselstromnetzen.

Außerdem gibt es noch zahlreiche Halbleiter-Spezialdioden, in denen besondere Effekte ausgenutzt werden (Abschnitt 2.3).

Aus der Kennlinie Bild 2.8 lassen sich folgende Kennwerte gewinnen:

- a) Gleichstromwiderstand

$$r = \frac{\text{Gesamtspannung } U}{\text{Gesamtstrom } I}$$

Bei Beanspruchung in Durchlaßrichtung bezeichnet man ihn als **Durchlaßwiderstand**  $r_{F1}$ ,

bei Beanspruchung in Sperrichtung als **Sperrwiderstand**  $r_R$ .

Für den eingezeichneten Kennlinienpunkt  $P_1$  ist:

$$r_{F1} = \frac{U_{F1}}{I_{F1}}$$

Der Gleichstromwiderstand ist von der Spannung bzw. vom Strom abhängig. Er ist im Durchlaßgebiet niedrig und nimmt mit steigender Spannung weiter ab. Im Sperrgebiet ( $P_2$ ) ist der Gleichstromwiderstand, abgesehen vom Zenergebiet, sehr hoch. Er nimmt mit steigender Spannung zu.

b) Bei kleinen Spannungs- bzw. Stromänderungen ist der **differentielle Widerstand** wirksam.

Differentieller Widerstand =  $\frac{\text{kleine Spannungsänderung } \Delta u}{\text{zugehörige kleine Stromänderung } \Delta i}$

Differentieller Widerstand im Durchlaßbereich:  $r_f$

Differentieller Widerstand im Sperrbereich:  $r_r$

Bestimmung des differentiellen Widerstandes für den Kennlinienpunkt  $P_1$ : Zunächst wird  $P_1$  eingestellt, indem die Spannung  $U_{F1}$  an die Diode angelegt wird. Es fließt dann der Strom  $I_{F1}$ . Nun wird die Spannung um einen kleinen Betrag  $\Delta u_{f1}$  geändert und die dazu gehörige Stromänderung  $\Delta i_{f1}$  gemessen. Der für den Punkt  $P_1$  gültige differentielle Widerstand (im Durchlaßgebiet) ist dann:

$$r_{F1} = \frac{\Delta u_{f1}}{\Delta i_{f1}}; \quad r_{f1} < r_{F1}$$

Infolge der Kennlinienkrümmung ist auch der differentielle Widerstand  $r_f$  bzw.  $r_r$  abhängig von der Lage des Ausgangspunktes auf der Kennlinie. Im Durchlaßgebiet ist  $r_f$  klein, weil eine kleine Spannungsänderung eine große Stromänderung zur Folge hat. Im Sperrgebiet ist dagegen der differentielle Widerstand  $r_r$  sehr groß, da sich bei Änderung der Sperrspannung der Sperrstrom fast gar nicht verändert.

In Zenergebiet ist der differentielle Widerstand  $r_z$  sehr niedrig, da hier bereits kleine Spannungsänderungen sehr große Stromänderungen zur Folge haben (Näheres unter 2.3.7).

Die Kennlinie des PN-Überganges wird beschrieben durch die Gleichung

$$I = I_{Rmax} \cdot \left(1 - e^{-\frac{U}{U_T}}\right)$$

- $I$  Strom durch den PN-Übergang
- $I_{Rmax}$  maximaler Sperrstrom
- $U$  angelegte Spannung
- $U_T$  Boltzmannspannung (siehe 2.1)

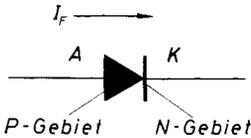


Bild 2.9 Schaltzeichen einer Halbleiterdiode. Die Pfeilspitze gibt die Richtung des Durchlaßstromes an. Bei Halbleiterdioden kleiner Leistung ist die Seite an der sich der Anschlußdraht für das N-Gebiet (Katode) befindet durch einen auf das Gehäuse aufgedruckten Ring oder durch einen Farbpunkt gekennzeichnet.

Die Gleichung gilt im Durchlaß- und im Sperrbereich, nicht dagegen im Zenerbereich. Im Durchlaßbereich ist für  $U$  die Durchlaßspannung  $U_F$  positiv einzusetzen. Der Exponentialausdruck wird dann größer als 1 und der Klammersausdruck negativ. Dies bedeutet, wie es ja auch physikalisch richtig ist, daß der Durchlaß-

strom entgegengesetzt zu  $I_{Rmax}$  gerichtet ist. Die Gleichung berücksichtigt nur die Vorgänge in der Grenzschicht. Die an die Grenzschicht sich anschließenden P- bzw. N-Gebiete weisen einen elektrischen Widerstand auf, den man als Bahnwiderstand bezeichnet. Mit zunehmender Durchlaßstromstärke überwiegt schließlich der Spannungsabfall am Bahnwiderstand, und die Durchlaßkennlinie geht in eine Gerade über (siehe Bild 2.4). Legt man an den PN-Übergang eine Spannung in Sperrichtung an, so ist  $U_R$  negativ einzusetzen. Der Exponentialausdruck wird kleiner als 1. Für große Werte von  $U_R$  wird der Exponentialausdruck verschwindend klein, und es ergibt sich als Strom der maximale Sperrstrom  $I_{Rmax}$ .

Die Kennlinien von Halbleiterdioden desselben Typs können untereinander erheblich streuen. In den Datenbüchern geben die Hersteller neben der mittleren Kennlinie meist auch den möglichen Streubereich an.

# 3. Bipolare Transistoren

## 3.1. Flächiger NPN-Übergang (Flächentransistor)

Die folgenden Darlegungen schließen an die in den Abschnitten 1.1 bis 1.4 sowie 2.1 und 2.2 gebrachten Grundlagen an.

Ein Transistor ist ein Halbleiterkristall mit drei unterschiedlich dotierten, schichtweise aufeinander folgenden Gebieten. Die Folge der Gebiete ist entweder P—N—P oder N—P—N. Das mittlere Gebiet ist in allen Fällen sehr dünn und nur schwach dotiert. Die einzelnen Gebiete bezeichnet man gemäß Bild 3.1 als Emitterzone E, Basiszone B und Kollektorzone C. Jedes Gebiet ist mit einer sperrschichtfreien Anschlußelektrode versehen.

Für die elektrischen Vorgänge in Transistoren sind wie bei Dioden die Grenzschichten oder Übergänge zwischen den verschiedenartig dotierten Gebieten bestimmend. Die elektrischen Eigenschaften des einfachen PN-Überganges wurden in den Abschnitten 2.1 und 2.2 beschrieben. Im Transistor sind zwei derartige

Übergänge vorhanden. Zum Betrieb benötigt der Transistor ähnlich wie eine Röhre Betriebsgleichspannungen. Diese Gleichspannungen werden bei linearen Anwendungen immer so angelegt, daß der Übergang Emitter—Basis in Durchlaßrichtung und der Übergang Basis—Kollektor in Sperrrichtung beansprucht wird. Dies läßt sich in einfacher Weise durch eine Schaltung gemäß Bild 3.2 erzielen.

### Kennzeichnung der Richtung von Strömen und Spannungen beim Transistor:

Ein Transistor stellt mit seinen äußeren Stromkreisen einen vermaschten elektrischen Kreis dar. Es ist daher wichtig, die Richtung von Spannungen und Strömen eindeutig zu kennzeichnen. Normalerweise geschieht dies durch die Festlegung von an sich willkürlichen Bezugsrichtungen. Stimmt die Richtung einer Spannung oder eines Stromes mit der festgelegten Bezugsrichtung überein, so erhalten diese positives Vorzeichen. Ist dagegen die Spannung oder der Strom der Bezugsrichtung entgegengesetzt gerichtet, so erhalten sie negatives Vorzeichen.

Im einzelnen gilt bei Transistoren: Für die Ströme legt man als Bezugsrichtung einheitlich die Richtung in den Anschlußdrähten zu den Transistorelektroden hin fest. Fließt ein Strom tatsächlich entgegengesetzt zu dieser Richtung, so erhält sein Zahlenwert oder sein Formelzeichen negatives Vorzeichen. Beim NPN-Transistor fließt der Emitterstrom gemäß Bild 3.2b von der Emitterelektrode fort. Man schreibt dann beispielsweise  $I_E = -7 \text{ mA}$  oder  $-I_E = 7 \text{ mA}$ . Der Kollektorstrom fließt dagegen zur Kollektorelektrode hin. Man schreibt demnach beispielsweise  $I_C = 8 \text{ mA}$ .

Bei den Spannungen sind bestimmte Bezugsrichtungen nicht vorgeschrieben. Der Zahlenwert einer Spannung oder ihr Formelzeichen erhält positives Vorzeichen, wenn das Potentialgefälle die gleiche Richtung hat wie die gewählte Bezugsrichtung. Die Bezugsrichtung kann durch einen Bezugspfeil in der Schaltung oder durch Zusatzbuchstaben beim Formelzeichen angegeben werden. So bedeutet zum Beispiel  $U_{EB}$  die Spannung zwischen Emitter

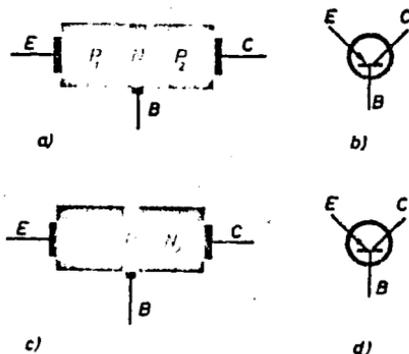


Bild 3.1 Flächentransistoren

- a) Gebietsfolge eines PNP-Transistors
- b) Schaltzeichen eines PNP-Transistors
- c) Gebietsfolge eines NPN-Transistors
- d) Schaltzeichen eines NPN-Transistors

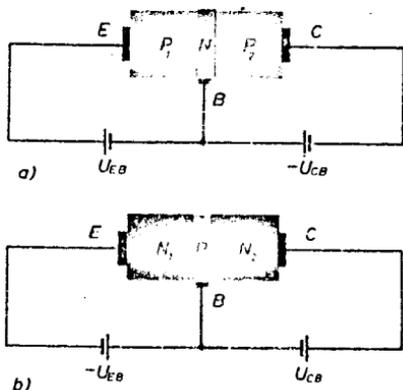


Bild 3.2  
 a) Betriebsgleichspannungen beim PNP-Transistor  
 b) Betriebsgleichspannungen beim NPN-Transistor

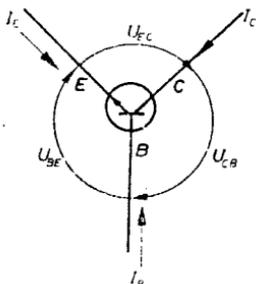


Bild 3.3 Bezugsrichtungen für Ströme und Spannungen beim Transistor

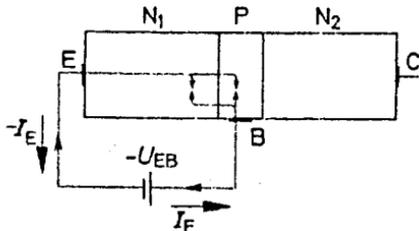


Bild 3.4 NPN-Transistor mit Durchlaßspannung im Eingangskreis bei offenem Ausgangskreis

(E) und Basis (B). Der Zahlenwert oder das Formelzeichen erhalten positive Vorzeichen, wenn das Potential der erstgenannten Elektrode höher ist als das der zweiten. Negatives Vorzeichen ist dagegen zu setzen, wenn das Potential der erstgenannten Elektrode niedriger ist als das der zweiten.

Bei einem PNP-Transistor (Bild 3.2a) könnte es beispielsweise heißen:

$$U_{CB} = -9\text{ V} \text{ oder } -U_{CB} = 9\text{ V} \text{ oder } U_{BC} = 9\text{ V}.$$

Allgemein gilt:

$$U_{XY} = -U_{YX}$$

Es bedeuten gemäß Bild 3.3:

$U_{CB}$  Spannung Kollektor—Basis

$U_{BE}$  Spannung Basis—Emitter

$U_{EC}$  Spannung Emitter—Kollektor

$I_E$  Bezugsrichtung für Emitterstrom

$I_B$  Bezugsrichtung für Basisstrom

$I_C$  Bezugsrichtung für Kollektorstrom

Unter Beachtung der Vorzeichenfestlegungen läßt sich aus Bild 3.3 unmittelbar ablesen:

$$I_E + I_C + I_B = 0$$

$$U_{CB} + U_{BE} + U_{EC} = 0$$

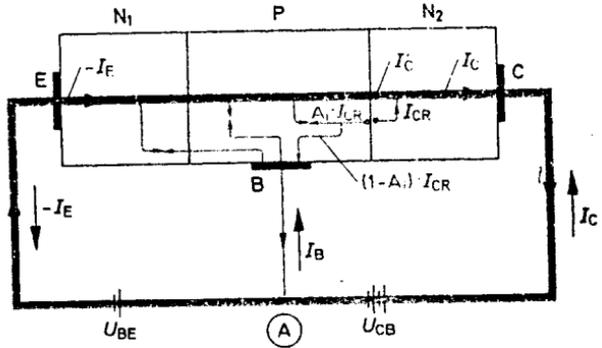
Die Wirkungsweise des Transistors wird im weiteren Verlauf am Beispiel des NPN-Transistors dargestellt. Für PNP-Transistoren gilt grundsätzlich das gleiche, jedoch müssen die abweichenden Strom- und Spannungsrichtungen beachtet werden.

Bei einem NPN-Transistor sei zunächst nur der Übergang  $N_1P$  durch die äußere Spannung  $-U_{EB}$  in Durchlaßrichtung beansprucht, während am Übergang  $PN_2$  keine äußere Spannung anliegt (Bild 3.4). Wie bereits in Abschnitt 2.2 beschrieben, fließt in diesem Stromkreis ein verhältnismäßig großer Durchlaßstrom  $-I_E$ . Er besteht im  $N_1$ -Gebiet (Emitter) aus einer Elektronenströmung, im P-Gebiet (Basis) aus einer Löcherströmung.

Im zweiten Beispiel werde nur der Übergang  $PN_2$  durch eine äußere Spannung beansprucht, und zwar in Sperrrichtung, während am Übergang  $N_1P$  keine äußere Spannung liegt (Bild 3.5). In diesem Stromkreis fließt nur ein kleiner Sperrstrom  $I_{CB}$ , der, wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, durch die wenigen thermisch erzeugten Ladungsträger hervorgerufen wird. Man bezeichnet ihn als den Kollektor—Basis-Reststrom  $I_{CB}$ .

Schließlich werden nun beide Spannungen gleichzeitig angelegt (Bild 3.6). Vom Emitter aus fließt wie im ersten Beispiel der große Durchlaßstrom  $-I_E$  in Form eines Elektronenstromes durch das  $N_1$ -Gebiet. Dieser Elektronenstrom überquert den Übergang  $N_1P$  und gelangt in das nur schwach dotierte P-Gebiet

Bild 3.6 Ströme in einem NPN-Transistor  
 (Die tatsächlich im Verhältnis zu den anderen Schichten sehr dünne Basiszone ist hier zur Verdeutlichung der Vorgänge besonders dick gezeichnet)



(Basis). Ein kleiner Teil der Elektronen rekombiniert hier mit Löchern und bildet den Basisstrom  $I_B$ . Der größte Teil der Elektronen durchquert das dünne P-Gebiet durch Diffusionskräfte und gelangt in den Übergang  $PN_2$ . Durch das hier bestehende elektrische Feld werden die Elektronen in das  $N_2$ -Gebiet gezogen und durchqueren es als Elektronenstrom. Zusätzlich ergibt sich am Übergang  $PN_2$  noch der stark temperaturabhängige Sperrstrom  $I_{CR}$ . Er fließt in der Kollektorzone als Elektronenstrom und vergrößert  $I_C$ . Die in die Basis fließenden Löcher rekombinieren zum Teil mit den Elektronen des Emittierstromes (Anteil  $A_1 \times I_{CR}$ ), zum Teil fließen sie über die Basis ab. Obwohl der Übergang Basis-Kollektor durch eine äußere Spannung in Sperrrichtung beansprucht ist, fließt also ein Kollektorstrom  $I_C$ , der fast so groß ist wie der Emittierstrom  $-I_E$ . Verändert man die Stärke des Emittierstromes, so ändert sich in gleicher Weise auch der Kollektorstrom. Der Kollektorstrom läßt sich also durch den Emittierstrom steuern. Darauf beruht die An-

wendung des Transistors als Verstärker. Da die Steuerung in der hier gewählten Schaltung vom Emittier-Basis-Kreis ausgeht, bezeichnet man diesen als den Eingangskreis. Da der Kollektorstrom gesteuert wird, so ist der Kollektor-Basis-Kreis hier der Ausgangskreis des Transistors.

#### Grundgleichungen des Transistors:

Wie aus Bild 3.6 hervorgeht, besteht der Kollektorstrom  $I_C$  aus dem vom Emittier injizierten Anteil  $I_C'$  und dem Sperrstrom  $I_{CR}$  des Überganges Basis-Kollektor.

$$I_C = I_C' + I_{CR}$$

Der injizierte Strom  $I_C'$  ist proportional dem Emittierstrom  $I_E$ :

$$I_C' = -I_E \cdot A$$

Dabei ist

$$A = \frac{I_C'}{-I_E} < 1$$

die Kurzschluß-Gleichstromverstärkung des Transistors.

Der Sperrstrom  $I_{CR}$  ergibt sich nach der Gleichung von Shockley (Kapitel 2.2.3.) zu:

$$I_{CR} = I_{CR \max} \cdot \left(1 - e^{-\frac{U_{CB}}{U_T}}\right)$$

Der maximale Sperrstrom  $I_{CR \max}$  wird auch als Kollektor-Basis-Reststrom  $I_{CB0}$  bezeichnet (siehe Abschnitt 3.2.5).

Damit wird:

$$I_C = -I_E \cdot A + I_{CB0} \cdot \left(1 - e^{-\frac{U_{CB}}{U_T}}\right)$$

für  $U_{CB} \geq 3 \cdot U_T = 75 \text{ mV}$  wird der Klammerausdruck praktisch gleich 1. Damit gilt:

$$I_C \approx -I_E \cdot A + I_{CB0}$$

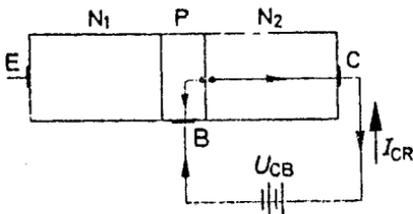


Bild 3.5 NPN-Transistor mit Sperrspannung im Ausgangskreis bei offenem Eingangskreis

Der Emitterstrom  $-I_E$  setzt sich, wie Bild 3.6 zeigt, zusammen aus dem Durchlaßstrom  $I_{EF}$  des Überganges Emitter—Basis und dem Teil  $A_1 \cdot I_{CB}$  des Kollektor-Basis-Sperrstromes, der mit dem Emitterstrom rekombiniert.  $A_1 < 1$  ist die **inverse Kurzschluß-Gleichstromverstärkung**. Der Anteil  $(1 - A_1)$  des Sperrstromes fließt über die Basis ab.

$$-I_E = I_{EF} + A_1 \cdot I_{CB}$$

Nach Shockley ist:

$$I_{EF} = I_{EBO} \cdot \left( e^{\frac{U_{BE}}{U_T}} - 1 \right)$$

Darin ist  $I_{EBO}$  der maximale Sperrstrom des Überganges Emitter—Basis (siehe Abschnitt 3.2.5).

Damit wird:

$$-I_E = I_{EBO} \cdot \left( e^{\frac{U_{BE}}{U_T}} - 1 \right) + A_1 \cdot I_{CBO} \cdot \left( 1 - e^{-\frac{U_{BC}}{U_T}} \right)$$

Für  $U_{CB} \geq 75$  mV wird der Wert der zweiten Klammer praktisch gleich 1. Dann gilt:

$$-I_E \approx I_{EBO} \cdot \left( e^{\frac{U_{BE}}{U_T}} - 1 \right) + A_1 \cdot I_{CBO}$$

Die vorstehenden Gleichungen beschreiben das gleichstrommäßige Verhalten des Transistors.

## 3.2. Die drei Grundschaltungen des Transistors

### 3.2.1. Transistor in Basisschaltung

Die Basisschaltung selbst und die Vorgänge im Transistor sind bereits im einführenden Abschnitt 3.1 beschrieben worden. Zur weiteren Erläuterung der Eigenschaften des Transistors in Basisschaltung wird nochmals das Stromlaufbild 3.6 benutzt.

#### 3.2.1.1. Kennlinien und Kennwerte

Für den Knotenpunkt A gilt:

$$\begin{aligned} -I_E &= I_B + I_C \\ I_B &= -I_E - I_C \end{aligned}$$

Gemäß der Festlegung der Strombezugsrichtungen in Abschnitt 3.1 ist der Zahlenwert von  $-I_E$  positiv und der von  $-I_C$  negativ. Der Basisstrom  $I_B$  ist also tatsächlich gleich dem Unterschied von  $I_E$  und  $I_C$ . Ohne Berücksichtigung der Bezugsrichtungen gilt:

$$|I_B| = |I_E| - |I_C|$$

Da  $I_C$  nur etwas kleiner ist als  $I_E$ , so ist der Basisstrom sehr klein.

Ändert man den Emitterstrom um einen kleinen Betrag  $\Delta I_E$ , so verändert sich der Kollektorstrom um den etwas kleineren Betrag  $\Delta I_C$ . Das Verhältnis der Ausgangsstromänderung zur ursächlichen Eingangsstromänderung ist die **differentielle Kurzschluß-Stromverstärkung** des Transistors.

(„Kurzschluß“ bedeutet hier, daß in den Ausgangskreis kein Widerstand eingeschaltet ist

und die Ausgangsspannung  $U_{CB}$  bei der Stromänderung konstant bleibt.)

Für die Basisschaltung gilt demnach:

$$\alpha = \frac{\Delta I_C}{-\Delta I_E} \Big|_{U_{CB} \text{ konst.}}$$

**Differentielle Kurzschlußstromverstärkung in Basisschaltung**

Infolge der Rekombination einiger der vom Emitter her die Basiszone durchfließenden Löcher mit den dort vorhandenen Elektronen ist  $-\Delta I_C$  kleiner als  $\Delta I_E$ . Da die Basisdicht sehr dünn und nur schwach dotiert ist, ist diese Rekombination allerdings nur gering. Daher ist die Kurzschlußstromverstärkung nur wenig kleiner als 1.

$$0,95 < |\alpha| < 0,998$$

Im Hinblick auf den Verstärkungsvorgang ist für  $\alpha$  auch die Bezeichnung **Kurzschluß-Signalstromverstärkung** gebräuchlich.

Entsprechend nennt man die bereits in Abschnitt 3.2 eingeführte Kurzschluß-Gleichstromverstärkung  $A$  auch **Großsignalstromverstärkung**.

Die Abhängigkeiten der verschiedenen Ströme und Spannungen beim Transistor werden ähnlich wie bei der Röhre durch **Kennlinienfelder** wiedergegeben.

Da die Eigenschaften der Transistoren stark von der Temperatur abhängen, müßten die Kennlinien bei konstanter Halbleitertemperatur aufgenommen werden. Dies ist, wie in Abschnitt 2.2 erwähnt, nur bei impulsweiser Messung mit möglichst kurzer Impulsdauer gewährleistet. Jedoch liefert die punktweise Aufnahme der Kennlinien noch brauchbare Ergebnisse, wenn man die Einschaltdauer zur Messung jeweils möglichst kurz wählt ( $\leq 5$  s).

Besonders aufschlußreich ist das Ausgangskennlinienfeld in Basisschaltung, in Basisschaltung also die Abhängigkeit des Kollektorstromes  $I_C$  von der Kollektor-Basis-Spannung  $+U_{CB}$ . Die Aufnahme erfolgt bei verschiedenen konstanten Werten des Emittterstromes  $-I_E$ . Bild 3.7 zeigt eine Schaltung zur punktweisen Messung, Bild 3.8 das Beispiel eines Ausgangskennlinienfeldes. Fließt ein Emittterstrom, und steigert man  $U_{CB}$  von Null aus, so werden schon bei sehr kleinen Spannungswerten die vom Emittter in die Basis einströmenden Elektronen in das Kollektorgebiet gezogen, d.h.,  $I_C$  steigt bereits bei sehr kleinen Spannungen stark an und erreicht fast die Größe von  $I_E$ . Bei weiterer Steigerung von  $U_{CB}$  nimmt  $I_C$  dann kaum noch zu, wie der fast waagerechte Kennlinienverlauf zeigt.

Diese geringe Zunahme des Kollektorstromes  $I_C$  bei Steigerung von  $U_{CB}$  hat folgende Ursache: Wie in Kapitel 2.3.4 beschrieben, wird die Dicke der Sperrschicht eines PN-Überganges bei Steigerung der Sperrspannung größer. Bei Steigerung von  $U_{CB}$  wächst also die Sperrschicht des Überganges Basis-Kollek-

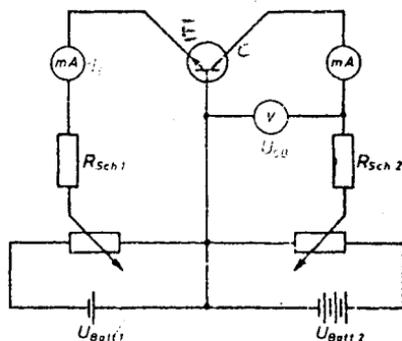
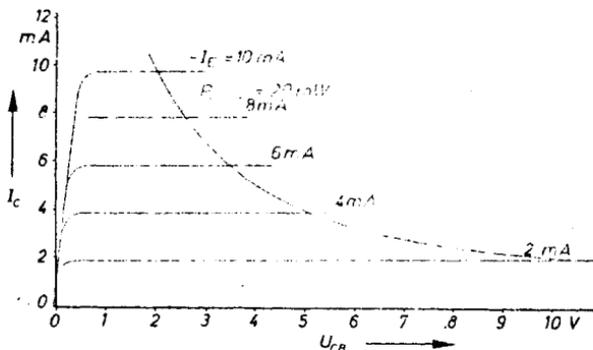
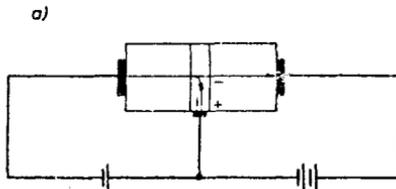
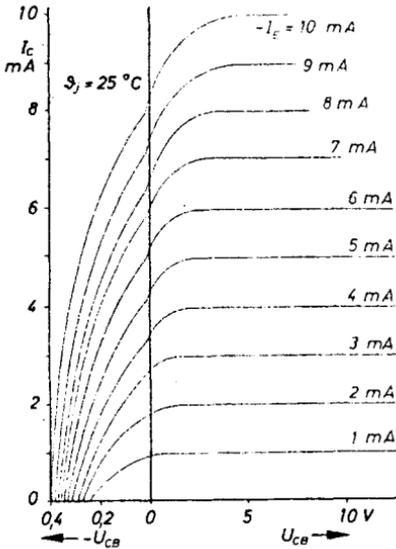


Bild 3.7. Messschaltung zur punktweisen Aufnahme des Ausgangskennlinienfeldes eines NPN-Transistors in Basisschaltung mit  $-I_E$  als Parameter. Der Schutzwiderstand  $R_{Sch1}$  begrenzt den Emittterstrom. Er hat den Wert  $R_{Sch1} = U_{Batt1}/I_{E,max}$ . Der Schutzwiderstand  $R_{Sch2}$  begrenzt den Kollektorstrom.

tor weiter in die schwach dotierte Basiszone hinein. Der Weg, der vom Emittter einströmenden Elektronen durch die Basiszone wird daher kürzer, und die Rekombination mit den Löchern der Basiszone nimmt ab. Dies führt zu einer geringen Zunahme des Kollektorstromes (Early-Effekt).

Bild 3.8 Ausgangskennlinienfeld eines NPN-Transistors in Basisschaltung mit  $-I_E$  als Parameter (idealisiert) mit Leistungshyperbel für  $P_{V,max} = 20$  mW





→ Bahn - Spannungsabfall

b)

**Bild 3.9** a) Ausgangskennlinienfeld eines Transistors in Basisschaltung  
b) Erzeugung der Vorspannung des Kollektors gegen die Basis durch den Basisstrom

Meist beginnt der Anstieg der Ausgangskennlinien bereits bei kleinen negativen Werten von  $U_{CB}$ . Die Ursache ist der Spannungsabfall, den der kleine Basisstrom in der infolge der schwachen Dotierung verhältnismäßig hochohmigen Basiszone hervorruft. Hierdurch wird der Kollektor positiv gegen die Basis vorgespannt (Bild 3.9). Die gesamten Kennlinien werden dadurch also in Richtung von  $-U_{CB}$  verschoben.

Im Transistor wird wie in der Diode elektrische Energie in Wärme umgesetzt (siehe 2.2). Die umgesetzte Leistung ist gleich der Stromstärke, multipliziert mit dem Spannungsabfall. Gemäß Bild 3.6 ergibt sich die Transistor-Verlustleistung

$$P_V = I_C \cdot (U_{CB} + U_{BE}) + I_B \cdot U_{BE}$$

Da  $U_{CB} + U_{BE} = U_{CE}$  und  $I_C \gg I_B$ , so kann man schreiben

$$P_V \approx I_C \cdot U_{CE}$$

da  $U_{BE} \ll U_{CB}$

so wird:

$$P_V \approx I_C \cdot U_{CB}$$

Durch die in Wärme umgesetzte elektrische Energie erwärmt sich der Transistor. Da der größte Spannungsabfall in PN<sub>2</sub>-Übergang erfolgt, tritt dort die stärkste Erwärmung auf. Infolgedessen steigt ähnlich wie bei einer Diode der Sperrstrom an, was eine Zunahme der Verlustleistung und damit eine weitere Temperaturerhöhung zur Folge hat. Wenn die entstehende Wärme nicht schnell genug abgeleitet wird, so kann dies zu einem fortgesetzten Stromanstieg und schließlich zur Zerstörung des Transistors führen. Für jeden Transistortyp wird daher vom Hersteller die höchste zulässige Verlustleistung  $P_{Vmax}$  in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur und der Wärmeleitfähigkeit  $R_{th,LU}$  angegeben. Mit  $P_{Vmax}$  läßt sich für jeden Wert von  $U_{CB}$  der höchste zulässige Wert von  $I_C$  angeben.

$$I_{Cmax} \approx \frac{P_{Vmax}}{U_{CB}}$$

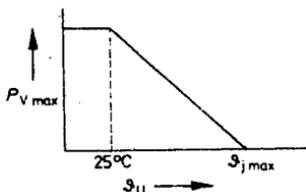
Dieser Zusammenhang läßt sich in das Kennlinienfeld eintragen. Es ergibt sich die sogenannte Leistungshyperbel (in Bild 3.9). Für alle Kennlinienpunkte, die links von dieser Leistungshyperbel liegen, ist  $P_V < P_{Vmax}$ , für alle Punkte rechts von ihr dagegen  $P_V > P_{Vmax}$ . In dem Gebiet rechts von der Leistungshyperbel darf daher der Transistor nicht betrieben werden. Da seine Wärmekapazität klein ist, können schon kurzzeitige Überlastungen zur Zerstörung führen.

Gemäß Abschnitt 2.2.4 gilt für die höchstzulässige Verlustleistung:

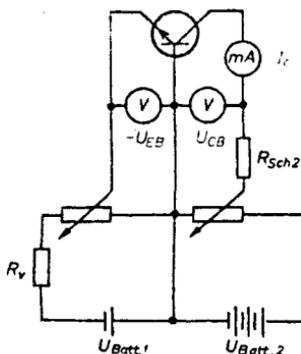
$$P_{Vmax} = \frac{\vartheta_{j,max} - \vartheta_U}{R_{th,LU}}$$

Die höchstzulässige Verlustleistung wird also um so kleiner, je höher die Umgebungstemperatur  $\vartheta_U$  ist.

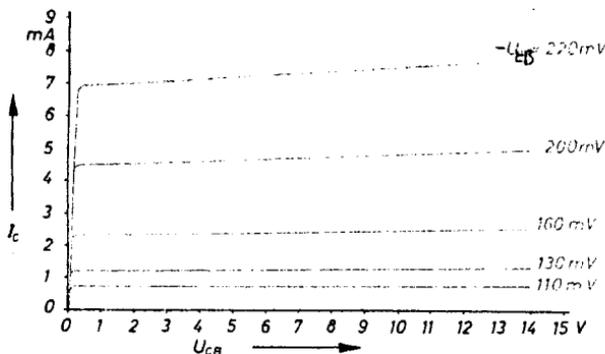
Dieser Zusammenhang wird in den Datenblättern in Form des Kurvenbildes 3.10 angegeben.



**Bild 3.10** Höchstzulässige Verlustleistung  $P_{V \max}$  in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur  $\theta_u$  (Prinzip)



a)



b)

Bei den bisher besprochenen Ausgangskennlinien war der Emitterstrom  $-I_E$  stufenweise konstant gehalten worden. Ein anderes ebenfalls häufig angewandtes Ausgangskennlinienfeld erhält man, wenn man statt dessen die Emitterspannung  $-U_{EB}$  stufenweise konstant hält. Bild 3.11a zeigt die Meßschaltung, Bild 3.11b ein derartiges Ausgangskennlinienfeld. Dieses Kennlinienfeld ist ungleichmäßiger als das zuerst beschriebene. Die Ursache hierfür ist die nichtlineare Strom-Spannungs-Kennlinie des N<sub>1</sub>P-Überganges. Bezüglich der Leistungshyperbel und der Lage des Stromanstiegs gilt das gleiche wie beim ersten Kennlinienfeld. Manchmal werden beide Kennlinienfelder ineinander gezeichnet.

Welches der beiden Ausgangskennlinienfelder man zur Darstellung des Verstärkungs Vorganges benutzt, hängt ab vom Innenwiderstand  $R_G$  der Signalquelle (siehe unter 3.2.1.2, 3.2.2.2 und 3.2.3.2). Hierbei sind folgende Grenzfälle möglich:

- Falls  $R_G$  wesentlich kleiner ist als der Eingangswiderstand  $R_i$  des Transistors, so ist die Eingangswechselspannung nur von der Signalquelle bestimmt und unabhängig von dem meist nichtlinearen Eingangswiderstand des Transistors (Spannungssteuerung). In diesem Fall verwendet man zweckmäßig das Ausgangskennlinienfeld mit der Eingangsspannung als Parameter.
- Ist dagegen  $R_G$  sehr viel größer als  $R_i$  (hochohmige Speisung), so ist der Eingangsstrom nur von der Signalquelle bestimmt und unabhängig vom Eingangswiderstand des Transistors (Stromsteuerung). In diesem Fall ist das Ausgangskennlinienfeld mit dem Eingangsstrom als Parameter zu verwenden.

**Bild 3.11 a)** Meßschaltung zur punktuweisen Aufnahme des Ausgangskennlinienfeldes eines NPN-Transistors in Basisschaltung mit  $-U_{EB}$  als Parameter.  $R_T$  begrenzt den Einstellbereich für  $-U_{EB}$   
**b)** Ausgangskennlinienfeld

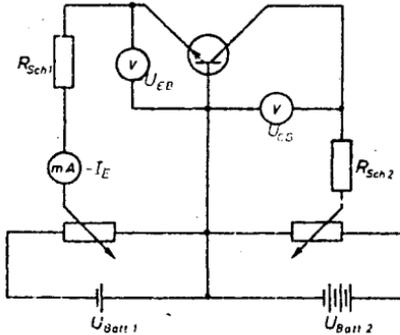


Bild 3.12 Schaltung zur punktweisen Aufnahme des Eingangskennlinienfeldes eines NPN-Transistors in Basisschaltung. Der Spannungsmesser für  $-U_{EB}$  soll einen möglichst hohen Innenwiderstand haben. Bezüglich des Temperatureinflusses auf die Messung vergl. Abschn. 2.2.

Das Eingangskennlinienfeld zeigt die Abhängigkeit des Emittersstromes  $-I_E$  von der Emittier-Basis-Spannung  $-U_{EB}$  bei konstanter Kollektorspannung  $U_{CB}$ . Bild 3.13 zeigt ein Eingangskennlinienfeld, Bild 3.12 die Schaltung zu seiner punktförmigen Aufnahme. In den Datenblättern der Transistoren wird häufig eine Zusammenstellung von vier Kennlinien bzw. Kennlinienfeldern wiedergegeben (Bild 3.14).

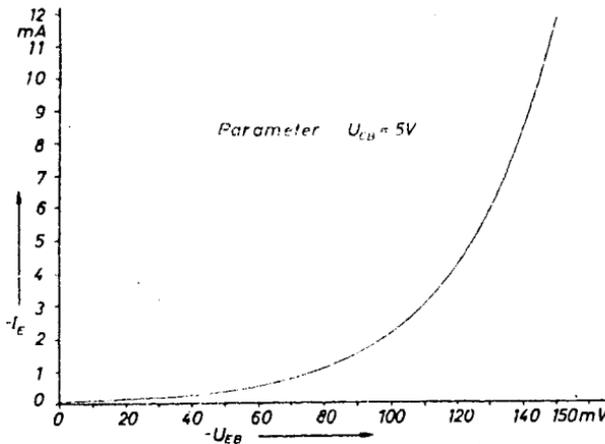


Bild 3.13 Eingangskennlinie eines NPN-Transistors in Basisschaltung

Der erste Quadrant enthält das Ausgangskennlinienfeld ähnlich Bild 3.8.

Der zweite Quadrant zeigt die Abhängigkeit des Ausgangsstromes  $I_C$  vom Eingangsstrom  $-I_E$  bei konstanter Ausgangsspannung  $U_{CB}$  (Steuerkennlinie).

Der dritte Quadrant enthält das Eingangskennlinienfeld entsprechend Bild 3.13.

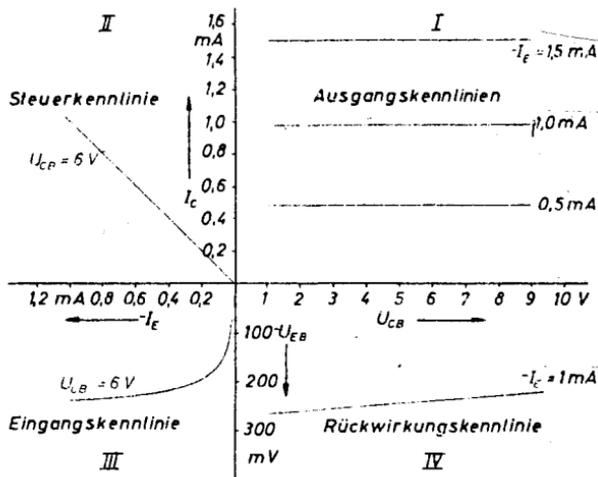
Der vierte Quadrant zeigt die Abhängigkeit der Eingangsspannung  $-U_{EB}$  von der Ausgangsspannung  $U_{CB}$  für konstante Werte des Eingangsstromes  $-I_E$ . Diese Beeinflussung der Eingangsspannung durch die Ausgangsspannung bezeichnet man als Spannungsrückwirkung. Sie ist um so geringer, je flacher diese Kennlinien verlaufen.

Aus den Kennlinien lassen sich die Eingangs- und Ausgangswiderstände des Transistors bestimmen. Der Eingangswiderstand ist der Widerstand zwischen den Eingangsklemmen des Transistors, in der hier betrachteten Basisschaltung also zwischen dem Emitter und Basis. Wie bei der Diode, so muß man auch hier zwischen dem Gleichstrom-Eingangswiderstand  $r_{IB}$  und dem Wechselstrom-Eingangswiderstand  $r_{ib}$  unterscheiden.

$$r_{IB} = \frac{\text{Eingangsgleichspannung}}{\text{Eingangsgleichstrom}} = \frac{-U_{EB}}{-I_E}$$

$$r_{ib} = \frac{\text{Änderung der Eingangsspannung}}{\text{Änderung des Eingangsstromes}} = \frac{-\Delta U_{EB}}{-\Delta I_E}$$

Bild 3.14 Vierfelder-Kennlinien eines NPN-Transistors in Basisschaltung



Die Eingangskennlinie ist die Durchlasskennlinie eines PN-Überganges. Sie wird angenähert durch die Gleichung von Shockley (Abschnitt 2.2.3) beschrieben:

$$I_E = I_R \max \cdot \left(1 - e^{-\frac{U_{BE}}{U_T}}\right)$$

Da bei Zimmertemperatur die Boltzmannspannung  $U_T \approx 25 \text{ mV}$  beträgt, so gilt für  $U_{BE} \gg 3 \cdot U_T = 75 \text{ mV}$ :

$$I_E \approx -I_R \max \cdot e^{\frac{U_{BE}}{U_T}}$$

Damit wird:

$$\frac{1}{r_{ib}} = \frac{dI_E}{dU_{BE}} = -I_R \max \cdot \frac{1}{U_T} \cdot e^{\frac{U_{BE}}{U_T}}$$

$$r_{ib} \approx \frac{U_T}{I_E}$$

Der Eingangswiderstand ist also angenähert umgekehrt proportional dem Emittterstrom.

Die Gleichung von Shockley gilt nur für die Grenzschicht. In den Eingangswiderstand gehen daher noch zusätzlich die Bahnwiderstände von Emittter und Basis ein. Wegen der geringen Dotierung der Basiszone überwiegt der Basisbahnwiderstand, der in der Ersatzschaltung Bild 3.65 mit  $r_{b1}$  bezeichnet wird. Damit wird:

$$r_{ib} \approx \frac{U_T}{I_E} + r_{b1}$$

Bei der Anwendung des Transistors als Verstärker liegt im Ausgangskreis stets ein Belastungswiderstand (Außenwiderstand  $R_A$ ). Infolge der Verkettung von Eingangs- und Ausgangskreis innerhalb des Transistors ist der Wert des Wechselstrom-Eingangswiderstandes von der Größe dieses Außenwiderstandes  $R_A$  abhängig. Man muß daher folgende Wechselstrom-Eingangswiderstände unterscheiden:

$r_{ib}$  Wechselstrom-Eingangswiderstand des Transistors in Basisschaltung bei ausgangsseitigen Kurzschluß ( $R_A = 0$ ).

$R_{ib}$  Wechselstrom-Eingangswiderstand des Transistors in Basisschaltung bei eingeschaltetem Außenwiderstand ( $R_A > 0$ ).  $R_{ib}$  wird auch **Betriebseingangswiderstand** in Basisschaltung genannt.

Für kleine Werte von  $R_A$  ist  $R_{ib} \approx r_{ib}$ . Für  $R_A > 10^4 \Omega$  nimmt  $R_{ib}$  erheblich zu.

Im Eingangskreis der Basisschaltung rufen kleine Spannungen große Ströme hervor, da der Übergang N,P in Durchlafrichtung beansprucht wird. Die Werte von  $r_{ib}$  und  $R_{ib}$  sind daher sehr niedrig, meist kleiner als  $50 \Omega$ .

Der Wechselstrom-Ausgangswiderstand ist dementsprechend der Widerstand zwischen den Ausgangsklemmen des Transistors.

$$r_{2b} = \frac{\text{Änderung der Ausgangsspannung}}{\text{Änderung des Ausgangsstromes}}$$

$$= \frac{\Delta U_{CB}}{\Delta I_C}$$

Der Wert des Ausgangswiderstandes ist abhängig vom Widerstand  $R_E$  im Eingangskreis. Man unterscheidet daher auch beim Ausgangswiderstand:

$r_{2b}$  Wechselstrom-Ausgangswiderstand des Transistors in Basisschaltung bei einseitigem Kurzschluß ( $R_E = 0$ )

$R_{2b}$  dgl. bei eingeschaltetem Widerstand im Eingangskreis ( $R_E > 0$ ), auch Betriebsausgangswiderstand genannt.

Für kleine Werte von  $R_E$  wird  $R_{2b} \approx r_{2b}$ . Für  $R_E > 100 \Omega$  nimmt  $R_{2b}$  erheblich zu.

Der fast waagerechte Verlauf der Ausgangskennlinien zeigt, daß sich  $I_C$  bei Änderung von  $U_{CB}$  praktisch nicht verändert. Daher sind  $r_{2b}$  und  $R_{2b}$  sehr groß ( $\sim 500 \text{ k}\Omega$  bis  $2 \text{ M}\Omega$ ). In Abschnitt 3.4 wird die Bestimmung der Betriebseingangs- und -ausgangswiderstände mit Hilfe der Vierpolparameter beschrieben.

### 3.2.1.2. Der Transistor in Basisschaltung als Verstärker

Wie weiter vom gezeigt wurde, läßt sich der Ausgangsstrom  $I_C$  durch den Eingangsstrom  $-I_E$  steuern. Dabei ist in der Basisschaltung die Ausgangstromänderung  $\Delta I_C$  etwas kleiner als die Eingangstromänderung  $-\Delta I_E$ . Trotzdem kann man mit dem Transistor in Basisschaltung

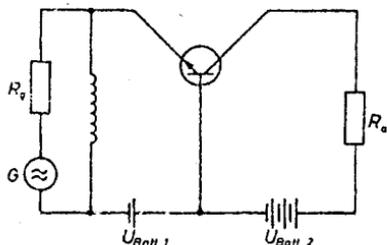


Bild 3.15 NPN-Transistor in Basisschaltung als Verstärker (Prinzip)

Signale spannungs- und leistungsmäßig verstärken. Da der Eingangswiderstand des Transistors sehr niedrig ist, so wird zur Erzeugung einer Eingangstromänderung  $\Delta I_E$  nur eine sehr kleine Eingangsspannungsänderung  $\Delta U_{EB}$  benötigt. In den Ausgangskreis wird zusätzlich ein Widerstand  $R_A$  (Außenwiderstand) eingeschaltet, der viel größer als  $R_{1b}$  ist. Außerdem ist die Gleichspannung im Ausgangskreis größer als die Gleichspannung im Eingangskreis. Bei Änderung des Ausgangsstromes um  $\Delta I_C$  tritt an  $R_A$  eine Spannungsänderung  $\Delta I_C \cdot R_A$  auf, die viel größer ist als die Eingangsspannungsänderung  $-\Delta U_{EB}$ . Die Eingangsspannung ist also verstärkt worden.

Die Verstärkung kommt demnach zustande, indem man von einem niederohmigen Stromkreis aus den Strom in einem Kreis mit hoher Spannung und hohem Widerstand steuert.

In der Verstärkertechnik handelt es sich im allgemeinen um die Verstärkung von Wechselgrößen. An die Stelle der bisher angenommenen sprunghaften Spannungs- und Stromänderungen treten dann Wechselspannungen und Wechselströme.

In der Schaltung Bild 3.15 ist  $G$  die „Signalquelle“. Sie repräsentiert die Wechselspannung und -leistung, die verstärkt werden sollen.  $R_E$  ist ihr Innenwiderstand. Gelegentlich wird zwischen Signalquelle und Transistor ein Übertrager geschaltet. Er dient zur Anpassung der Quelle an den Eingangswiderstand des Transistors und ermöglicht die Zuführung des Gleichstromes zum Emittor, falls die Quelle selbst für Gleichstrom nicht durchlässig ist (Bild 3.16). Aus den gleichen Gründen kann auch der Außenwiderstand über einen Übertrager angeschlossen werden.

Damit alle Teile einer Schaltung eindeutiges Potential erhalten, wird jeweils ein Punkt der Schaltung mit der „Masse“ des Gerätes (Chassis, Gehäuse) verbunden. Um Eingangs- und Ausgangskreis gleichzeitig zu erfassen, wird hierfür ihr gemeinsamer Anschlußpunkt, bei der Basisschaltung also die Basis, gewählt.

Ohne Signal stellt sich ein fester Betriebspunkt des Transistors ein, der durch die Gleichspannungen  $U_{Batt1}$  und  $U_{Batt2}$ , eventuell im Eingangs- oder Ausgangskreis vorhandene ohmsche Widerstände und die Eigenschaften des Transistors bestimmt wird. Man bezeichnet ihn als den Arbeitspunkt. Im Ausgangskennlinienfeld (Bild 3.8 und Bild 3.11) ist dieser Arbeitspunkt durch die Werte von  $U_{CB}$  und  $I_C$  bestimmt. Bei gegebenem Wert von  $U_{CB}$  hängt der sich einstellende Wert von  $I_C$  stark von  $-U_{EB}$  bzw.  $-I_E$  ab. Da  $-I_E$  stark temperaturabhängig ist, verwendet man im allgemeinen die Werte von  $-I_E$  und  $-U_{EB}$  nicht mit zur Kennzeichnung des Arbeitspunktes. Man macht vielmehr häufig  $-U_{EB}$  veränderlich, um einen

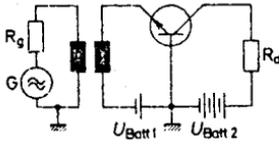


Bild 3.16 Verstärkerstufe in Basisschaltung mit Eingangübertrager (Prinzip)

durch  $U_{CB}$  und  $I_C$  bestimmten Arbeitspunkt festzuhalten. Bei Anschluß des Außenwiderstandes  $R_A$  über einen Übertrager mit niedrigem Gleichstromwiderstand der Primärwicklung ist  $U_{CB} \approx U_{Batt2}$ .

Wird dagegen ein ohmscher Außenwiderstand ohne Übertrager unmittelbar in den Ausgangskreis geschaltet (Bild 3.16), so ist  $U_{CB}$  um den an diesem Widerstand auftretenden Spannungsabfall niedriger als  $U_{Batt2}$ .

$$U_{CB} = U_{Batt2} - I_C \cdot R_A$$

Für vorgegebene feste Werte von  $U_{Batt2}$  und  $R_A$  ergibt diese Gleichung im Ausgangskennlinienfeld eine Gerade. Sie zeigt, wie groß  $U_{CB}$  in Abhängigkeit von  $I_C$  infolge des Spannungsabfalls an  $R_A$  ist. Man bezeichnet sie als Außenwiderstandsgrade. Sie schneidet die  $U_{CB}$ -Achse im Punkt  $U_{Batt2}$ , weil für  $I_C = 0$  ja  $U_{CB} = U_{Batt2}$  wird. Die  $I_C$ -Achse wird im Punkt  $I_C = U_{Batt2}/R_A$  geschnitten, weil bei diesem Stromwert  $U_{CB} = 0$  werden würde. (Diese Punkte haben nur rechnerische Bedeutung; sie sind im Betrieb nicht erreichbar.) Mittels dieser beiden leicht zu bestimmenden Punkte läßt sich die Außenwiderstandsgrade in das Ausgangskennlinienfeld einzeichnen (Bild 3.17).

Der sich einstellende Arbeitspunkt A liegt erstens auf der Ausgangskennlinie für den gewählten Parameterwert ( $-I_C$  oder  $-U_{EB}$ ) und zweitens auf der Widerstandsgeraden. Er darf, wie weiter vorn gesagt wurde, nicht oberhalb der Leistungshyperbel liegen. Die Signalquelle erzeugt im Eingangskreis zusätzlich zum Gleichstrom  $-I_C$  einen kleinen Wechselstrom mit der Amplitude  $I_{em}$ . Dann überlagert sich dem Ausgangsgleichstrom  $I_C$  ebenfalls ein Wechselstrom mit der Amplitude  $I_{em}$ . Am hohen Außenwiderstand  $R_A$  erzeugt dieser Wechselstrom eine Wechselspannung und eine Wechselstromleistung, die wesentlich größer sind als die Eingangswerte. Die Ausgangswechselspannung ist dabei gleichphasig mit der Eingangsspannung. Die erzielbare Spannungs- und Leistungsverstärkung läßt sich abschätzen: Bei nicht zu großem  $R_A$  ist der Ausgangs-

wechselstrom fast so groß wie der Eingangswechselstrom.

$$I_{2m} \approx I_{1m}$$

Eingangsswechselspannung

$$U_{1m} = I_{1m} \cdot R_{1b}$$

Ausgangswechselspannung

$$U_{2m} = I_{2m} \cdot R_A \approx I_{1m} \cdot R_A$$

Spannungsverstärkung

$$V_u = \frac{U_{2m}}{U_{1m}} \approx \frac{R_A}{R_{1b}} \approx \frac{R_A}{r_{1b}}$$

Der Eingangswiderstand des Transistors in Basisschaltung ist sehr niedrig (siehe 3.2.1.1). Ist z. B.  $r_{1b} = 50 \Omega$ , und verwendet man einen Außenwiderstand  $R_A = 25 \text{ k}\Omega$ , so wird

$$V_u \approx \frac{25 \cdot 10^3}{50} = 500$$

Als Leistungsverstärkung  $V_p$  bezeichnet man das Verhältnis der an  $R_A$  auftretenden Wechselstromleistung zur Eingangs-Wechselstromleistung.

$$V_p = \frac{P_2}{P_1} \approx \frac{R_A}{r_{1b}}$$

In dem obigen Beispiel wird daher ebenfalls  $V_p \approx 500$ .

Der höchste Wert der Wechselstrom-Ausgangsleistung ergibt sich bei Anpassung des Außenwiderstandes  $R_A$  an den Ausgangswiderstand  $R_{pb}$  des Transistors. Die genaue Berechnung der Verstärkung wird in Abschnitt 3.4 beschrieben.

Der Verstärkungsvorgang läßt sich ähnlich wie bei Röhren auch bei Transistoren zeichnerisch im Ausgangskennlinienfeld mit Hilfe der Widerstandsgeraden darstellen (Bild 3.17). Bei eingeschalteter Signalquelle schwankt der Parameterwert ( $i_b$  bzw.  $u_{eb}$ ) dem Signal entsprechend um den eingestellten Gleichstrom- bzw. Gleichspannungswert.

Infolgedessen wandert der Betriebspunkt vom eingestellten Arbeitspunkt A ausgehend auf der Widerstandsgeraden zwischen den Parameterhöchst- und -tiefstwerten hin und her. Die sich dadurch ergebenden Ausgangswechselspannungen und -ströme lassen sich auf den Koordinatenachsen ablesen. In Bild 3.17 ergibt sich bei einem Eingangswechselstrom mit der Amplitude  $I_{em} = 2 \text{ mA}$  ein Ausgangswechselstrom mit der Amplitude  $I_{cm} \approx 2 \text{ mA}$  und einer Ausgangswechselspannung  $U_{c,bn} = 3 \text{ V}$ .

Am Arbeitswiderstand tritt also die Wechselstromleistung (Signalleistung)

$$P_a = \frac{U_{c,bn} \cdot I_{cm}}{2} \approx 3 \text{ mW} \text{ auf.}$$



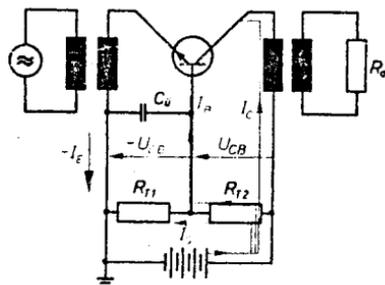


Bild 3.19 Basis-Verstärkerschaltung mit Gleichspannungsteiler (Gleichströme und Gleichspannungen sind eingezeichnet)

nungsteiler  $R_{T1}$  und  $R_{T2}$  zur Einstellung der Gleichspannungen vor (Bild 3.19). Der Kondensator  $C_B$  überbrückt  $R_{T1}$  wechselstrommäßig, damit die Wechselstromeingangsleistung voll an den Transistoreingang gelangt.

Einstellung des Arbeitspunktes: Aus der Schaltung Bild 3.19 geht hervor, daß  $R_{T1}$  nur vom Spannungsteilerquerstrom  $I_Q$  durchflossen wird, während durch  $R_{T2}$  zusätzlich noch der Basisstrom  $I_B$  fließt. Um die durch den gewählten Arbeitspunkt vorgeschriebenen Werte von  $U_{BE}$  und  $U_{BC}$  zu erhalten, müssen die Spannungsteilerwiderstände folgende Werte aufweisen:

$$R_{T1} = \frac{U_{BE}}{I_Q} \quad R_{T2} = \frac{U_{BC}}{I_Q + I_B}$$

Der Spannungsteilerquerstrom  $I_Q$  soll wesentlich größer als der Basisgleichstrom  $I_B$  sein, damit die Spannungsteilung möglichst wenig von thermisch bedingten Stromänderungen des Transistors abhängig wird. Hierbei muß man allerdings die Leistungsfähigkeit der Batterie berücksichtigen.

$$I_Q = \frac{U_{Bat}}{R_{T1} + R_{T2}} \geq 10 \cdot I_B$$

Eine Verstärkerstufe mit kapazitiver Kopplung am Eingang und am Ausgang zeigt Bild 3.20. Bei normalen Transistoren werden die aus der Emittersonne kommenden Löcher nur durch Diffusionskräfte durch die Basiszone getrieben. Die Wanderungsgeschwindigkeit der Löcher ist daher in der Basiszone gering. Infolgedessen besteht der Strom in der Basiszone aus verhältnismäßig vielen wandernden Löchern. Ändert sich die Stromstärke im Transistor infolge der wechselstrommäßigen Steuerung, so muß die Ladungsträgerdichte in der Basis

dauernd in starkem Maße vergrößert und verkleinert werden. Die Basiszone besitzt also eine gewisse Kapazität, die als Diffusionskapazität  $c_{diff}$  bezeichnet wird. Sie bewirkt, daß die mit dem Transistor erzielbare Verstärkung bei hohen Frequenzen abnimmt. Die Frequenz, bei der die Kurzschlußstromverstärkung  $a$  auf den  $\sqrt{2}$ -ten Teil des für niedrige Frequenzen ( $\leq 1$  kHz) gültigen Wertes  $a_0$  abgesunken ist, bezeichnet man als Grenzfrequenz  $f_a$  (Bild 3.21). Bei niedrigen Frequenzen ist in der Basisschaltung wie weiter vorn beschrieben  $a_0 \approx 1$ .

Die so definierte Grenzfrequenz  $f_a$  ist ein brauchbarer Kennwert zur Beurteilung des Frequenzverhaltens von Transistoren. Sie gibt jedoch nicht unmittelbar die obere Frequenzgrenze an, bis zu der ein Transistor als Verstärker oder Oszillator verwendet werden kann. Diese liegt vielmehr erfahrungsgemäß bei Verstärkern um 50 bis 100%, bei Oszillatoren sogar bis 400% höher.

Manchmal wird in den Datenblättern der Transistoren zusätzlich die wesentlich höhere Schwinggrenzfrequenz  $f_1$  angegeben. Es ist dies die Frequenz, bei der die Leistungsverstärkung auf den Wert 1 abgesunken ist. Hierbei ist eingangs- und ausgangsseitige Leistungsanpassung vorausgesetzt. Bis zu dieser Frequenz ist der Transistor theoretisch zur Schwingungserzeugung brauchbar.

Die Schwinggrenzfrequenz  $f_1$  liegt um so höher, je höher  $f_a$  ist und je kleiner der Basisbahnwiderstand  $r_{bb'}$  und die Kollektorkapazität  $c_c$  sind.

$$f_1 \approx \sqrt{\frac{f_a}{30 \cdot r_{bb'} \cdot c_c}}$$

$f$  in Hz  
 $r_{bb'}$  in  $\Omega$   
 $c_c$  in F

Für jeden Transistor ist die Grenzfrequenz in Basisschaltung wesentlich höher als in Emitterschaltung.

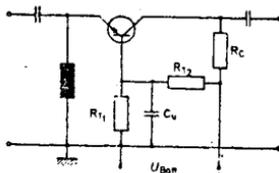


Bild 3.20 Verstärkerstufe in Basisschaltung mit kapazitiver Kopplung

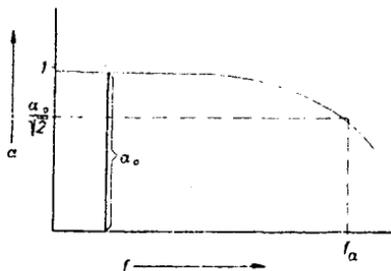


Bild 3.21 Kurzschlußstromverstärkung  $u$  in Abhängigkeit von der Frequenz,  $f_a \equiv$  Grenzfrequenz bei Basisschaltung

oder Kollektorschaltung (siehe 3.2.2.2 und 3.2.3.2). Man wendet daher die Basisschaltung an, wenn es sich um die Verstärkung oder Erzeugung von Schwingungen mit besonders hoher Frequenz handelt.

Nachteilig für die praktische Anwendung sind der sehr niedrige Eingangswiderstand  $r_{1B}$  und der sehr hohe Ausgangswiderstand  $r_{2B}$  des Transistors in Basisschaltung. Diese Werte sind ungünstig für die widerstandsnahe Anpassung an die Signalquelle und an den Außen-

## 3.2.2. Transistor in Emitterschaltung

### 3.2.2.1. Kennlinien und Kennwerte

In der Emitterschaltung ist der Emittter der gemeinsame Anschlußpunkt des Eingangs- und des Ausgangskreises (Bild 3.23). Durch die äußeren Gleichspannungen wird auch hier der Übergang  $N_1P$  in Durchlaßrichtung und der Übergang  $PN_2$  in Sperrrichtung beansprucht. Die Vorgänge im Inneren des Transistors sind die gleichen wie bei der Basisschaltung. Für den Knotenpunkt A in Bild 3.23 gilt.

$$-I_E = I_C + I_B$$

$$I_B = -I_E - I_C$$

Aus den weiter vorn festgelegten Vorzeichenregeln der Ströme geht hervor, daß der Zahlenwert von  $-I_E$  positiv, der von  $-I_C$  dagegen negativ einzusetzen ist, weil der Kollektorstrom in der festgelegten Bezugsrichtung fließt. Ohne Berücksichtigung der Bezugsrichtungen ergibt sich demnach

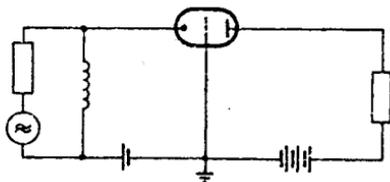


Bild 3.22 Röhrenverstärker in Gitterbasisschaltung (Prinzip)

widerstand. Besondere Schwierigkeiten ergeben sich bei Hintereinanderschaltung mehrerer Verstärkerstufen in Basisschaltung.

Der Basisschaltung von Transistoren entspricht die Gitterbasisschaltung von Elektronenröhren (Bild 3.22). (In der Bezeichnung der Röhrenschaltung hat „Basis“ nicht die Bedeutung einer Elektrode. Basis soll hier ausdrücken, daß das Gitter der gemeinsame Anschlußpunkt des Eingangs- und des Ausgangskreises ist.) Ein Röhrenverstärker in Gitterbasisschaltung hat ähnliche Eigenschaften wie ein Transistorverstärker in Basisschaltung: nämlich niedrigen Eingangswiderstand, sehr hohen Ausgangswiderstand und höchste Grenzfrequenz.

$$|I_B| = |I_E| - |I_C|$$

Da  $I_C$  nur etwas kleiner als  $I_E$  ist, so wird auch hier der Basisstrom  $I_B$  sehr klein. Dies ist für die Steuerung des Transistors sehr günstig. Der Basis-Emitter-Kreis ist der Eingangskreis. Da in ihm nur ein kleiner Strom zustande kommt, so wird die steuernde Quelle wesentlich geringer belastet als in der Basisschaltung.

Das Verhältnis des Ausgangstroms zum Eingangstrom ist die Großsignal-Kurzschlußstromverstärkung in Emitterschaltung B.

$$B = \frac{I_C}{I_B} = \frac{I_C}{-I_E - I_C}$$

$$B = \frac{A}{1-A}$$

Dabei ist A die Großsignal-Kurzschlußstromverstärkung in Basisschaltung (Abschn. 3.2.1.1).

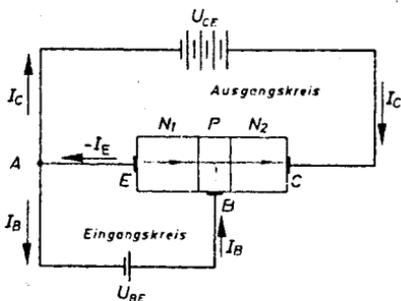


Bild 3.23 Flächentransistor in Emitterschaltung mit Betriebsgleichspannungen (Stromverlauf im Inneren vereinfacht dargestellt)

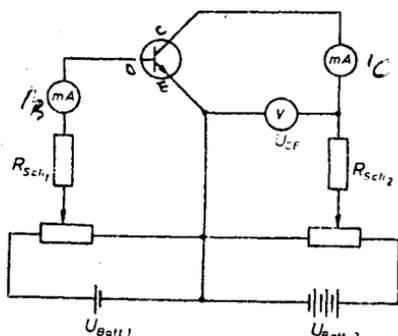


Bild 3.24 Messschaltung zur punktweisen Aufnahme des Ausgangskennlinienfeldes eines NPN-Transistors in Emitterschaltung bei konstantem Eingangsstrom  $I_B$ . Schutzwiderstand  $R_{Sch1} = U_{BE1}/I_{Bmax}$   
Schutzwiderstand  $R_{Sch2} = U_{BE2}/I_{Cmax}$

Ändert man den Eingangsstrom (hier: Basisstrom) um einen kleinen Betrag  $\Delta I_B$ , so ändern sich der Emittierstrom um  $\Delta I_E$  und der Kollektorstrom um  $\Delta I_C$ . Das Verhältnis der Ausgangsstromänderung zur zugehörigen Eingangsstromänderung ist die Kurzschlußstromverstärkung  $\beta$  des Transistors in Emitterschaltung.

$$\beta = \frac{\Delta I_C}{\Delta I_B} = \frac{\Delta I_C}{-\Delta I_E - \Delta I_C} = \frac{\Delta I_C - \Delta I_E}{1 - \Delta I_C - \Delta I_E}$$

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} \quad \alpha = \frac{\beta}{1 + \beta}$$

Die Kurzschlußstromverstärkung  $\alpha$  des Transistors in Basisschaltung hat etwa Werte von 0,95 bis 0,998. Dann liegt also der Wert für  $\beta$  etwa zwischen 20 und 500.

Die Kennlinien werden ähnlich wie bei der Basisschaltung aufgenommen. Bezüglich des Temperatureinflusses gilt auch hier das in Abschnitt 2.2 Gesagte. Das Ausgangskennlinienfeld wird wahlweise mit  $I_B$  oder mit  $U_{BE}$  als Parameter gezeichnet. Bild 3.24 zeigt eine Messschaltung zur punktweisen Aufnahme des Ausgangskennlinienfeldes in Emitterschaltung mit  $I_B$  als Parameter, Bild 3.25 das Beispiel eines Ausgangskennlinienfeldes.

Bei kleinen Werten von  $U_{CE}$  nimmt der Ausgangsstrom  $I_C$  bei wachsendem  $U_{CE}$  zunächst erheblich zu. Der starke Anstieg wird beendet, d.h. die Kennlinie geht in den flacheren Verlauf über, wenn  $U_{CE} = U_{BE}$  bzw.  $U_{CE} = 0$  ist. Verbindet man diese Punkte im Ausgangskennlinienfeld (Bild 3.25), so ergibt sich die Kniespannungslinie. Sie trennt den aktiven Bereich des Kennlinienfeldes vom Übersteuerungsbereich (Sättigungsbereich).

Die Spannung an der Kniespannungslinie bei vorgegebenem Wert von  $I_C$  wird in den Datenblättern als Kniespannung  $U_{CEK}$  angegeben. Für Betrieb im Sättigungsbereich ( $U_{CE} < U_{BE}$ ) dient als Kennwert die Sättigungsspannung  $U_{CEsat}$  bei vorgegebenen Werten von  $I_C$  und  $I_B$ . Beide Spannungen werden gelegentlich auch als Restspannungen bezeichnet.

Die Ausgangskennlinien  $I_C = f(U_{CE})$  verlaufen im aktiven Bereich verhältnismäßig flach. Sie sind jedoch etwas steiler als die Ausgangskennlinien in Basisschaltung. Dies bedeutet, daß der Wechselstrom-Ausgangswiderstand  $r_{2c}$  in Emitterschaltung zwar noch ziemlich hoch ist, jedoch niedriger als in Basisschaltung. Meist liegt  $r_{2c}$  in der Größenordnung von 20 bis 100 k $\Omega$ .

Messschaltung und Ausgangskennlinienfeld mit  $U_{BE}$  als Parameter zeigen die Bilder 3.26 und 3.27.

In Emitterschaltung gilt für die in Wärme umgesetzte Verlustleistung:

$$P_V = I_B \cdot U_{BE} + I_C \cdot U_{CE}$$

Da  $I_B \ll I_C$  und  $U_{BE} < U_{CE}$ , so gilt:

$$P_V \approx I_C \cdot U_{CE} = P_C$$

Mit der vom Hersteller für jeden Transistortyp angegebenen höchsten zulässigen Verlustleistung  $P_{Vmax}$  läßt sich auch hier die Leistungshyperbel in die Ausgangskennlinienfelder einzeichnen.

Bild 3.28 ist das Eingangskennlinienfeld eines Transistors in Emitterschaltung mit  $U_{CE}$  als Parameter. Die Messschaltung entspricht Bild 3.26 mit bei „X“ zusätzlich eingeschaltetem

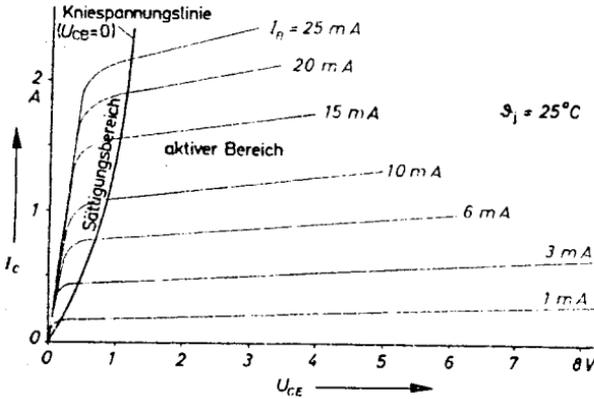


Bild 3.25 Ausgangskennlinienfeld eines NPN-Leistungs-transistors in Emitterschaltung mit  $I_B$  als Parameter

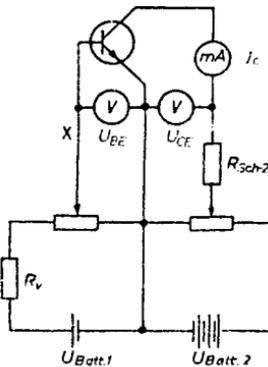


Bild 3.26 Messschaltung zur punktweisen Aufnahme des Ausgangskennlinienfeldes eines NPN-Transistors in Emitterschaltung bei konstanter Eingangsspannung.  $R_v$  begrenzt den Einstellbereich für  $U_{BE}$

Strommesser für den Basisstrom. Der Spannungsmesser für  $U_{BE}$  muß einen möglichst hohen Innenwiderstand aufweisen. Wie Bild 3.28 zeigt, wird der Basisstrom  $I_B$  bereits bei kleinen positiven Werten von  $U_{BE}$  zu Null (40–80 mV). Die Ursache ist der Spannungsabfall des Kollektorstromes zwischen Emittter und Basis. Ist die außen angelegte Spannung  $U_{BE}$  gleich diesem Spannungsabfall, so wird  $I_B$  zu Null.

Der Eingangswiderstand des Transistors ist in Emitterschaltung wegen des kleineren Eingangstromes wesentlich größer als in Basischaltung. Es ist der Kurzschluß-Eingangswiderstand in Emitterschaltung:

$$r_{ie} = \frac{\Delta U_{BE}}{\Delta I_B} = \frac{-\Delta U_{EB}}{-\Delta I_E - \Delta I_C}$$

$$= \frac{-\Delta U_{EB}}{-\Delta I_E} \cdot \frac{1}{1 + \Delta I_C / \Delta I_E}$$

$$r_{ie} = r_{ib} \cdot \frac{1}{1 - \alpha} \approx r_{ib} \cdot \beta$$

Da  $0,95 < \alpha < 0,998$ , so ist der Kurzschlußeingangswiderstand eines Transistors in Emitterschaltung

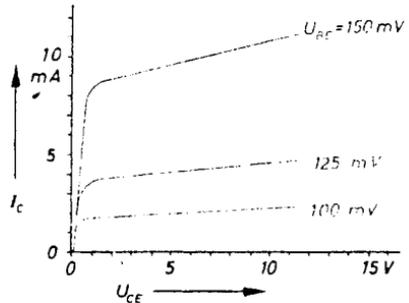


Bild 3.27 Ausgangskennlinienfeld eines NPN-Transistors in Emitterschaltung mit  $U_{BE}$  als Parameter

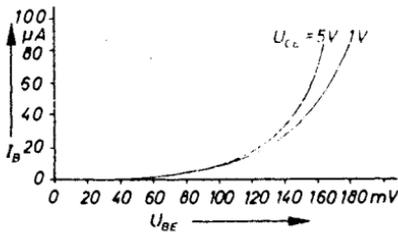


Bild 3.28 Eingangskennlinienfeld eines NPN-Transistors in Emitterschaltung mit  $U_{CE}$  als Parameter

schaltung also 20- bis 500mal so groß wie in Basisschaltung.  
 Zahlenbeispiel: Für  $\alpha = 0,98$  und  $r_{1b} = 50 \Omega$  wird  $r_{1e} = 2500 \Omega$ .  
 Die Betriebswerte des Eingangs- und des Ausgangswiderstandes unterscheiden sich in Emitterschaltung nur wenig von den Werten bei Kurzschluß.

$$R_{1e} \approx r_{1e} \quad R_{2e} \approx r_{2e}$$

Auch für die Emitterschaltung wird häufig eine Zusammenstellung von vier Kennlinienfeldern benutzt (Bild 3.29), aus denen sich wichtige Kennwerte des Transistors zeidmerisch bestimmen lassen (siehe 3.4.1).

### 3.2.2.2 Der Transistor in Emitterschaltung als Verstärker

In Emitterschaltung sind die Werte des Eingangs- und des Ausgangswiderstandes für die praktische Anwendung wesentlich günstiger als in Basisschaltung. Die Anpassung an die Signalquelle und an den Arbeitswiderstand ist daher einfacher zu erreichen, insbesondere auch bei Hintereinanderschaltung mehrerer Verstärkerstufen. Die Emitterschaltung ist infolgedessen die am häufigsten angewandte Grundschaltung. Die Schaltung gemäß Bild 3.30 ist für die praktische Anwendung nicht günstig, da zwei Gleichspannungsquellen benötigt werden. Eine der Spannungen muß zudem klein und sehr fein einstellbar sein. Man ändert die Schaltung daher so ab, daß nur eine Gleichspannungsquelle erforderlich ist und die Teilspannungen durch einen Spannungsteiler eingestellt werden (Bild 3.31).

Häufig zeichnet man diese Schaltung in einer anderen Form (Bild 3.32), die besonders bei Reihenschaltung mehrerer Stufen vorteilhaft ist. Der sich einstellende Arbeitspunkt ist im Ausgangskennlinienfeld gekennzeichnet durch

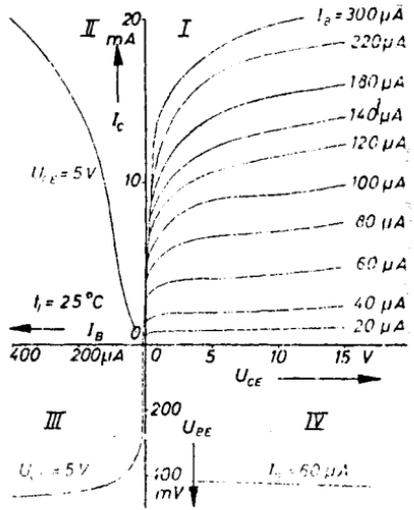


Bild 3.29 Vierfelder-Kennlinien eines NPN-Transistors in Emitterschaltung

- I. Quadrant: Ausgangskennlinienfeld
- II. Quadrant: Kollektorstrom  $I_C$  in Abhängigkeit vom Basisstrom  $I_B$  bei konstanter Kollektorspannung  $U_{CE}$ . Hieraus läßt sich die Kurzschlußstromverstärkung  $\beta$  bestimmen (Steuerkennlinie)
- III. Quadrant: Eingangskennlinie
- IV. Quadrant: Abhängigkeit der Eingangsspannung  $U_{BE}$  von der Ausgangsspannung  $U_{CE}$  bei konstantem Eingangsstrom

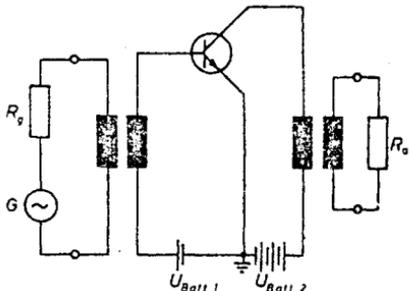


Bild 3.30 NPN-Transistor in Emitterschaltung als Verstärker (Prinzip)

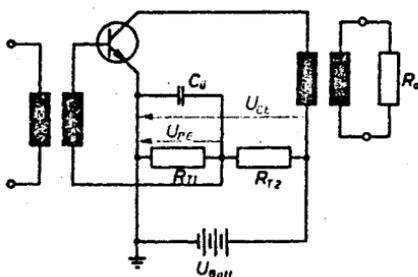


Bild 3.31 Abgeänderte Emitter-Verstärkerschaltung. Der Kondensator  $C_{11}$  überbrückt  $R_{T1}$  wechselstrommäßig, damit die volle Wechselstromleistung auf den Eingang des Transistors gelangt

$U_{CE}$  und  $I_C$ . Er wird praktisch eingestellt durch  $U_{CE}$  und  $U_{BE}$ . Bei Verwendung von Eingangs- und Ausgangsübertragern gemäß Bild 3.30 wird  $U_{CE} \approx U_{Batt}$  und  $U_{BE} \approx U_{Batt}$ . Bei Verwendung eines Spannungsteilers sind die Teilerwiderstände wie folgt zu bemessen.

$$R_{T1} = \frac{U_{BE}}{I_Q} \quad R_{T2} = \frac{U_{C11}}{I_Q + I_B}$$

Damit die Spannungsteilung unabhängig von eventuellen Schwankungen von  $I_B$  wird, muß

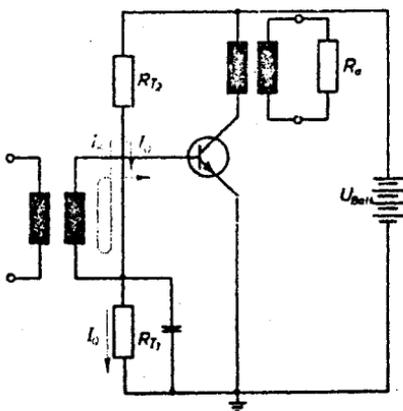


Bild 3.32 Andere Zeichnungsform der Schaltung Bild 3.31

der Spannungsteiler so ausgelegt werden, daß der Querstrom  $I_Q$  wesentlich größer als  $I_B$  wird. Man wählt

$$I_Q = \frac{U_{Batt}}{R_{T1} + R_{T2}} \geq 10 I_B$$

Auch hierbei muß natürlich die Leistungsfähigkeit der Batterie beachtet werden. Wird das Signal nicht mittels eines Übertragers, sondern über einen Kondensator an den Eingang des Transistors gekoppelt, so macht man zweckmäßig den Spannungsteiler hochohmig, damit möglichst wenig Signalenergie an

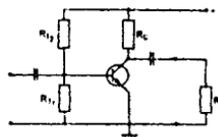


Bild 3.33 Verstärkerstufe in Emitterschaltung mit RC-Kopplung

ihm verbraucht wird (Bild 3.33). Im Extremfall läßt man  $R_{T1}$  weg ( $R_{T1} = \infty$ ). Der Spannungsteiler besteht dann aus  $R_{T2}$  (jetzt besser als Vorwiderstand  $R_V$  bezeichnet) und dem Gleichstromwiderstand der Strecke Basis-Emitter (Bild 3.34). Die Basisgleichspannung  $U_{BE}$  ist nun gleich  $U_{Batt}$  vermindert um den Spannungsabfall, den der Basisstrom  $I_B$  an  $R_V$  hervorruft. Damit läßt sich  $R_V$  bei vorgegebenen  $U_{BE}$  bzw.  $I_B$  bestimmen.

$$R_V = \frac{U_{Batt} - U_{BE}}{I_B} \approx \frac{U_{Batt}}{I_B}$$

Da  $I_B$  und  $U_{BE}$  sehr klein sind, wird  $R_V$  meist sehr groß (30–200 k $\Omega$ ).

Falls der Außenwiderstand  $R_A$  ohne Übertrager direkt in den Ausgangsstromkreis geschaltet wird, erfolgt die Bestimmung des Arbeitspunktes zeichnerisch mit Hilfe der Widerstandsgeraden ähnlich wie für die Basisschaltung beschrieben.

Abschätzung der erzielbaren Verstärkung: Fließt am Eingang ein Wechselstrom mit der Amplitude  $I_{bm}$ , so ergibt sich im Ausgangskreis ein Wechselstrom mit der Amplitude  $I_{cm} \approx \beta \cdot I_{bm}$  (gilt genau nur für  $R_A = 0$ ). An  $R_A$  entsteht eine Wechselspannung

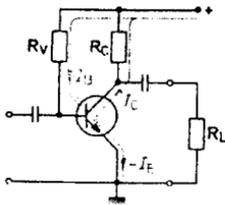


Bild 3.34 Verstärkerstufe in Emitterschaltung mit Vorwiderstand  $R_v$  zur Einstellung der Basis-Vorspannung

$$U_{am} = I_{cm} \cdot R_a \approx \beta \cdot I_{bm} \cdot R_a$$

Dann wird die Spannungsverstärkung

$$V_u = \frac{U_{am}}{U_{im}} \approx \frac{\beta \cdot I_{bm} \cdot R_a}{I_{bm} \cdot R_{ie}} = \beta \cdot \frac{R_a}{R_{ie}}$$

Zahlenbeispiel: Für  $\beta = 50$ ,  $R_a = 10 \text{ k}\Omega$  und  $R_{ie} = 2 \text{ k}\Omega$  wird

$$V_u \approx 50 \cdot \frac{10 \cdot 10^3}{2 \cdot 10^3} = 250$$

Die Leistungsverstärkung ergibt sich zu

$$V_p = \frac{P_a}{P_i} \approx \beta \cdot V_u = \beta^2 \cdot \frac{R_a}{R_{ie}}$$

Für das obige Zahlenbeispiel wird demnach

$$V_p \approx 50 \cdot 250 = 12500$$

Die genaue Berechnung der Verstärkung wird in Abschnitt 3.4 beschrieben.

Der Verstärkungsvorgang läßt sich auch für die Emitterschaltung im Ausgangskennlinienfeld zeichnerisch mit Hilfe der Widerstandsgeraden bestimmen, ähnlich wie für die Basisschaltung in Abschnitt 3.2.1.2 dargestellt.

In demselben Abschnitt wurde erläutert, wie in Basisschaltung die Kurzschlußstromverstärkung  $\alpha$  durch die Diffusionskapazität  $c_{diff}$  der Basiszone nach hohen Frequenzen hin absinkt. Die gleiche Erscheinung tritt auch in Emitterschaltung auf. Ladung und Entladung der Diffusionskapazität erfolgen über den Eingangswiderstand  $r_i$ . Sie gehen um so schneller vor sich, je kleiner  $r_i$  ist. Bei gleichen Werten von  $c_{diff}$  liegt die Grenzfrequenz daher um so höher, je kleiner  $r_i$  ist. Für ein und denselben Transistor ist, wie weiter vorn geschildert, der Eingangswiderstand in Emitterschaltung wesentlich größer als in Basisschaltung. Die Grenzfrequenzen beider Schaltungen verhalten sich etwa umgekehrt wie ihre Eingangswiderstände.

$$\frac{\text{Grenzfrequenz in Emitterschaltung } f_\beta}{\text{Grenzfrequenz in Basisschaltung } f_a} \approx \frac{r_{ib}}{r_{ie}}$$

da  $r_{ie} = r_{ib} \cdot \frac{1}{1 - \alpha}$

so wird die Grenzfrequenz in Emitterschaltung

$$f_\beta \approx f_a \cdot (1 - \alpha) \approx f_a \cdot \frac{\alpha}{\beta} \approx \frac{f_a}{\beta}$$

Da, wie weiter vorn angegeben,  $\beta$  etwa zwischen 20 und 500 liegt, so beträgt die Grenzfrequenz in Emitterschaltung nur  $1/20$  bis  $1/500$  der Grenzfrequenz in Basisschaltung. Neben  $f_\beta$  wird oft die  $f_{\beta 1}$ -Grenzfrequenz  $f_{\beta 1}$  benutzt. Es ist dies diejenige Frequenz, bei der der Betrag der Kurzschlußstromverstärkung in Emitterschaltung auf den Wert 1 abgesunken ist. Je nach Bauform gilt:

$$f_{\beta 1} \approx 0,5 \dots 0,8 \cdot f_a$$

Bei Frequenzen  $f \gg f_\beta$  ist der Betrag der Kurzschlußstromverstärkung  $\beta$  in einem weiten Bereich umgekehrt proportional der Frequenz.

$$|\beta| = \frac{K}{f}$$

In doppelt-logarithmischer Darstellung ergibt  $|\beta| = f(t)$  in diesem Bereich eine Gerade (Bild 3.35). Das in diesem Frequenzbereich konstante Produkt  $\beta(t) \cdot f$  nennt man die **Transitfrequenz  $f_T$** .

$$f_T = \beta(t) \cdot f \quad \text{für } f \gg f_\beta$$

Da der Kurvenverlauf bei sehr hohen Frequenzen nicht mehr linear ist, gilt nur in Annäherung

$$f_T \approx f_{\beta 1}$$

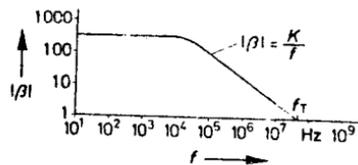
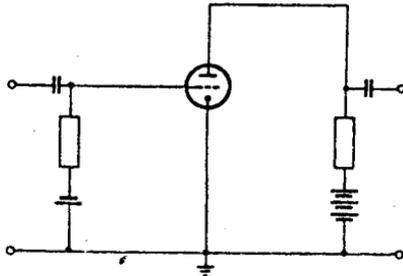


Bild 3.35 Kurzschlußstromverstärkung  $|\beta|$  in Abhängigkeit von der Frequenz (Prinzip)

Der Emitterschaltung der Transistoren entspricht bei den Elektronenröhren die Katodenbasisschaltung. Hier ist die Katode gemeinsamer Anschließpunkt des Eingangs- und des Ausgangskreises (Bild 3.36). Eine Röhrenverstärkerstufe in Katodenbasisschaltung hat ähnliche



Eigenschaften wie eine Transistorverstärkerstufe in Emitterschaltung: mittelhohen Eingangswiderstand, mittelhohen Ausgangswiderstand und mittlere Grenzfrequenz. Die Katodenbasischaltung ist die am häufigsten verwendete Verstärkergrundsaltung für Röhren.

Bild 3.36 Röhrenverstärker in Katodenbasischaltung (Prinzipschaltung)

### 3.2.3. Der Transistor in Kollektorschaltung

#### 3.2.3.1. Kennwerte

In der Kollektorschaltung ist der Kollektor der gemeinsame Anschlußpunkt des Eingangs- und des Ausgangskreises (Bild 3.37). Durch die äußeren Gleichspannungen wird auch hier der Übergang N<sub>1</sub>P in Durchlaßrichtung und der Übergang P N<sub>2</sub> in Sperrrichtung beansprucht. Die Vorgänge im Inneren des Transistors sind die gleichen wie in der Basis- und in der Emitterschaltung.

Die Ausgangskennlinien für I<sub>B</sub> als Parameter ähneln denen der Emitterschaltung. In beiden Fällen liegt der Ausgangskreis zwischen Emittter und Kollektor. Die Eingangsspannung -U<sub>BC</sub> der Kollektorschaltung hängt mit der Eingangsspannung U<sub>BE</sub> der Emitterschaltung wie folgt zusammen:

$$-U_{BC} = -U_{EC} - U_{BE}$$

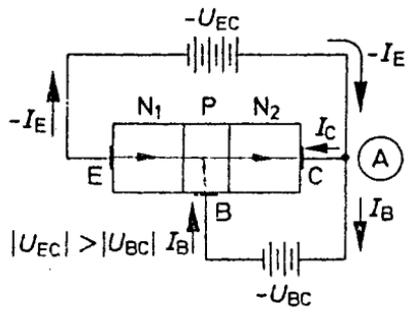


Bild 3.37 Flächentransistor in Kollektorschaltung mit Betriebsgleichspannungen (Stromverlauf im Innern vereinfacht dargestellt)

Für den Knotenpunkt A in Bild 3.37 gilt:

$$I_B = -I_E - I_C$$

Da der Zahlenwert von -I<sub>E</sub> positiv, der von -I<sub>C</sub> aber negativ ist, so ist der Basisstrom I<sub>B</sub> tatsächlich sehr klein.

Kurzschlußstromverstärkung in Kollektorschaltung:

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{\text{Ausgangsstromänderung}}{\text{Eingangsstromänderung}} = \frac{-\Delta I_E}{\Delta I_B} \\ &= \frac{\Delta I_E}{\Delta I_E + \Delta I_C} = \frac{1}{1 + \Delta I_C / \Delta I_E} \\ \gamma &= \frac{1}{1 - \alpha} = \beta + 1 \end{aligned}$$

Die Kurzschlußstromverstärkung ist also in Kollektorschaltung noch etwas größer als in Emitterschaltung. Dies ist verständlich, weil ja -ΔI<sub>E</sub> (Ausgangsstromänderung in Kollektorschaltung) etwas größer ist als ΔI<sub>C</sub> (Ausgangsstromänderung in Emitterschaltung) bei gleicher Änderung des Eingangsstromes ΔI<sub>B</sub>. In Kollektorschaltung ist der Eingangswiderstand bei ausgangsseitigem Kurzschluß

$$r_{ic} = \frac{-\Delta U_{BC}}{-\Delta I_B} \quad \text{bei } R_a = 0$$

Bei ausgangsseitigem Kurzschluß bleibt -U<sub>EC</sub> konstant. Ändert man die Eingangsspannung um den Betrag -ΔU<sub>BC</sub>, so ändert sich die Spannung zwischen Emittter und Basis um den gleichen Betrag in entgegengesetzter Richtung.

$$\Delta U_{EB} = -\Delta U_{BC}$$

Damit wird:

$$r_{ic} = \frac{\Delta U_{EB}}{-\Delta I_B} = \frac{\Delta U_{BE}}{\Delta I_B} = r_{ie}$$

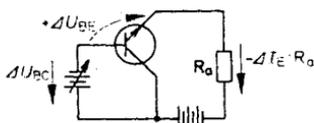


Bild 3.38 Zur Bestimmung des Betriebseingangswiderstandes  $R_{1c}$ ; die Spannungsabnahme  $\Delta U_{BC}$  bewirkt die Zunahme von  $U_{BE}$  und von  $-I_E$

Der Kurzschlußeingangswiderstand in Kollektorschaltung hat also den gleichen Wert wie in Emitterschaltung.

Bei der Kollektorschaltung hängt der Eingangswiderstand besonders stark von der Größe des Außenwiderstandes  $R_a$  ab. Es wird daher nachstehend der Betriebseingangswiderstand  $R_{1c}$  bei eingeschaltetem  $R_a$  bestimmt (Bild 3.38).

Die Maschengleichung für die Spannungsänderungen liefert:

$$\Delta U_{BC} = -\Delta I_E \cdot R_a + \Delta U_{BE}$$

$$R_{1c} = \frac{\Delta U_{BC}}{\Delta I_B} = -\frac{\Delta I_E \cdot R_a}{\Delta I_B} + \frac{\Delta U_{BE}}{\Delta I_B}$$

Bei kleinem  $R_a$  ist  $\frac{-\Delta I_E}{\Delta I_B} \approx \gamma$

außerdem:  $\frac{\Delta U_{BE}}{\Delta I_B} = r_{1e}$

$$R_{1c} \approx \gamma \cdot R_a + r_{1e}$$

Betriebseingangswiderstand der Kollektorschaltung.

Da  $\gamma$  etwa zwischen 20 und 500 liegt, so ist also bei eingeschaltetem  $R_a$  der Eingangswiderstand  $R_{1c}$  der Kollektorschaltung sehr viel höher als der an sich schon recht hohe Kurzschlußeingangswiderstand der Emitterschaltung.

Zahlenbeispiel: Für  $R_a = 3 \text{ k}\Omega$ ,  $\gamma = 70$  und  $r_{1e} = 2 \text{ k}\Omega$  wird:

$$R_{1c} \approx 70 \cdot 3 \text{ k}\Omega + 2 \text{ k}\Omega \approx 200 \text{ k}\Omega.$$

Ausgangswiderstand in Kollektorschaltung:

$$r_{2c} = \frac{-\Delta U_{FC}}{-\Delta I_E} = \frac{-\Delta U_{EC}}{\Delta I_B + \Delta I_C}; \quad \Delta U_{EC} = \Delta U_{EB}$$

$$\approx \frac{-\Delta U_{EB}}{\Delta I_B + \Delta I_C} = \frac{\Delta U_{BE}}{\Delta I_B} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\Delta I_C}{\Delta I_B}}$$

$$r_{2c} \approx \frac{r_{1e}}{1 + \beta}$$

Da  $\beta$  zwischen 20 und 500 liegt, so ist also der

Ausgangswiderstand  $r_{2c}$  der Kollektorschaltung sehr niedrig. Für das obige Zahlenbeispiel wird

$$r_{2c} \approx \frac{2 \text{ k}\Omega}{70} \approx 29 \Omega$$

Der Betriebsausgangswiderstand  $R_{2c}$  ist abhängig vom Widerstand  $R_G$  im Eingangskreis. Er nimmt mit wachsendem  $R_G$  zu. Seine Bestimmung erfolgt in Abschnitt 3.4.2.

### 3.2.3.2. Der Transistor in Kollektorschaltung als Verstärker

Bild 3.39a zeigt die Grundschaltung in der üblichen Form, Bild 3.39b die gleiche Schaltung in anderer Anordnung. Wie ein Vergleich zwischen den Bildern 3.39b und 3.33 zeigt, kann

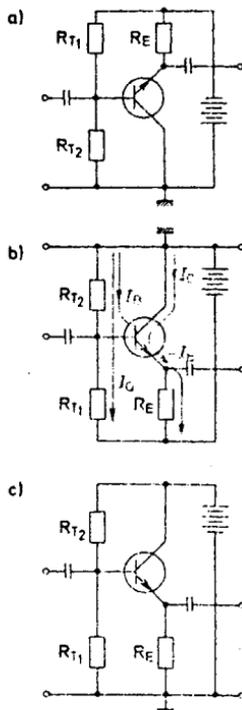


Bild 3.39 a) NPN-Transistor in Kollektorschaltung als Verstärker mit Spannungsteiler  $R_{T1}$ ,  $R_{T2}$  zur Einstellung der Basisspannung b) desgl. in abgeänderter Zeichnungsform c) desgl. mit geerdetem Minuspol (Emitterfolger)

man die Kollektorschaltung als eine Emitterschaltung auffassen, bei der der Arbeitswiderstand  $R_a$  unmittelbar am Kollektor, d. h. also auch im Eingangskreis liegt. Es ergibt sich so eine starke Gegenkopplung des Ausgangssignals auf den Eingang (vgl. 3.5), wodurch die erzielbare Spannungsverstärkung kleiner als 1 wird.

Gemäß Bild 3.38 gilt:

$$V_u = \frac{-\Delta I_E \cdot R_a}{\Delta U_{BC}} = \frac{-\Delta I_E \cdot R_a}{-\Delta I_E \cdot R_a + \Delta U_{BE}} < 1$$

$V_u$  liegt um so näher an 1, je größer  $R_a$  ist.

Die Leistungsverstärkung ist etwa gleich der Betriebsstromverstärkung.

$$V_P = \frac{P_a}{P_1} = \frac{U_a \cdot I_e}{U_1 \cdot I_b} \approx \frac{I_e}{I_b} \approx 10 \dots 50$$

Die in Kollektorschaltung erzielbaren Werte der Verstärkung sind also wesentlich geringer als in den anderen beiden Grundschaltungen. Für die praktische Anwendung ist dagegen interessant, daß der Betriebsausgangswiderstand niedrig, der Betriebseingangswiderstand dagegen infolge der starken Gegenkopplung sehr hoch ist. Man verwendet daher eine Transistorstufe in Kollektorschaltung, wenn ein niederohmiger Verbraucher aus einem hochohmigen Generator gespeist werden soll. Der Transistor in Kollektorschaltung wirkt also als Impedanzwandler. Sollen z. B. zwei Verstärkerstufen in Basisschaltung in Reihe geschaltet werden, so ist dies nicht unmittelbar möglich, da der Ausgangswiderstand in Basisschaltung sehr hoch, der Eingangswiderstand aber sehr niedrig ist. Eine zwischengeschaltete Transistorstufe in Kollektorschaltung bewirkt die Anpassung des niedrigen Eingangswiderstandes der zweiten Basisverstärkerstufe an den hohen Ausgangswiderstand der ersten.

Die Grundschaltung eines Verstärkers in Kollektorschaltung mit RC-Kopplung zeigt Bild 3.39a und b. Ungünstig für die praktische Anwendung ist, daß hier eine Gleichspannung mit geerdetem Pluspol benötigt wird, da cvtl. im gleichen Gerät vorhandene NPN-Transistoren in Emitterschaltung eine Gleichspannung mit geerdetem Minuspol brauchen. Da die Batterie signalmäßig einen Kurzschluß darstellt, läßt sich die Schaltung so abändern, daß der Minuspol geerdet wird (Emitterfolger, Bild 3.39c).

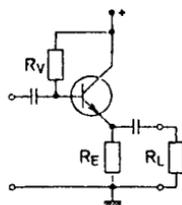


Bild 3.40 Emitterfolger (entspr. Bild 3.39c) mit Basis-Vorwiderstand

Bei Einstellung mit Vorwiderstand gemäß Bild 3.40 gilt:

$$R_v = \frac{U_{BC}}{I_b} \approx \frac{U_{Batt} - I_e \cdot R_E}{I_b}$$

Der Kollektorschaltung der Transistoren gemäß Bild 3.40 entspricht die Anoden-Basis-Schaltung der Elektronenröhren gemäß Bild 3.41, die auch als Katodenverstärker bezeichnet wird. Der Röhren-Katodenverstärker hat ähnliche Eigenschaften wie der Transistor-Kollektorverstärker: sehr hohen Eingangswiderstand, niedrigen Ausgangswiderstand und Spannungsverstärkung kleiner als 1. Er wird ebenfalls als Impedanzwandler angewandt.

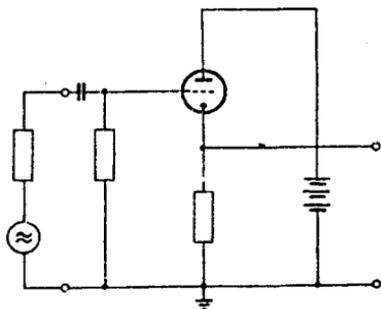


Bild 3.41 Röhrenverstärker in Anodenbasis-schaltung (Katoden-Folger)

### 3.2.4. Vergleichende Betrachtung der drei Grundschaltungen

Tabelle 3.1

	Basisschaltung	Emitterschaltung	Kollektorschaltung
Signal-Kurzschaltung			
Kurzschluß-Stromverstärkung	$0,95 < \alpha < 0,998$	$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}$ $20 < \beta < 500$	$\gamma = \beta + 1$
Wechselstrom-Eingangswiderstand	$r_{1b} = 50 \dots 100 \Omega$	$r_{1e} = r_{1b} \cdot \frac{1}{1 - \alpha}$ $= 1 \dots 10 \text{ k}\Omega$	$r_{1c} = r_{1e}$ $R_{1c} \approx (\beta + 1) \cdot R_a + r_{1e}$
Wechselstrom-Ausgangswiderstand	$r_{2b} = 500 \text{ k}\Omega \dots 2 \text{ M}\Omega$	$r_{2e} \approx \frac{r_{2b}}{10}$	$r_{2c} \approx \frac{r_{1e}}{1 + \beta}$ $\approx 10 \dots 100 \Omega$
Grenzfrequenz	$f_a \approx \beta \cdot f_\beta$	$f_\beta \approx \frac{f_a}{\beta}$ $\approx \frac{1}{20} \dots \frac{1}{500} f_a$	$f_r = f_\beta$
erzielbare Spannungsverstärkung	$\sim 10^2 \dots 10^3$	$\sim 10^2 \dots 10^3$	$< 1$
erzielbare Leistungsverstärkung	$\sim 10^2 \dots 10^3$	$\sim 10^3 \dots 10^4$	$\sim 10 \dots 50$
Phasenwinkel zwischen $U_2$ und $U_1$	0	$180^\circ$	0
Phasenwinkel zwischen $I_2$ und $I_1$	0	0	$180^\circ$
Vorzüge	höchste Grenzfrequenz, geeignet als Impedanzwandler	günstige Anpassung, hohe Verstärkung	geeignet als Impedanzwandler

Die höchsten Werte sind durch rote, die niedrigsten durch blaue Umrahmung gekennzeichnet. Die angegebenen Werte gelten für Transistoren kleiner Leistung.