

## Versuch: Grundlagen des Transistors (TRA1)

### Inhalt:

- |   |         |
|---|---------|
| 1. Einführung zum Versuch                 | Seite 1 |
| 2. Messungen und Bearbeitung der Aufgaben | Seite 1 |
| 3. Beantwortung der Fragen                | Seite 7 |

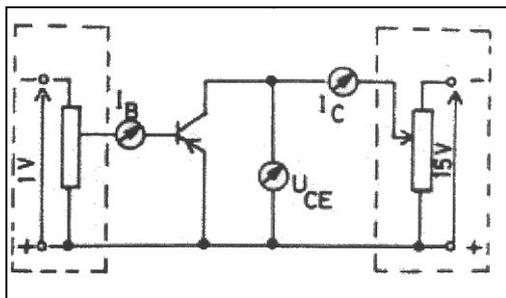
### 1. Einführung zum Versuch

In diesem Versuch soll man die verschiedenen Kennlinien eines (pnp-)Transistors aufnehmen und dadurch das Verhalten dieses Bauteils untersuchen. Dabei wird der Transistor immer in der Emitterschaltung betrieben (siehe unten). Für die Messungen sind in der Praktikumsanleitung jeweils zwei mögliche Schaltungen angegeben, von denen man die geeignetere auswählen muss. Wir haben uns in allen Fällen für die rechte Schaltung entschieden. Diese ermöglicht jeweils eine spannungsrichtige Messung, wobei aber der sehr hohe Innenwiderstand der verwendeten Keithley 129 Digital Multimeter im Gleichspannungsbereich (ca.  $10\text{M}\Omega$ ) garantiert, dass auch der Fehler bei der Strommessung gering bleibt. Selbst bei der höchsten in den Versuchen am Voltmeter anliegenden Spannung (6,6V bei der Messung der Diodenkennlinie in Sperrichtung) erhält man mit dem genannten Innenwiderstand einen „Fehlerstrom“ von nur ca.  $0,66\mu\text{A}$ , also einen Wert, der bereits unterhalb der Messgenauigkeit liegt.. Somit können die Messungen praktisch auch als stromrichtig betrachtet werden.

Schon im Praktikum fielen uns eindeutige Abweichungen der Messungen von den zu erwartenden Werten auf. Im Rahmen der Ausarbeitung konnte leider nur bestätigt werden, dass v.a. die Ausgangs- und Steuerkennlinien auch nicht annäherungsweise den gewohnten Verlauf zeigen. Die groben Abweichungen können wir uns nur durch einen teilweise defekten Transistor erklären.

### 2. Messungen

#### 2.1 Ausgangskennlinien



Mit nebenstehender Schaltung wurde die Ausgangskennlinie des Transistors (d.h. der Kollektorstrom  $I_C$  in Abhängigkeit der Kollektor-Emitter-Spannung  $U_{CE}$ ) für drei verschiedene (konstante) Werte des Basisstroms  $I_B$  aufgezeichnet. Als Messbereiche wurden verwendet: für  $I_B$  2mA, für  $I_{CE}$  200mA und für  $U_{CE}$  20V.

Ursprünglich sollte dabei  $U_{CE}$  bis auf 3V gesteigert werden. Mit dem vorliegenden Transistor war dies aber erst bei einem Basisstrom von 0,5mA überhaupt möglich, in den beiden anderen Fällen konnte  $I_B$  ab einem gewissen  $U_{CE}$  nicht mehr auf den einzuhaltenden Wert eingeregelt werden. Auch diesbezügliche Versuche des Betreuers bleiben erfolglos.

Folgende Messdaten wurden gewonnen:

für  $I_B=0,1\text{mA}$ :

$U_{CE}$ [V]	0,03	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80	0,90	1,00
$I_C$ [mA]	0,2	3,6	9,6	10,1	8,8	7,4	5,5	5,6	5,7	6,2	6,7

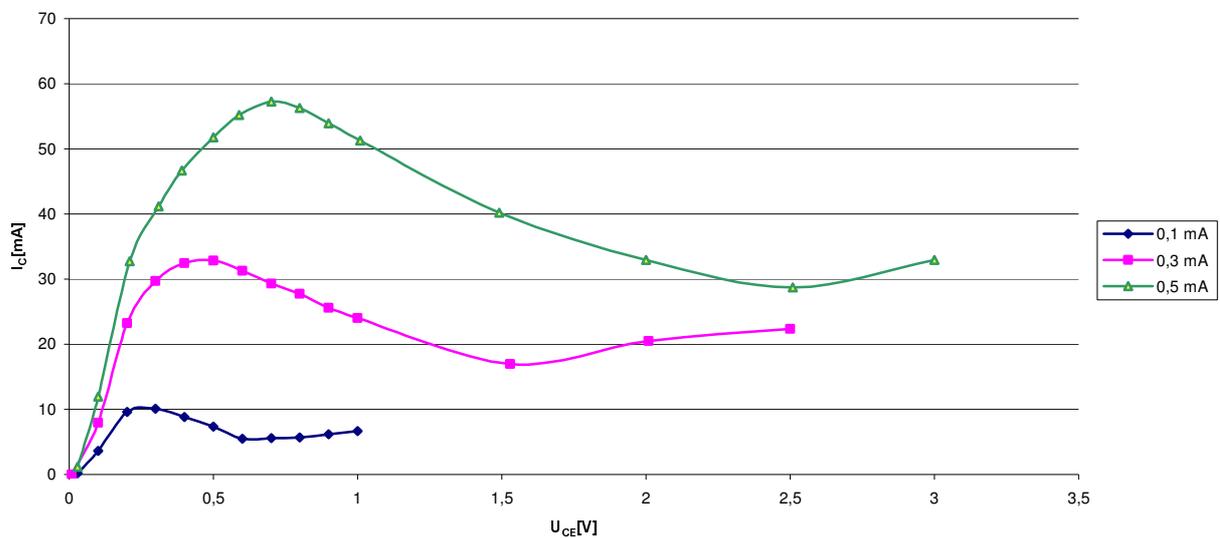
für  $I_B=0,3\text{mA}$ :

$U_{CE}$ [V]	0,01	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80	0,90	1,00
$I_C$ [mA]	0,0	7,9	23,2	29,7	32,5	32,8	31,3	29,3	27,7	25,6	24,0
$U_{CE}$ [V]	1,53	2,01	2,50								
$I_C$ [mA]	17,0	20,5	22,4								

für  $I_B=0,5\text{mA}$ :

$U_{CE}$ [V]	0,03	0,10	0,21	0,31	0,39	0,50	0,59	0,70	0,80	0,90	1,01
$I_C$ [mA]	1,2	12,0	32,7	41,2	46,7	51,8	55,2	57,3	56,3	53,9	51,3
$U_{CE}$ [V]	1,49	2,00	2,51	3,00							
$I_C$ [mA]	40,2	32,9	28,7	32,9							

Ausgangskennlinien



Man erkennt bei allen drei Kennlinien denselben unerwarteten Effekt: es stellt sich ab einer gewissen Spannung  $U_{CE}$  kein Sättigungswert des Kollektorstromes ein, sondern  $I_C$  fällt nach Erreichen eines Maximums mit weiter steigendem  $U_{CE}$  wieder ab. Leider war es uns nicht möglich, den genauen Grund für diese Abweichung herauszufinden.

Nun erhebt sich die Frage, wie der Stromverstärkungsfaktor aus diesen Kennlinien errechnet werden kann. Dabei ist es sehr fragwürdig, ob eine Berechnung wie in der Anleitung gefordert bei derartigen Abweichungen überhaupt sinnvoll ist. Wir wollen sie aber der Vollständigkeit halber dennoch durchführen. Problematisch ist hierbei, dass es keine Spannung  $U_{CE}$  im Sättigungsbereich gibt, bei der alle drei Kennlinien sinnvoll ausgewertet werden können. Daher haben wir uns entschlossen, für  $I_C$  in der Rechnung den Maximalwert in der jeweiligen Kennlinie zu verwenden. Dabei bleibt allerdings unberücksichtigt, dass die Stromverstärkung auch im Sättigungsbereich je nach Belastung des Transistors evtl. mit steigendem  $U_{CE}$  langsam zunimmt. Nachdem aber aus den Diagrammen keine Hinweise zur Steigung der Kennlinien im Sättigungsbereich zu entnehmen sind, konnten wir keine bessere Vorgehensweise finden.

Mit der Messtoleranz der Multimeter im Bereich 2mA und 200mA (DC) von  $\pm(1\% \text{ d. Messw.} + 1 \text{ Digit})$  ergeben sich als Sättigungswerte für  $I_C$ :

bei  $I_B=0,1\text{mA} \pm 0,002\text{mA}$ :  $I_{C1}=10,1\text{mA} \pm 0,201\text{mA}$   
 bei  $I_B=0,3\text{mA} \pm 0,004\text{mA}$ :  $I_{C2}=32,8\text{mA} \pm 0,428\text{mA}$   
 bei  $I_B=0,5\text{mA} \pm 0,006\text{mA}$ :  $I_{C3}=57,3\text{mA} \pm 0,673\text{mA}$

Daher erhält man für die Stromverstärkungen:

$$\text{bei } I_B=0,1\text{mA: } B_1 = \frac{10,1\text{mA} \pm 0,201\text{mA}}{0,1\text{mA} \pm 0,002\text{mA}} = 101,0 \pm 2,8$$

$$\text{bei } I_B=0,3\text{mA: } B_2 = \frac{32,8\text{mA} \pm 0,428\text{mA}}{0,3\text{mA} \pm 0,004\text{mA}} = 109,3 \pm 2,0$$

$$\text{bei } I_B=0,5\text{mA: } B_3 = \frac{57,3\text{mA} \pm 0,673\text{mA}}{0,5\text{mA} \pm 0,006\text{mA}} = 114,6 \pm 1,9$$

Die Unsicherheiten von B ergeben sich wie gewohnt über das Gaußsche Fehlerfortpflanzungsgesetz:

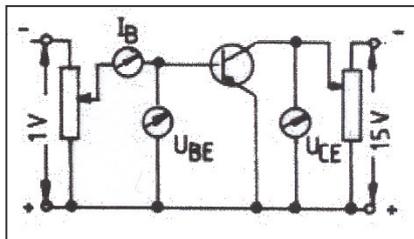
$$\Delta B = \sqrt{\left(\frac{\partial B}{\partial I_C} \cdot \Delta I_C\right)^2 + \left(\frac{\partial B}{\partial I_B} \cdot \Delta I_B\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{1}{I_B} \cdot \Delta I_C\right)^2 + \left(\frac{-I_C}{I_B^2} \cdot \Delta I_B\right)^2}$$

$$\text{Berechnung des Mittelwertes: } \bar{B} = \frac{1}{3} \cdot (B_1 + B_2 + B_3) = 108,3 \pm 1,3$$

Auch hier ergibt sich der Fehler nach dem Gauß-Gesetz. Die partiellen Ableitungen liefern den Ausdruck

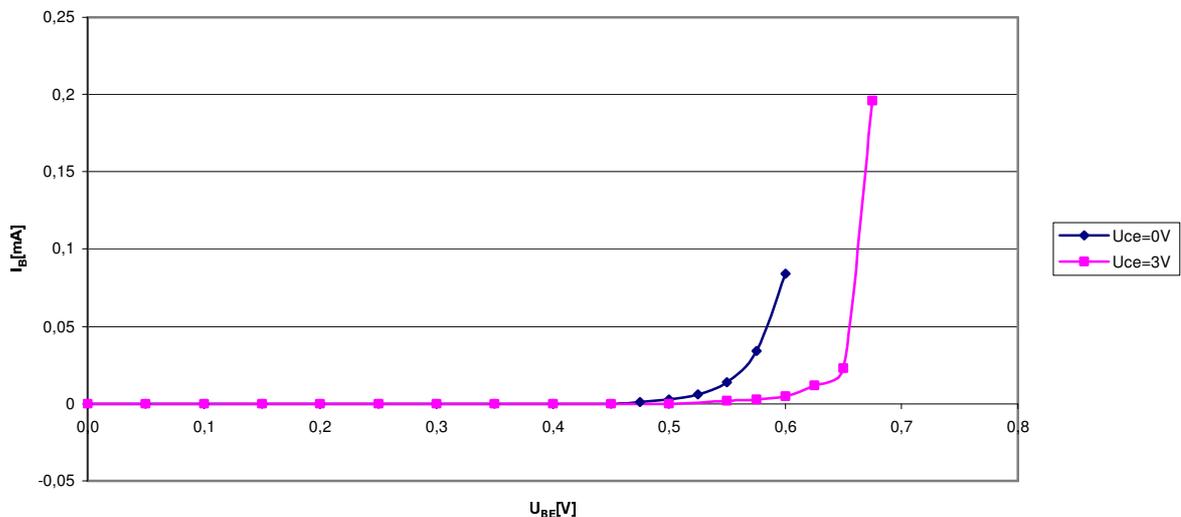
$$\Delta \bar{B} = \sqrt{\left(\frac{1}{3} \cdot \Delta B_1\right)^2 + \left(\frac{1}{3} \cdot \Delta B_2\right)^2 + \left(\frac{1}{3} \cdot \Delta B_3\right)^2}.$$

## 2.2 Eingangskennlinien



Die Eingangskennlinie beschreibt den Zusammenhang zwischen der Basis-Emitter-Spannung  $U_{BE}$  und dem Basisstrom  $I_B$  bei fester Kollektor-Emitter-Spannung  $U_{CE}$ . Somit handelt es sich praktisch um die Diodenkennlinie der Basis-Emitter-Diode (evtl. von anderen Effekten leicht überlagert). Sie wurde mit nebenstehender Schaltung aufgenommen, und zwar für  $U_{CE}=0\text{V}$  und  $U_{CE}=3\text{V}$ . Verwendete Messbereiche:  $U_{CE}$ : 20V,  $U_{BE}$ : 2V und  $I_B$ : 20mA.

Eingangskennlinien



für  $U_{CE}=0V$ :

$U_{BE}$ [V]	0	0,05	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,475
$I_B$ [mA]	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0,001
$U_{BE}$ [V]	0,50	0,525	0,55	0,575	0,60						
$I_B$ [mA]	0,003	0,006	0,014	0,034	0,084						

für  $U_{CE}=3V$ :

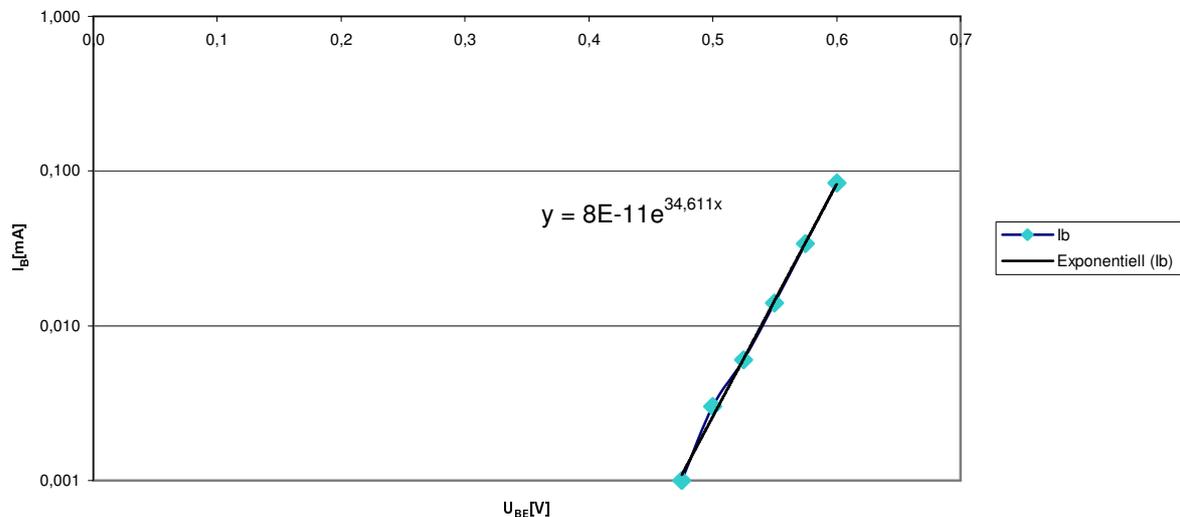
$U_{BE}$ [V]	0	0,05	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50
$I_B$ [mA]	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$U_{BE}$ [V]	0,55	0,575	0,60	0,625	0,65	0,675	0,70				
$I_B$ [mA]	0,002	0,003	0,005	0,012	0,023	0,196	0,262				

Aus dieser Kennlinie soll nun noch die Betriebstemperatur des Transistors und die Größenordnung des Sperrstroms abgeschätzt werden. Dazu verwendet man die in der Anleitung gegebene (vereinfachte) Gleichung für eine solche Diodenkennlinie:

$$I_B(U_{BE}) = I_S \cdot \exp\left(\frac{e \cdot U_{BE}}{k \cdot T}\right) \quad (1)$$

Trägt man die gemessene Kennlinie in ein halblogarithmisches Diagramm ein, so ergibt sich also eine Gerade, aus deren Steigung man T (die Betriebstemperatur) und aus deren y-Abschnitt man  $I_S$  (den Sperrstrom) errechnen kann.

Eingangskennlinie (halblogarithmisch)



Dies wurde in oben stehendem Diagramm vorgenommen, wobei natürlich alle Punkte mit  $I_B=0$  weggelassen werden mussten. Dabei bietet die Tabellenkalkulation die Möglichkeit, eine (hier exponentielle) Trendlinie an die Messpunkte anzupassen und deren Funktionsgleichung zurückzugeben, in diesem Fall:  $y = 8 \cdot 10^{-11} \cdot e^{34,611x}$ . Aus ihr erhält man noch leichter die gesuchten Größen, denn ein Vergleich mit (1) ergibt sofort:  $I_S \approx 8 \cdot 10^{-11} mA$  sowie

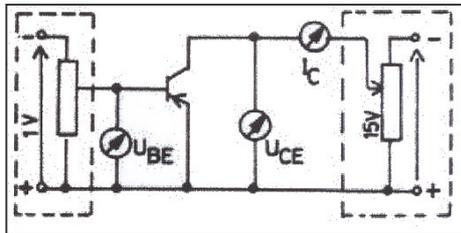
$$\frac{e}{k \cdot T} = 34,611 \frac{C}{J} \Leftrightarrow T = \frac{e}{k \cdot 34,611 \frac{C}{J}} \approx 335 K$$

Diese Betrachtung ist natürlich lediglich eine Abschätzung. Man erkennt, dass die Temperatur sicher zu hoch liegt, denn der Transistor erwärmte sich (äußerlich) im Versuch nicht merklich, man würde also

eher mit Werten um Zimmertemperatur rechnen.

Die Fehler sind hier durch die wenigen (6) Messpunkte und die geringen Ströme bedingt (der relative Fehler bei der Strommessung steigt dann natürlich an). Somit ist die vom Tabellenkalkulationsprogramm errechnete Trendlinie ebenfalls nur wenig gesichert.

### 2.3 Steuerkennlinie:



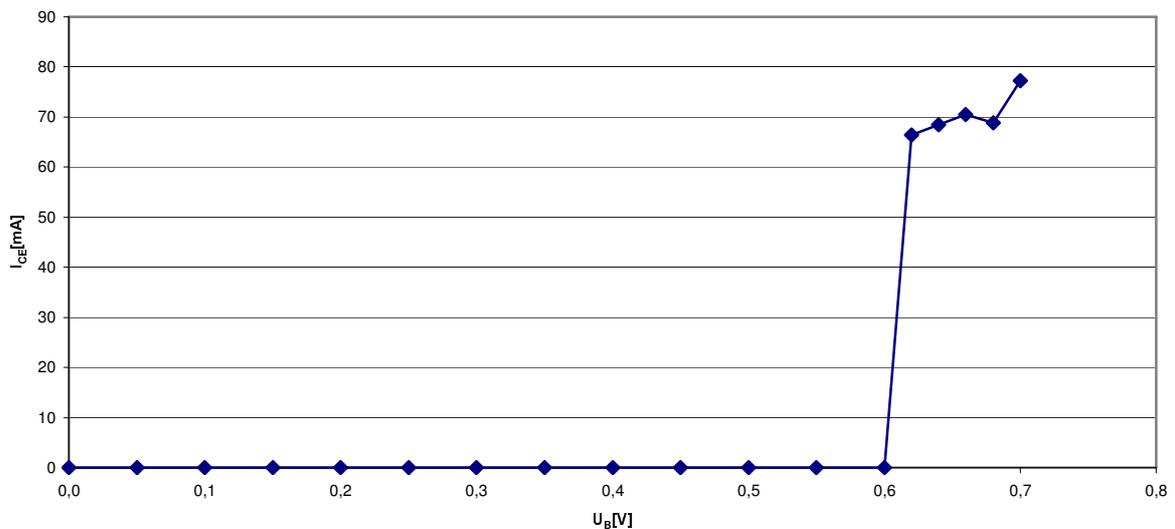
Die Steuerkennlinie erhält man, wenn man den Kollektorstrom  $I_C$  in Abhängigkeit der Basis-Emitter-Spannung  $U_{BE}$  bei festem  $U_{CE}$  aufzeichnet (vgl. nebenstehende Schaltung). Im Versuch wurde  $U_{CE}$  bei 3V konstant gehalten. Verwendete Messbereiche:  $U_{CE}$ : 20V,  $I_C$ : 200mA und  $U_{BE}$ : 2V.

Wir erhielten folgendes Ergebnis:

$U_B$ [V]	0	0,05	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50
$I_C$ [mA]	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$U_{CE}$ [V]	0,55	0,60	0,62	0,64	0,66	0,68	0,70				
$I_C$ [mA]	0	0,02	66,4	68,5	70,5	68,8	77,2				

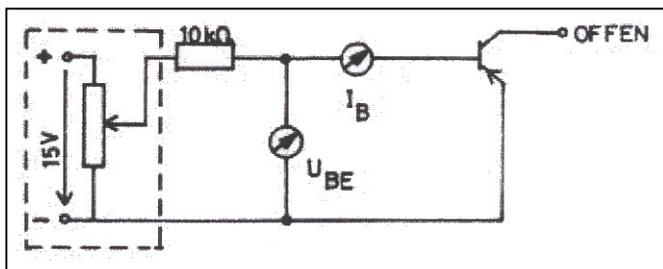
:

Steuerkennlinie



Offensichtlich zeigt der Transistor hier ein vollkommen untypisches Verhalten. Normalerweise steigt die Kennlinie monoton und steil an, sobald der Transistor durchschaltet, auf keinen Fall aber kommt es zu einem erneuten horizontalen Verlauf oder gar zu einem Abfall.

### 2.4 Diodenkennlinie:



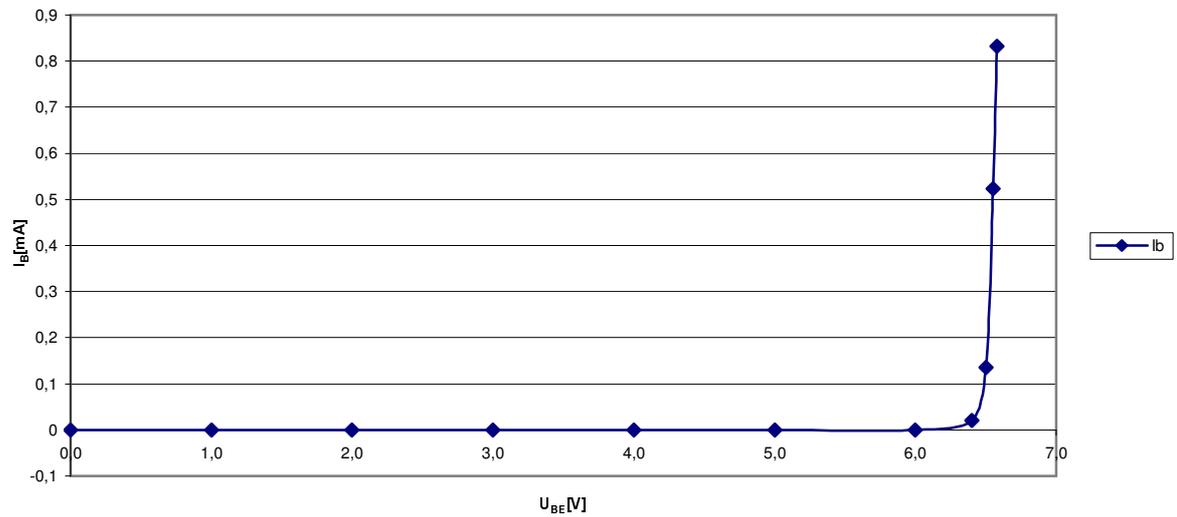
Bei dieser Messung wird nebenstehende Schaltung verwendet, um die Kennlinie der in Sperrichtung geschalteten Basis-Emitter-Diode aufzunehmen, d.h. man misst bei offenem Kollektor  $I_B$  als Funktion von  $U_{BE}$ .

Messbereiche:  $U_{BE}$ : 20V und  $I_B$ : 2mA  
 Erwartungsgemäß findet man einen unmessbar kleinen Sperrstrom bis zum Durch-

bruchspunkt und dann bei weiterer Erhöhung der Spannung einen steilen Anstieg.

$U_{BE}$ [V]	0	1	2	3	4	5	6	6,4	6,5	6,55	6,58
$I_B$ [mA]	0	0	0	0	0	0	0	0,002	0,135	0,523	0,832

Diodenkennlinie



### 3. Beantwortung der Fragen:

#### 3.1 Eigenschaften von Halbleitern

Halbleiter sind neben Metallen und Isolatoren die dritte Gruppe von Festkörpern (Hauptvertreter: Si, Ge, GaAs). Sie können durch folgende Eigenschaften charakterisiert werden:

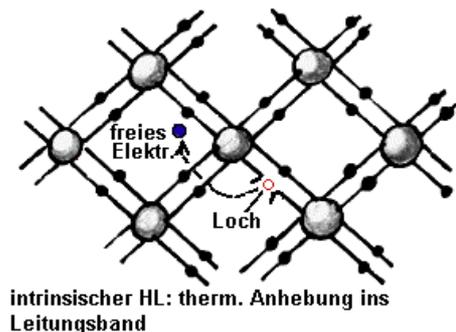
- Ihr spezifischer Widerstand, d.h. Widerstand pro Länge und reziproker Querschnittsfläche, liegt bei  $10^{-3}$  bis  $10^9 \Omega\text{cm}$  (wir vermuten, dass es sich bei der Angabe „ $10^{-3}$  bis  $10^{-9} \Omega\text{cm}$ “ in der Praktikumsanleitung um einen Druckfehler handelt, weil sich dieser Bereich nicht mit den Angaben in der sonstigen Literatur deckt). Zum Vergleich: Metalle haben ca.  $10^{-6} \Omega\text{cm}$ , Isolatoren  $10^{14}$  bis  $10^{22} \Omega\text{cm}$ .
- Die technisch bedeutenden Halbleiter sind keine Ionenleiter, Träger des Stroms sind hier Elektronen bzw. Defektelektronen („Löcher“).
- Der Widerstand von Halbleitern ist bei höherer Temperatur kleiner, bei  $T=0\text{K}$  leiten sie überhaupt nicht, ihr Leitungsband (-> Frage 2) ist bei dieser Temperatur leer (-> Frage 3: Eigenleitung)
- Die Leitfähigkeit von Halbleitern kann durch gezieltes „Verschmutzen“ (Fachbegriff: „Dotieren“) mit bestimmten Fremdatomen beeinflusst werden (siehe auch Frage 3: Störstellenleitung).
- Die energetische Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband (siehe auch Frage 2: Bändermodell) ist im Gegensatz zu Isolatoren beim Halbleiter klein genug, dass sie von Ladungsträgern durch thermische Anregung überwunden werden kann.

#### 3.2 Bändermodell

Um näheres über die Leitfähigkeit von Festkörpern auszusagen, muss man die Bindung der Elektronen an die Atomkerne betrachten bzw. ihre „Festigkeit“ bestimmen. Sind Elektronen an einzelne Atome gebunden, so sind ihre möglichen Energieniveaus diskret. Bringt man jedoch z.B. 2 Atome immer näher zusammen, so bilden sich schließlich aufgrund der nun veränderten elektrischen Situation (beispielsweise sind jetzt 2 Kerne in relativer Nähe der Elektronen), so spalten sich die bisherigen Energieniveaus für die Elektronen jeweils in 2 erlaubte Niveaus auf. Bei  $n$  Atomen ergeben sich jeweils  $n$  Energieniveaus für ein vorheriges diskretes Niveau, so dass man bei einer großen Anzahl von Atomen, wie sie im Kristall auftritt, von einem Energie-Kontinuum sprechen kann, einem sogenannten „Band“. Zu beachten ist dabei jedoch, dass es zwischen dem Band für Valenzelektronen der Atome („Valenzband“) und dem Band für frei bewegliche Elektronen („Leitungsband“) immer noch einen Energiebereich gibt, in dem keine Elektronen sein dürfen. Diesen Bereich nennt man „verbotene Energiezone“ oder „Bandlücke“. Die Größe des Bereiches gibt Aussagen über die Leitfähigkeit des Materials. Während beim Isolator die Lücke zu groß ist und somit keine Leitung stattfinden kann, können beim Halbleiter die Atome thermisch in das Leitungsband gehoben werden (s.o.); beim Metall dagegen sind immer (auch bei  $0\text{K}$ ) Elektronen im Leitungsband, so dass Metalle gute Leiter sind. Im Bändermodell ist zudem noch zu beachten, dass voll besetzte Bänder keine Leitfähigkeit herstellen können, da in ihnen die Ladungsträger nicht frei sind.

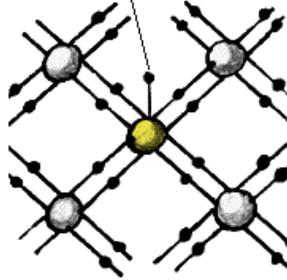
#### 3.3 Eigen- und Störstellenleitung

Beim „intrinsischen“, d.h. reinen, nicht dotierten Halbleiter finden wir wie schon angesprochen eine temperaturabhängige Leitfähigkeit, die dadurch bestimmt wird, wie viele Elektronen pro Zeiteinheit thermisch angeregt werden, und wie viele wieder ins Valenzband, also in ein Atom zurückfallen („rekombinieren“), also insgesamt, wie viele sich durchschnittlich gleichzeitig im Leitungsband aufhalten können.



Bei einer thermischen Anregung erhält ein Elektron die Energie  $k \cdot T$  ( $k$ : Boltzmann-Konstante), wobei eben  $k \cdot T$  größer oder gleich der energetischen Bandlücke  $E_g$  ( $g$  für engl. gap) sein muss, wenn solch ein Vorgang stattfinden soll. Falls dies eingetreten ist, so kann sich das Elektron frei bewegen, aber auch das Loch, das im Atom zurückgeblieben ist: In dieses Loch kann ein Elektron von einem Nachbaratom hineinspringen, was einer Bewegung des Loches zu diesem Nachbaratom entspricht. Diese Möglichkeit der Ladungsträgerbewegung bzw. Stromleitung nennt man „**Eigenleitung**“. Nun gibt es aber auch noch eine andere Art, Halbleiter leitend zu machen. Am einfachsten kann man sich diese am 4-wertigen

n-dotierter Halbleiter:  
locker gebundenes Elektr.

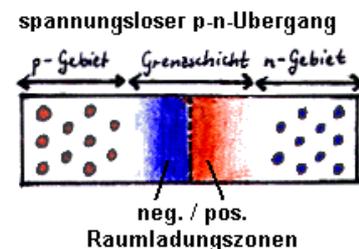


Halbleiter (d.h. Ge/Si) klarmachen. Im Grundzustand sind in einem solchen reinen Kristall alle Elektronen (bis auf die thermisch angeregten) als Bindungselektronen fest im Valenzband. Verunreinigt man den Kristall bei der Herstellung aber gezielt mit fünfwertigen Atomen (z.B. Phosphor, Arsen), so kann ein Valenzelektron dieser Atome jeweils nicht fest im Kristall eingebunden werden, da es für die Kristallstruktur „zu viel“ ist. Das führt dazu, dass das Energieniveau dieses Elektrons sehr hoch ist, nämlich in der „verbotenen Zone“ (!) fast an der unteren Grenze des Leitungsbandes, so dass es sehr leicht ins Leitungsband angehoben werden kann. In diesem Fall entsteht im Kristall eine Leitfähigkeit durch Elektronen im Leitungsband; da aber keine wirklichen Löcher im Kristallgitter bei der Anhebung der

„überschüssigen“ Elektronen auftreten, wird der Strom in solch einem Kristall von negativen Ladungsträgern getragen, der Kristall ist „n-dotiert“ bzw. „n-leitend“. Das fünfwertige Atom ist ein Elektronendonator. Nach dem gleichen Prinzip kann man mit dreiwertigen Atomen (z.B. Bor oder Indium) dotieren, hier fehlt im Kristallgitter ein Elektron. Das Energieniveau auf dieser Fehlstelle ist wiederum im verbotenen Bereich, aber hier nur leicht über dem Valenzband. Daher kann recht leicht ein Valenzelektron eines Nachbaratoms in die Fehlstelle springen, wodurch sich das Loch also fortbewegen kann. Da aber bei dieser durch das Loch möglichen Stromleitung analog zu oben kein Elektronentransport eintritt (es werden keine im Kristallgitter freien Elektronen erzeugt), wird der Strom nur von „virtuellen“ positiven Ladungsträgern, den Defektelektronen (Löchern) getragen, der Kristall ist „p-dotiert“ bzw. „p-leitend“. In n- und p-dotierten Kristallen findet also eine durch Störstellen mögliche Leitung, die „**Störstellenleitung**“ statt.

### 3.4 Eigenschaften des pn-Übergangs

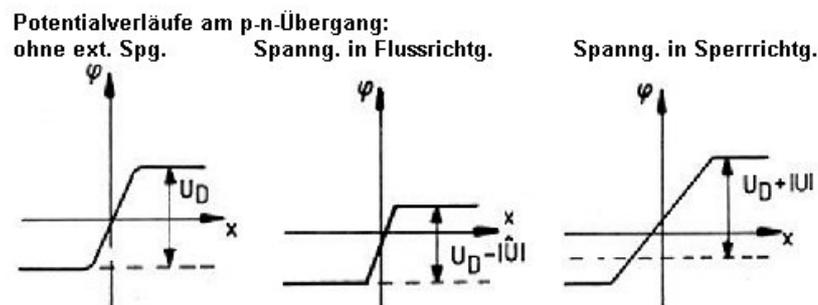
Betrachten wir zunächst den Zustand eines solchen Systems ohne von außen anliegende Spannung. In der Übergangszone führt ein Konzentrationsgefälle an freien Elektronen bzw. Löchern (schließlich besitzt ja das eine Gebiet nur freie Elektronen und das andere nur Löcher) zu einer Diffusion der Löcher aus der p- in die n-Zone und der Elektronen aus der n- in die p-Zone. In der jeweils „gegnerischen“ Zone angelangt, rekombinieren die freien Ladungsträger, d.h. eingewanderte Elektronen besetzen die Löcher der p-Zone und eingewanderte Löcher in der n-Zone werden von Elektronen aus dem Leitungsband besetzt. Durch die Einwanderung wird jedoch die n-Zone positiv und die p-Zone negativ geladen (Entstehung v. **Raumladungszonen** i. Sperrschichtbereich). Das so entstandene elektrische Feld führt schließlich im Gleichgewichtszustand zu einem der Diffusion gegen- gleichem sogenannten Driftstrom (Elektronen werden durch die Raumladung aus der p-Zone in die n-Zone abgestoßen und umgekehrt). Die Spannung, die durch das elektrische Feld hervorgerufen wird, nennt man Diffusionsspannung  $U_D$ . Sehen wir uns jetzt das Verhalten der Diode an, wenn eine Spannung anliegt (siehe auch Bild unter den folgenden beiden Textabsätzen):



- Liegt eine Spannung in Sperrpolung an, d.h. Pluspol an der n-Seite des Übergangs, so behindert diese die Diffusion der Ladungsträger ins „gegnerische Gebiet“ bzw. unterstützt den Driftstrom (die normalerweise nur durch oben angesprochenes E-Feld verursachte Potentialschwelle am Übergang wird erhöht). Es können aufgrund der Potentialschwelle nur noch (thermisch erzeugte)

Minoritätsträger den Übergang passieren, die jedoch normalerweise nicht in ausreichender Anzahl für Leitung vorliegen. Übersteigert man die Spannung jedoch zu sehr, können jedoch Minoritätsträger so beschleunigt werden, dass sie im Kristall Stoßionisation hervorrufen; dies führt zum Durchbruch der Diode. Auch können, falls die p- und n-Schicht dünn sind, im Übergang insgesamt so hohe Feldstärken aus Drift- und angelegtem Feld auftreten, dass Elektronen aus dem Gitterverband gerissen werden (Zenereffekt). Dies führt dazu, dass Zenerdioden (denn diese sind so gebaut) ab einer gewissen Spannung in Sperrrichtung leiten.

- Liegt dagegen eine Spannung in entgegengesetzter Richtung (Flussrichtung) an, so wird die Diffusion von Majoritätsträgern in die Raumladungszonen hierdurch zusätzlich unterstützt. Die Potentialschwelle am Übergang ist geringer. Hierdurch finden im Übergangsbereich eine große Anzahl an Ladungsträgerrekombinationen statt, wobei die Stromquelle in beide Seiten Ladungsträger nachliefert (Löcher auf die p-Seite; dies kann man auch als Elektronenabtransport deuten und Elektronen auf die n-Seite). Ein Stromfluss hat eingesetzt, wobei am Übergang, der der Diffusion immer noch ein E-Feld entgegengesetzt, ca. 0,7 Volt (bei Silizium; bei Germanium ist es weniger) abfallen.

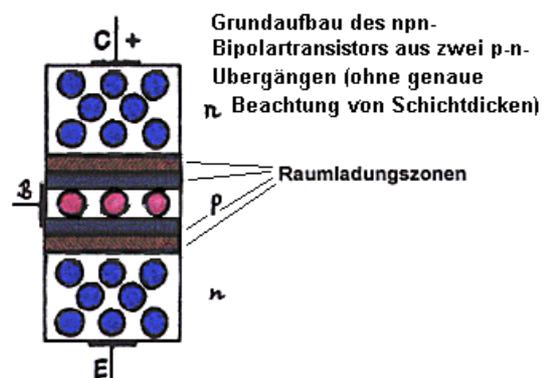


### 3.5 Bipolarer Transistor

Einen typischen bipolaren Transistor kann man sich wie ein Sandwich vorstellen, bei dem 2 dicke Brotscheiben aus gleich dotiertem Halbleitermaterial eine (normalerweise) dünne Wurstscheibe aus umgekehrt dotiertem Material einschließen. Die Brotscheiben haben selbstverständlich einen Anschluss nach außen, man nennt sie Kollektor (C) und Emitter (E),

von der Wurst führt der Basisanschluss (B) nach außen. Man betrachte jetzt einen Transistor der Schichtfolge n-p-n (für einen p-n-p-Transistor kann eine analoge Betrachtung mit umgekehrten Spannungen erfolgen). Es werde an den Kollektor gegen den Emitter eine positive Spannung von beispielsweise 5V angelegt (d.h. wir wollen jetzt einen Betriebszustand im aktiven Arbeitsbereich ansehen), und man messe den Stromfluss. Er beträgt fast 0, da dem Strom ein p-n-Übergang in Sperrrichtung, nämlich der von Basis zu Kollektor, im Weg liegt. Es findet also kein Stromfluss statt.

Wenn man jedoch nun an der Basis eine positive Spannung gegen den Emitter anlegt, die größenordnungsmäßig ca. die oben angesprochen 0,7V beträgt, so beginnt die Diode zu leiten. Wie oben angesprochen wird nun durch die angelegte Basisspannung die Diffusion von Elektronen aus dem Emitter in Richtung Basis massiv unterstützt. Da aber die Basis schwächer dotiert ist als der Emitter, d.h. relativ wenig Löcher hat, mit denen die zur Basis fließenden Elektronen rekombinieren könnten, geraten diese durch Diffusion (Konzentrationsgefälle: am kollektorseitigen Basisteil gibt es so gut wie keine freien Elektronen; Basis ist in Näherung feldfrei) in das Feld an der B-C-Sperrschicht. Allerdings ist das Feld

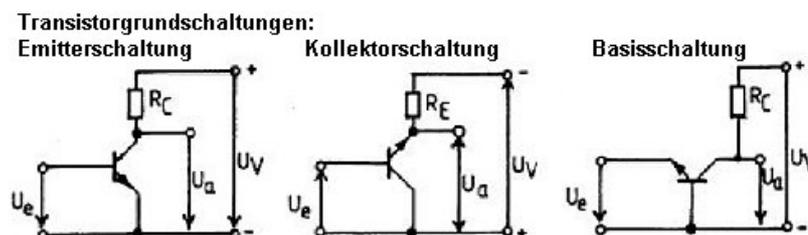


an einem p-n-Übergang in Sperrpolung, wie wir oben gesehen haben, prinzipiell so beschaffen, dass Minoritätsträger den Übergang überqueren können. Somit fließen die durch die Basisspannung in die Basis injizierten Elektronen schließlich beim Kollektor heraus. Durch die niedrige Rekombinationsrate in der Basis muss der Basisanschluss nur wenige Löcher nachliefern. Hierdurch ist der Basisstrom gegenüber dem Kollektorstrom gering, er vermag aber den Kollektorstrom zu steuern. Das strommäßig kleine Basissignal hat also ein strommäßig großes Ausgangssignal in Form des Kollektor-Emitter-Stromes erzeugt. Meist ist (nur) im vorgesehenen Betriebsbereich die Stromsteuerung eines Bipolartransistors näherungsweise linear ( $I_C = \beta \cdot I_B$ , wo  $\beta$  der grob-näherungsweise konstante Stromverstärkungsfaktor des Transistors (typ- und etwas exemplarabhängig) ist). Der Name Bipolartransistor kommt daher, dass in ihm im Gegensatz zu z.B. FET's beide Ladungsträgerarten fließen.

### 3.6 Grundsaltungen von Transistoren und deren Eigenschaften

Der Transistor ist nur ein dreipoliges Bauteil. Um also einen Verstärker mit ihm zu bauen, welcher ja je 2 Eingangs- und Ausgangspole hat, muss man einen Anschluss für Ein- und Ausgang gemeinsam verwenden. Je nachdem, ob E, C oder B hierfür hergenommen werden unterscheidet man (siehe auch Bild unten):

- Die Emitterschaltung:  
Da der Basisstrom viel kleiner ist als der Kollektor-Emitter-Strom, lassen sich mit dieser Schaltung relativ große Stromverstärkungen erzielen. Wenn man im Ausgangskreis einen Widerstand entsprechender Größe einsetzt, kann auch eine recht große Spannungsverstärkung erzielt werden.
- Die Kollektorschaltung:  
Die Ein- und Ausgangsspannung unterscheiden sich nur durch den geringen Spannungsabfall an der B-E-Diode. Somit ist die Spannungsverstärkung ca. 1. Hinsichtlich Stromverstärkung sieht man sofort, dass sie sich nicht gravierend von der der Emitterschaltung unterscheidet.
- Die Basisschaltung:  
Im Eingangs- und Ausgangsstromkreis fließen ungefähr die gleichen Ströme, da zur Basis nur sehr wenig Strom fließt. Somit ist die Stromverstärkung ca. 1. Da die Spannung zwischen Kollektor und Emitter je nach Durchlasszustand viel größer ist als zwischen Basis und Emitter, ergibt sich eine große Spannungsverstärkung.



### 3.7 Lichtemission durch Band-Band-Übergänge

Die Energielücken in Si (1,12 eV) sowie Ge (0,67 eV), also die jeweiligen Differenzen bei Band-Band-Übergängen entsprechen folgenden Wellenlängen:

$$\text{Si: } E = 1,12 \text{ eV}; \quad \lambda = h \frac{c}{E} \approx 1107 \text{ nm}$$

$$\text{Ge: } E = 0,67 \text{ eV}; \quad \lambda = h \frac{c}{E} \approx 1850 \text{ nm}$$

Diese sind offensichtlich nicht im für LED's i.A. gewünschten Bereich, wodurch diese Halbleiter für die Produktion von LED's wegfallen.

Leuchtdioden gibt es in den Farben infrarot, rot, gelb, grün und blau. Wenn man also grob die Extreme der im Handel gebräuchlichen Wellenlängen betrachtet, bekommt man folgende Energien:

$$\textit{infrarot} : \lambda = 880\text{nm}; E = h \frac{c}{\lambda} \approx 1,4\text{eV}$$

$$\textit{blau} : \lambda = 470\text{nm}; E = h \frac{c}{\lambda} \approx 2,6\text{eV}$$