

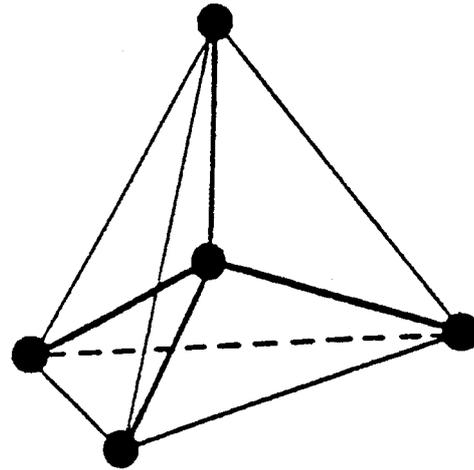
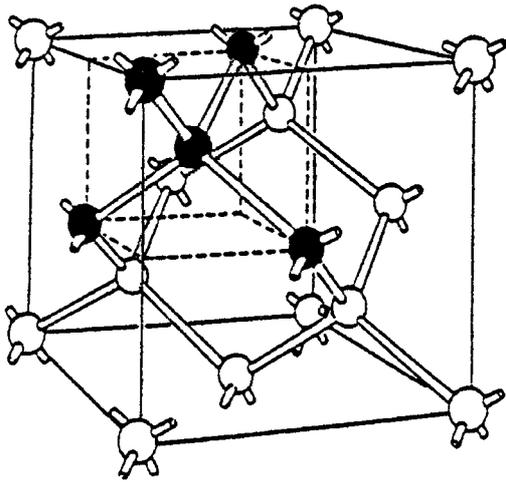
Die Halbleiterdiode

Aufgaben:	Aufnahme der Kennlinien und einiger Arbeitskennlinien der dem Versuch beigegebenen Dioden, Ermittlung der Durchbruchspannung einer Zenerdiode.
Meßverfahren:	Registrierung der Kennlinien auf Schreiber; Kalibrierung mit Voltmeter und Amperemeter. Beobachtung der Gleichrichterwirkung auf Zweikanal-Oszillograph
Vorkenntnisse:	Spannung, Strom, OHMsches Gesetz, Halbleiter; xy- und x(t)-Darstellung von Kenngrößen.
Lehrinhalt:	Grundlagen und Wirkungsweise der Halbleiterdiode, Schaltung zur Kennlinienaufnahme mit XY-Schreiber. Auswirkung von Arbeitswiderständen. Einfache Gleichrichterschaltung; Gleichrichterwirkung bei Wechselstrom.
Literatur:	Die Lehrbücher der Halbleiterphysik und Elektronik. z.B. FOLBERTH, Grundlagen der Halbleiter Schiele und Schön, Berlin. ROHE, Elektronik für Physiker; Teubner, Stuttgart. SPENKE, Elektronische Halbleiter; Springer, Berlin. SIMONYI, Physikalische Elektronik; Teubner, Stuttgart. TIETZE/SCHENK Halbleiterschaltungstechnik, Springer, Berlin.

1. Einführung

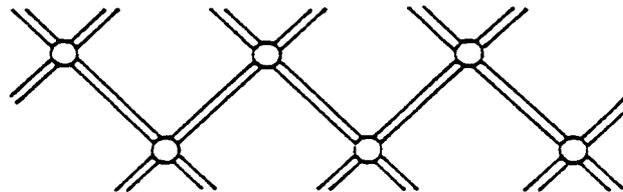
Das einfachste nichtlineare elektronische Schaltelement ist die Halbleiterdiode. Eine Halbleiterdiode besteht aus einem Halbleiter-Einkristall (Silizium oder Germanium), der zwei Zonen mit verschiedenen Beimischungen von Fremdatomen (z.B. dreiwertige Elemente wie Aluminium, Bohr, Indium; fünfwertige Elemente wie Phosphor, Arsen, Antimon) enthält. Der Widerstand einer solchen Diode hängt von der Polung der angelegten Spannung ab, sie hat also eine ausgeprägte Gleichrichterwirkung.

Betrachten wir zunächst den reinen Halbleiter ohne, Fremdatome. Die vierwertigen Siliziumatome (entsprechend für Germanium) bilden ein Kristallgitter, das in der Struktur einem Diamantkristall entspricht (Abb.1). Alle vier Valenzelektronen des Siliziums werden für die kovalenten Bindungen mit den vier Nachbaratomen beansprucht, so dass bei niedriger Temperatur keine frei beweglichen Ladungsträger vorhanden sind. Bei Zimmertemperatur ist es aber Aufgrund der Wärmeenergie möglich, dass sich ein Valenzelektron aus seiner Bindung löst; es kann sich dann frei als Leistungselektron durch den Kristall bewegen. An der Stelle, an der es seine ursprüngliche Bindung verlassen hat, fehlt nun zur Absättigung der Gitterbindung ein Elektron.



a) Struktur eines Si-Kristalles (aus BEISER). Je zwei benachbarte Atome sind durch 2 Valenzelektronen miteinander verbunden. (Bindung durch Stäbe veranschaulicht). Schwarz: Tetraederstruktur um ein einzelnes herausgegriffenes Atom.

b) Jedes Atom steht im Zentrum eines regulären Tetraeders, dessen 4 Ecken mit den 4 Nachbaratomen besetzt sind (Tetraeder = Polyeder mit 4 gleichseitigen Dreiecksflächen).



c) Schematische Darstellung der kovalenten Bindung des Si-Kristalles in einer Ebene. Jeder Strich veranschaulicht ein Bindungselektron.

Man bezeichnet diese Leerstelle als Defektelektron oder "Loch" mit einer positiven Elementarladung, die von der jetzt überschüssigen Kernladung an dieser Stelle herrührt (positives Si-Gitter-Ion). Findet nun ein Überwechseln eines benachbarten gebundenen Elektrons in dieses Loch hinüber statt, also von Bindung zu Bindung, so ist dies gleichbedeutend mit einer Wanderung des Loches, des positiven Defektelektrons in entgegengesetzter Richtung. "Fällt" andererseits ein freies Elektron bei seiner Wanderung in ein solches Loch, d.h. beteiligt es sich wieder an einer kovalenten Bindung, so wird das Loch aufgefüllt. Beide, freies Elektron und Defektelektron, sind "verschwunden"; man spricht dann von Rekombination. Die Leitfähigkeit eines homogenen Halbleiters beruht auf der Beweglichkeit beider Arten von Ladungsträgern, der freien Elektronen und der Defektelektronen im angelegten elektrischen Feld. Dieses Elektronen-Loch-Modell, bei dem fehlende Bindungselektronen als fiktive positive Teilchen aufgefasst werden, erweist sich in der ganzen Halbleiterphysik als äußerst fruchtbar.

Denken wir uns nun ein fünfwertiges Fremdatom z.B. (Arsen) in das Gitter eines Si-Kristalles eingebaut. Wenn das As-Atom mit den vier im Gitter benachbarten Si-Atomen kovalente Bindungen eingegangen ist, wozu vier Valenzelektronen des As benötigt werden, dann bleibt ein Elektron übrig. Dieses fünfte Valenzelektron des As besitzt im Si-Kristall eine sehr kleine Dissoziationsenergie, es wandert als freies Elektron fort; zurück bleibt das im Gitter eingebaute positive As-Ion. Durch den Einbau eines fünfwertigen Atoms in das Si-Gitter

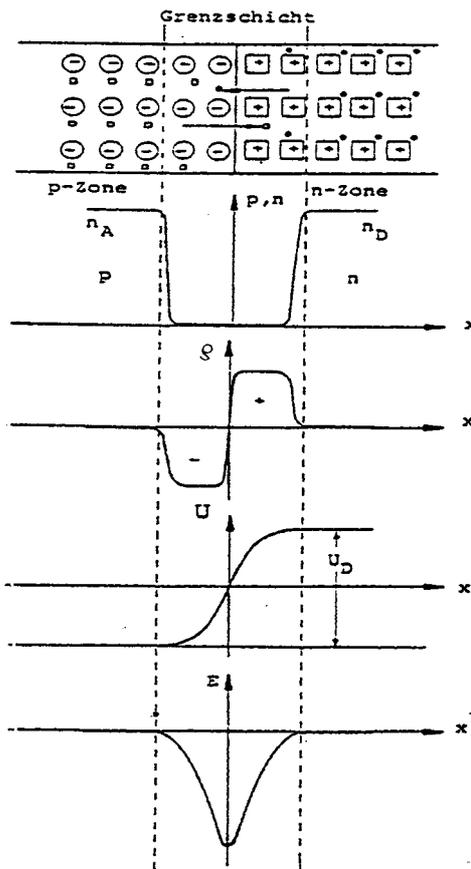
wird also die Anzahl der frei beweglichen Elektronen erhöht; sie werden deshalb hier als Majoritätsträger bezeichnet, die Löcher als Minoritätsträger. - Den Einbau eines Fremdatomes, in das Kristallgitter eines Halbleiters nennt man Dotierung. Fünfwertige Fremdatome, die ein freies Elektron abgeben, werden als Donatoren bezeichnet, der so dotierte Halbleiter als n-Halbleiter; in Dioden oder Transistoren nennt man das entsprechende Gebiet n-Zone.

Baut man ein dreiwertiges Fremdatom (z.B. Indium) in das Si-Kristallgitter ein so fehlt diesem Fremdatom zur Absättigung der Gitterbindungen ein Elektron. Ein benachbartes Si-Elektron tritt in diese Bindung ein, dass so bei dem Si-Atom entstandene Loch bewegt sich fort; zurück bleibt das im Gitter mit nun abgesättigter kovalenter Bindung eingebaute negative In-Ion. Durch den Einbau eines dreiwertigen Atoms in das Si-Gitter wird also die Anzahl der Defektelektronen erhöht; sie sind hier die Majoritätsträger, die Elektronen die Minoritätsträger. - Dreiwertige Fremdatome, die ein freies Elektron an sich binden, werden als Akzeptoren bezeichnet, der so dotierte Halbleiter als p-Halbleiter; in Dioden oder Transistoren nennt man das entsprechende Gebiet p-Zone.

Bei einer Halbleiterdiode grenzen im Innern eines Einkristalles eine p-Zone und eine n-Zone unmittelbar aneinander (pn-Übergang; Abb. 2). Infolge ihrer Wärmebewegung diffundieren Defektelektronen in Richtung ihres Konzentrationsgefälles aus dem p-Bereich nach rechts über die Grenzfläche hinaus in den n-Bereich und rekombinieren dort mit den freien Elektronen.

Abb. 2:

- a) pn-Übergang (schematisch). Im Übergangsbereich befindet sich praktisch nur die Raumladung der Gitterionen. Außerhalb werden sie von den Elektronen und Löchern kompensiert. Angedeutet durch die Pfeile ist die Diffusionsrichtung der Elektronen und Löcher.



- ⊖ ortsfeste neg. Gitterionen
 - ⊕ ortsfeste pos. Gitterionen
 - freie Elektronen
 - Löcher
- b) Dichte der Löcher und Elektronen
 - c) Raumladungsdichte ρ
 - d) Potentialverlauf U
 $U_D =$ Diffusionsspannung
 - e) Elektrische Feldstärke E

Sie hinterlassen vor der Grenzfläche im p-Bereich die ortsfesten negativen Ladungen der Akzeptor-Ionen und bewirken hinter der Grenzfläche im n-Bereich eine positive Aufladung; nach der Rekombination der eindiffundierten Löcher mit den freien Elektronen der n-Zone sind die positiven Ladungen der Donator-Ionen nicht mehr kompensiert. Umgekehrt diffundieren freie Elektronen aus dem n-Bereich nach links über die Grenzfläche in den p-Bereich und rekombinieren dort mit den Defektelektronen. Sie hinterlassen rechts im n-Bereich die ortsfesten positiven Ladungen der Donator-Ionen und bewirken links im p-Bereich eine negative Aufladung (unkompensierte negative Akzeptor-Ionen). Zu beiden Seiten der Grenze entstehen so Raumladungen, links einheitlich mit negativem, rechts mit positivem Vorzeichen. Diese erzeugen ein Potentialgefälle bzw. ein elektrisches Feld, das der weiteren Abwanderung der Defektelektronen und der freien Elektronen entgegenwirkt. In der Umgebung der Grenzfläche stellt sich so ein Gleichgewichtszustand zwischen der thermischen Diffusion und den elektrischen Feldkräften mit einer bestimmten Raumladungsverteilung und der zugehörigen Potentialverteilung ein. In diesem Gleichgewichtszustand fließt kein resultierender elektrischer Strom über die Grenzfläche. In Abb. 2 ist diese Situation schematisch dargestellt. Die Dicke der Grenzschicht, der sogenannten Raumladungszone, ist bei üblicher Dotierung von der Größenordnung μm . Links, und rechts jenseits der Grenzschicht bleibt der Kristall elektrisch neutral. Die Potentialdifferenz zwischen rechts und links wird aufgrund ihrer Entstehung Diffusionsspannung genannt.

Wir legen jetzt eine Spannung U an die Diode, links an die p-Seite positiv, rechts an die n-Seite negativ. Die Potentialschwelle wird dadurch verringert, das elektrische Feld geschwächt. Dadurch wird das beschriebene Gleichgewicht zwischen thermischer Diffusion und Feldkräften gestört, und zwar zugunsten der Diffusion. Das Übergewicht der Diffusion treibt Defektelektronen nach rechts, Elektronen nach links. In die Grenzschicht werden also

von beiden Seiten her Majoritätsträger "eingeschwemmt". Sie rekombinieren miteinander, geringfügig schon in der Grenzschicht, vorwiegend aber erst dahinter. Es stellt sich ein neuer stationärer Gleichgewichtszustand ein, der nur durch einen dauernden Stromfluß aufrechterhalten werden kann, dessen Richtung der angelegten Spannung entspricht. Ganz links in der p-Zone wird der Strom praktisch allein von den nach rechts unter Einwirkung des äußeren Feldes wandernden Defektelektronen getragen, ganz rechts in der n-Zone praktisch allein von den nach links wandernden freien Elektronen. Der zwischen ihren Enden gemessene elektrische Widerstand der Diode ist sehr klein, wir betreiben sie also in Durchlassrichtung.

Wir polen jetzt die an die Diode angelegte Spannung um, links die p-Seite negativ, rechts die n-Seite positiv. Die Potentialschwelle wird gegenüber der Diffusionsspannung dadurch erhöht, das elektrische Feld vergrößert. Wiederum wird das ohne äußere Spannungsquelle vorhandene Gleichgewicht zwischen thermischer Diffusion und Feldkräften gestört, jetzt zugunsten der Feldkräfte. Defektelektronen werden vermehrt nach links, Elektronen nach rechts abgezogen. Die Grenzschicht verarmt an Majoritätsträgern bzw. wird nach beiden Seiten von Majoritätsträgern entleert, die Raumladungszone verbreitert. Der Strom der Majoritätsträger ist damit unterbrochen; die Diode "sperrt".

Der geringe Widerstand in Durchlassrichtung beruht also auf dem Einschwemmen der Ladungsträger von beiden Seiten her in die Grenzschicht unter Rekombination. Die Sperrwirkung andererseits beruht auf der Entleerung der Grenzschicht von Ladungsträgern nach beiden Seiten hin, bei Fehlen einer merklichen Ladungsträger-Generation im elektrischen Feld. Für beide Richtungen gleichermaßen gilt in guter Näherung für die Strom-Spannungs-Kennlinie die SHOCKLEYsche Formel:

$$I(U) = I_{Sprr} \left(e^{+\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \quad (1)$$

(e = Elementarladung, k = BOLTZMANN-Konstante, T = absolute Temperatur). Die durch (1) beschriebene Abhängigkeit ist in Abb.3 skizziert. In Durchlassrichtung kann schon von einem Zehntel Volt ab die 1 in (1) gegenüber der e-Funktion vernachlässigt werden, d.h. der Durchlasstrom steigt (bei Vernachlässigung des OHMschen Bahnwiderstandes) exponentiell an.

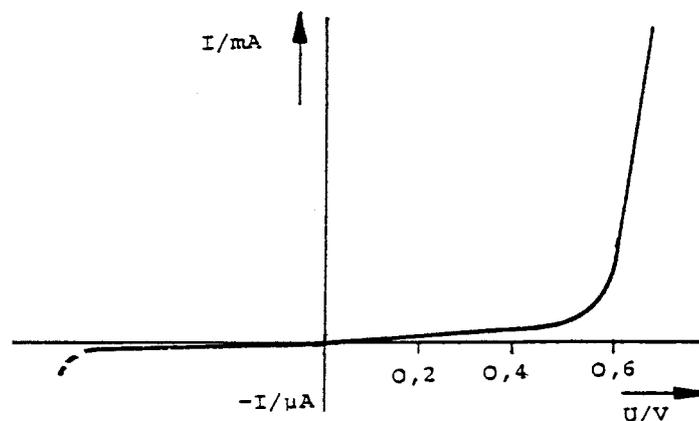


Abb.3: Kennlinie einer Si-Diode

Bei zu großem Strom wird die Diode schließlich zerstört. Ist andererseits die Spannung in Sperrichtung zu groß, kommt es aufgrund zweier Prozesse zum Durchbruch (Abschn. 6.4), die Diode kann dabei zerstört werden. Jedoch können speziell gebaute ZENER-Dioden längere Zeit bis zu einem Maximalstrom in Sperrichtung betrieben werden.

2. Aufgaben

- 1.) Aufnahme der Kennlinien der vorliegenden Dioden im Bereich von -5V bis +5V im Hochformat. Um welche Dioden handelt es sich jeweils? Die Knickspannungen der Dioden sowie die Zenerspannung der Zenerdiode sind tabellarisch anzugeben..

Aufgaben 2 - 5 nur für eine SI-Diode

- 2.) Aufnahme der Arbeitskennlinien der Halbleiterdiode für die sechs beigegebenen Arbeitswiderstände.
- 3.) Konstruktion der Arbeitskennlinie für den Arbeitswiderstand 470Ω aus der Diodenkennlinie. Kennzeichnung des Arbeitspunktes für eine Betriebsspannung von 5 V.
- 4.) Darstellung der Durchlasskennlinie im halb-logarithmischen Maßstab und Bestimmung der sog. "Temperaturspannung" $U_T = kT/e$ aus der Steigung.
- 5.) Aufnahme der Durchlasskennlinie der Halbleiterdiode auf XY-Schreiber im Hochformat in vier verschiedenen Strombereichen. Was folgt aus den Kurven unter Bezug auf Gl. (1) für die bei etwa $0,1 I_{\max}$ angenommene Knickspannung? Rührt sie von einem echten Schwellenwert her?

3. Durchführung

Man baue die Schaltung nach Abb. 4. auf. Der Strom wird über dem Spannungsabfall am Amperemeter registriert. Die verlangte Aufzeichnung im Hochformat erfordert entsprechende Nullpunkteinstellung und Polung des Schreibers.

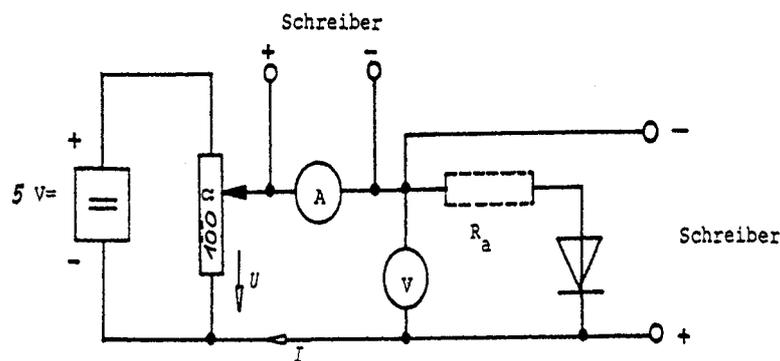


Abb. 4: Schaltbild zur Aufnahme der Strom-Spannungskennlinie bzw. der Arbeitskennlinien (gestrichelt) einer Diode.

4. Fehlerbetrachtung

Wie wirken sich Spannungsabfälle am Amperemeter und Strom durch Voltmeter und Schreiber auf die Messung der Kennlinien aus? Nehmen Sie eine Diodenkennlinie im Maßstab der Aufgabe 1 auf, wenn die Spannung unmittelbar am Schiebewiderstand, d.h. vor dem Amperemeter abgegriffen wird.

5. Anhang

5.1 Physikalische Ergänzungen

Aus den angeführten thermischen Gründen werden, abhängig von der Temperatur, laufend neue Elektronen-Loch-Paare gebildet. Andererseits ist die Zahl der in der Zeiteinheit pro Volumeneinheit miteinander rekombinierenden Elektronen und Defektelektronen genau wie beim Massenwirkungsgesetz dem Produkt ihrer Dichten proportional. Im thermischen Gleichgewicht sind an jeder Stelle im Halbleiter die Bildungsrate und die Rekombinationsrate einander gleich. Unter Einbeziehung des Proportionalitätsfaktors gilt also:

$$pn = N(T)^2 \quad (5.1)$$

(p = Defektelektronendichte, n = Elektronendichte, T = absolute Temperatur; $N(T)^2$ ist der spontanen thermischen Paarbildungsrate proportional). Bei Zimmertemperatur ist für

$$\begin{aligned} \text{Silizium:} & \quad N = 2,0 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3} \\ \text{Germanium:} & \quad N = 2,1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} \end{aligned}$$

Im reinen Kristall ist von ihrem Entstehungsmechanismus her im thermischen Gleichgewicht an jeder Stelle die Zahl der Defektelektronen gleich der Zahl der freien Elektronen, es besteht Ladungsneutralität, also

$$p = n = N \quad (5.2)$$

Die Zahl der Silizium- bzw. Germaniumatome im Gitter beträgt rund 10^{29} m^{-3} ; nur jedes 10^{13} -te bzw. 10^{10} -te Gitteratom ist also bei Zimmertemperatur ionisiert.

Bei n-Dotierung nimmt durch Rekombination die Löcherdichte ab, bis das Produkt aus Löcherdichte und Elektronendichte wieder gleich N^2 ist. Sei N_D die Dichte der Donatoren, so ist praktisch $n(x_n) = N_D$ (x_n = Ortskoordinate im n-Bereich). Aus (5.1) folgt jetzt:

$$p(x_n) = \frac{N^2}{N_D} \quad (5.3)$$

Übliche Werte der Dotierung liegen um $N_D = 10^{19} \dots 10^{24} \text{ m}^{-3}$. Für $p(x_n)$ ergeben sich damit entsprechend kleine Werte für Silizium um $10^8 \dots 10^{12} \text{ m}^{-3}$, für Germanium $10^{14} \dots 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Bei n-Dotierung sind die Elektronen deshalb die Majoritätsträger, die Defektelektronen die Minoritätsträger. Trotz der um Größenordnungen verschiedenen Dichten n und p herrscht im Gleichgewichtszustand Ladungsneutralität: zu jedem freien Elektron gehört ein positives Gitterion (kein Loch, denn die Bindungen sind abgesättigt).

Das Umgekehrte gilt für die p-Dotierung. Sei N_A die Dichte der Akzeptoren, so ist praktisch $p(x_p) = N_A$, also:

$$n(x_p) = \frac{N^2}{N_A} \quad (6.4)$$

Bei p-Dotierung sind die Defektelektronen die Majoritätsträger, die Elektronen die Minoritätsträger. Auch hier herrscht im ungestörten Fall Ladungsneutralität, auf jedes Loch kommt ein negatives Gitterion.

5.2 Diffusionsspannung

Ohne äußere Spannung kompensieren sich gerade "Diffusionsstrom" und "Feldstrom":

$$-e \cdot D_p \cdot \frac{dp}{dx} = -e \cdot \mu_p \cdot E \cdot p \quad \text{für die Defektelektronen} \quad (5.5)$$

(D_p = Diffusionskoeffizient, μ_p = Beweglichkeit der Defektelektronen) Für die Elektronen gilt die entsprechende Beziehung.

Der Ansatz (5.5) - eine lineare Superposition zweier entgegengerichteter Teilchenströme - ist ein bei Grenzflächenproblemen oft benutzter Modellansatz, der den Konzentrationsausgleich durch thermische Diffusion und die Kraft auf die Ladungen durch das elektrische Feld enthält. Tatsächlich sind die beiden Ströme nicht Ströme verschiedener Teilchen, sondern es sind dieselben Teilchen, die zwei verschiedenen Einwirkungen gleichzeitig ausgesetzt sind; es handelt sich um eine Diffusion von geladenen Teilchen im elektrischen Feld.

Mit $E = -\partial U / \partial x$ folgt nach Umordnung und Integration bzgl. x vom ungestörten p-Bereich (Koordinate x_p) bis zum ungestörten n-Bereich (Koordinate x_n):

$$U_D = U(x_n) - U(x_p) = -\frac{D_p}{\mu_p} \ln \frac{p(x_n)}{p(x_p)} \quad (5.6)$$

Mit der EINSTEIN'schen Relation $D/\mu = kT/e$ ergibt sich also mit (5.3) und $p(x_p) = N_A$ für die Diffusionsspannung U_D :

$$U_D = \frac{k \cdot T}{e} \ln \left(\frac{N_D \cdot N_A}{N^2} \right) \quad (5.7)$$

Das gleiche Ergebnis erhält man unter Benutzung der Elektronen.

Aus (5.6) erhalten wir als Folge des Gleichgewichtes (5.5) zwischen Diffusionsstrom und Feldstrom die grundlegende BOLTZMANN-Beziehung für die Defektelektronen (entsprechend für die Elektronen)

$$p(x_n) = p(x_p) \cdot e^{-\frac{eU_D}{k \cdot T}} \quad (5.8)$$

5.3. Strom-Spannungskennlinie

Ohne bzw. mit angelegter äußerer Spannung U in Durchlassrichtung gilt nach der BOLTZMANN-Beziehung (5.8) für die Defektelektronendichten (mit äußerer Spannung nur als Näherung):

$$p(x_n) = p(x_p) \cdot e^{-\frac{eU_D}{k \cdot T}} \quad \text{bzw.} \quad p(x_n) = p(x_p) \cdot e^{\frac{e(U_D - U)}{k \cdot T}} \quad (5.9)$$

ohne U mit U

Der Überschuß an Defektelektronen am rechten Rand der Grenzschicht bei angelegter Spannung ist also:

$$\Delta p = p(x_p) \cdot e^{-\frac{eU}{k \cdot T}} \cdot \left(e^{+\frac{eU}{k \cdot T}} - 1 \right) \quad (5.10)$$

Dieser Überschuß bewirkt durch Diffusion einen Minoritätsträgerstrom in der n-Zone nach rechts, er wird dabei wegen der gleichzeitigen Rekombination nach rechts zunehmend von dem entgegen Kommenden Elektronenstrom (Majoritätsträgerstrom in der n-Zone) übernommen. Das entsprechende gilt für die Elektronen in der p-Zone. Die genauere Behandlung erfordert eine Durchrechnung dieses Diffusionsprozesses mit Rekombination unter Berücksichtigung der Randbedingungen. Die charakteristische exponentielle Abhängigkeit der SHOCKLEYschen Formel (1) aber haben wir mit der vorstehenden einfachen Bilanzüberlegung schon gefunden.

Der Strom in Sperrichtung entsteht folgendermaßen: Bei hinreichend starkem Feld in Sperr-Richtung werden links durch Diffusion in die Grenzschicht gelangende Elektronen (Minoritätsträger) nach rechts unter Zusammenstoßen mit dem Gitter herüber gezogen, ebenso umgekehrt rechts durch Diffusion in die Grenzschicht gelangende Löcher (dort Minoritätsträger) nach links. Auch noch die durch die geringe thermische Generation von Elektronen-Loch-Paaren in der Raumladungszone selbst entstehenden Ladungen werden vom elektrischen Feld nach beiden Seiten abgeführt. Der so zustande kommende Sperrstrom ist außerordentlich klein (Si: $I_{\text{Sperr}} \approx 10 \text{ nA}$, Ge: $I_{\text{Sperr}} \approx 10 \text{ }\mu\text{A}$ bei Kleinleistungsdiode).

Zeichnet man die Durchlasskennlinien einer Si- und einer Ge-Diode im gleichen Ordnungsmaßstab bis z.B. $I_{\text{max}} = 100 \text{ mA}$, so verlaufen beide Kennlinien zunächst nahe der Nulllinie. Die

Kennlinie der Ge-Diode hat dann bei ca. 0,3 V ($I \approx 0,1 I_{\text{max}}$) anscheinend einen Knick nach oben, die Si-Diode bei 0,6 V. Dieser in elektronischen Schaltungen häufig ausgenutzte "Knick" (er hängt noch von dem gewählten I_{max} ab) rührt lediglich von dem steilen Anstieg der e-Funktion in Gl. (1) bei größeren Argumenten her, seine bei Ge und Si verschiedene Lage von den verschiedenen Werten des Sperrstromes. Die vergrößerte Darstellung eines entsprechend kleinen Bildausschnittes wird den bekannten gleichmäßig zunehmenden Anstieg der e-Funktion zeigen (vergl. Aufgabe 8 für Physiker).

5.4 ZENER-Diode

Die ZENER-Diode ist eine pn-Diode, die sich durch einen Knick der Strom-Spannungskennlinie in Sperrichtung bei Spannungen $> 1\text{V}$ auszeichnet und im Sperrbereich bis zu einem Maximalstrom ohne Zerstörung betrieben werden kann.

An dem Knick können zwei Effekte beteiligt sein:

a) ZENER-Effekt

ZENER-Dioden sind besonders stark dotiert, der pn-Übergang ist deshalb extrem dünn. Bei einer Spannung von einigen Volt in Sperrichtung wird die Feldstärke daher schon so groß ($10^7 \dots 10^8$ V/m), dass Feldemission auftritt d.h. dass Elektronen aus den Gitterbindungen gerissen werden (Tunnel-Effekt). Diese und die zugehörigen Löcher stehen nun für den Strom zur Verfügung. Infolgedessen steigt die Leitfähigkeit der ZENER-Diode in Sperrichtung von der betreffenden Spannung ab stark an.

b) Lawineneffekt

Hierbei werden Elektronen und Löcher im hohen elektrischen Feld des pn-Überganges so stark beschleunigt, dass sie durch Stoß weitere Gitterbindungen aufbrechen können. Die so erzeugten Ladungsträger können wiederum soviel Energie gewinnen, dass neue Bindungen auseinandergerissen werden u.s.w. Es kommt also zu einer Ladungsträgerlawine.

In der Praxis wird der Strom einer ZENER-Diode mit einem Widerstand auf den für die bestimmte Diode zulässigen Maximalwert begrenzt. ZENER-Dioden werden heute überall in der Elektronik zur Stabilisierung von Spannungen eingesetzt und haben die früher üblichen Glimmstabilisatoren völlig verdrängt.