

Zeitschrift: Technische Mitteilungen / Schweizerische Post-, Telefon- und Telegrafienbetriebe = Bulletin technique / Entreprise des postes, téléphones et télégraphes suisses = Bollettino tecnico / Azienda delle poste, dei telefoni e dei telegrafi svizzeri

Band: 35 (1957)

Heft: 3

Artikel: Grundlagen der Transistoren

Autor: Hauri, E.R.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-875068>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 17.11.2024

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

TECHNISCHE MITTEILUNGEN

BULLETIN TECHNIQUE

PTT

BOLLETTINO TECNICO

Herausgegeben von der Schweizerischen Post-, Telegraphen- und Telephonverwaltung. Publié par l'administration des postes, télégraphes et téléphones suisses. Pubblicato dall'amministrazione delle poste, dei telegrafi e dei telefoni svizzeri

Grundlagen der Transistoren

Von E. R. Hauri, Bern

621.375.4

Zusammenfassung. Als Einleitung wird ein Überblick über die Entwicklung der Halbleitertechnik gegeben. Es folgen Abschnitte über den Aufbau der festen Körper, Halbleiter und Isolatoren unter Benützung einer vereinfachten Darstellung des Energie-Bändermodells. Die Grundgesetze für die elektrischen Ströme in Halbleitern werden eingehend besprochen. Als erste Anwendung ist dann der pn-Übergang dargestellt: es wird gezeigt, wie aus der Verteilung der Minoritätsträger sowohl die Gleichstromkennlinie als auch die Wechselstromeigenschaften abgeleitet werden können. Der Flächentransistor besteht aus zwei nebeneinander in einem Halbleiterkristall angeordneten pn-Übergängen: seine Eigenschaften können durch Vierpolgleichungen, durch ein Ersatzschema oder durch Gleichstromkennlinien ausgedrückt werden. Abschliessend wird noch kurz der Spitzentransistor beschrieben.

Résumé. Dans son introduction, l'auteur donne un aperçu du développement de la technique des semi-conducteurs. Les chapitres suivants traitent de la structure des corps solides, des semi-conducteurs et des isolants, en utilisant une représentation simplifiée du diagramme des bandes d'énergie. Les lois fondamentales des courants électriques dans les semi-conducteurs sont étudiées en détail. La jonction pn est représentée comme première application: l'auteur montre comment ses propriétés en régime continu et en régime alternatif linéaire peuvent être déduites de la répartition des porteurs minoritaires. — Le transistor à jonction se compose de deux jonctions pn disposées l'une à côté de l'autre dans un cristal semi-conducteur. Ses propriétés peuvent être exprimées soit par des équations pour lesquelles le transistor est considéré comme quadripôle linéaire, soit par un schéma équivalent ou encore par des caractéristiques en courant continu. L'article se termine par une brève description du transistor à pointes.

Die Entwicklung der Halbleitertechnik

Die erste Beobachtung eines Halbleitereffekts stammt – man wundert sich kaum – vom unermüdeten Experimentator *Faraday*, der 1833 den negativen Temperaturkoeffizienten des Widerstandes von Silbersulfid feststellte (bei Metallen nimmt der Widerstand mit der Temperatur zu). Weitere Entdeckungen folgten: Licht kann eine Photospannung erzeugen (*Becquerel*, 1839); der Widerstand von Selen nimmt bei Bestrahlung mit Licht ab (*Smith*, 1873); bei Kontakten zwischen gewissen Materialien ist der Widerstand nicht konstant (das *Ohmsche Gesetz* gilt nicht), sondern abhängig von der Grösse und dem Vorzeichen der angelegten Spannung: Gleichrichtung (*Braun*, 1874). Man lernte mit der Zeit, Photozellen und Gleichrichter industriell herzustellen; der Detektor wurde als Gleichrichter für die *Hertz'schen* Radiowellen populär, sah sich zwar eine Zeitlang durch die Vakuumdiode verdrängt, erlebte aber eine Renaissance in Form der Siliziumdiode mit der Entwicklung der dm- und cm-Wellen-Technik vor dem Zweiten Weltkrieg.

Unterdessen war die Forschung nicht stillgestanden. Die Quantenmechanik brachte Fortschritte in der Erklärung des Verhaltens der Elektronen in den Atomen und Molekülen, so dass ein quantenmechanisches Modell des Halbleiters dargestellt werden konnte (*Wilson*, 1931). Die Untersuchung des Hall-Effekts (*Hall*, 1879) brachte Licht in die Leitfähigkeitsverhältnisse und zwang – neben andern Gründen – zur Annahme eines positiven Ladungsträgers von ungefähr der Masse des Elektrons, der den Namen «Loch» erhielt. Der Unterschied zwischen Metall und Halbleiter wurde erklärt. Die Halbleiter wurden in Überschuss- und Defekthalbleiter eingeteilt. Die Untersuchung der chemischen Bindung zwischen den Atomen ergänzte das Bild. Die Rolle der sogenannten Minoritätsträger blieb aber lange unbeachtet, obwohl schon frühzeitig (*Frenkel*, 1935) auf ihre Bedeutung hingewiesen wurde. — Der Gleichrichtereffekt wurde als eine Oberflächenerscheinung abgeklärt; es blieb aber auch hier noch viel zu tun. Wichtige Beiträge zur Theorie der Gleichrichter wurden noch vor dem Krieg geliefert (*Schottky*, *Mott*, *Davidov*, 1939).

Auf der experimentellen Seite stellte die Unvollkommenheit der Halbleitermaterialien lange ein grosses Handicap dar. Winzige Verunreinigungen, die kaum feststellbar waren, konnten die Eigenschaften stark beeinflussen; zum Beispiel war für die Herstellung von Kupferoxydulgleichrichtern nur das Kupfer einer einzigen Mine in Südamerika brauchbar. Der Kristallaufbau war noch weit entfernt vom vollkommenen Gitter. Die Halbleiterphysik war als eine «Physik der Dreckeffekte» berichtigt. Während und nach dem Kriege begann sich die Forschung auf die Elemente Silizium und Germanium zu konzentrieren (Siliziumdioden als Radardetektoren). Man lernte, den Gehalt an Verunreinigungen zu kontrollieren, um p- oder n-Germanium zu erhalten (*Scaff, Theuerer, Schumacher*), worauf der pn-Übergang als Gleichrichter entdeckt wurde (*Ohl*). Einkristalle aus Germanium und Silizium wurden hergestellt (*Teal, Little, Buehler*). Das Zonenreinigungsverfahren (*Pfann*) ermöglichte bisher unerreichte Reinheit der Materialien (ein Fremdatom auf 10^{10} bis 10^{11} Germanium-Atome). *Bardeen* und *Brattain* untersuchten die Existenz und die Eigenschaften von Raumladungsschichten an der Oberfläche und entdeckten dabei, was heute als der Spitzentransistor bekannt ist (1948); bei diesen Experimenten wurde nun die Wichtigkeit der Minoritätsträger erkannt. Der Spitzentransistor war ein neues aktives Schaltelement, das Schwingungen erzeugen und verstärken konnte; seine Entdeckung verlieh der Halbleiterphysik einen ungeahnten Auftrieb, so dass sie heute zu den wichtigsten Forschungsgebieten der Laboratorien in der Industrie und an den Hochschulen gehört. Es folgte die Berechnung des Flächentransistors (*Shockley*, 1949), der ein Jahr später verwirklicht wurde. Parallel zu diesen hervorragendsten Leistungen gingen andere Entwicklungen. Die theoretischen Grundlagen konnten erweitert und die Messtechnik gefördert werden. Neue Einsichten in den Aufbau der Materie wurden gewonnen. Neue Herstellungsverfahren für Dioden wurden entwickelt. Neue Halb-

leitergeräte wurden erfunden, wie Photodioden und Phototransistoren, Thermistoren, spannungsabhängige Widerstände (Varistoren), die Sonnenbatterie, Hallgeneratoren (zum Beispiel für die Leistungsmessung), Strahlungsdetektoren. Es ist anzunehmen, dass man heute erst am Anfang einer Entwicklung steht, die den Halbleitergeräten grosse technische Bedeutung bringen wird.

Der Aufbau der festen Körper

Bis vor einigen Jahren zählte das *periodische System* 92 natürliche Elemente; unterdessen haben die Atomphysiker noch einige künstliche hinzugefügt (siehe Figur 1). Die Bausteine der Elemente sind die Atome; die Atome wiederum bestehen aus einem Kern und einer Elektronenhülle. Im Kern finden sich elektrisch positiv geladene Partikel, die Protonen, und elektrisch neutrale Partikel, die Neutronen. Die Zahl der Protonen bestimmt das chemische Element; durch die Zahl der Protonen und Neutronen ist das Atomgewicht gegeben. Das Volumen des Atoms entspricht dem der Elektronenhülle, die im Vergleich zum Kern sehr locker aufgebaut ist. Jedes Atom hat gleichviel Elektronen wie Protonen. Die Elektronen umkreisen den Kern in Bahnen, die auf den sogenannten Elektronenschalen liegen, ähnlich wie die Planeten die Sonne umkreisen. Diese Bahnen entsprechen bestimmten *Energie-* oder *Quantenzuständen* der Elektronen.

Ein Elektron in einem bestimmten Quantenzustand hat eine für diesen Zustand charakteristische Energie; diese wird durch Lösung einer speziellen Differentialgleichung, der *Schrödinger-Funktion*, gefunden. Die Lösungen sind unter anderem durch den sogenannten Wellenvektor gegeben, der nur ganz bestimmte Werte annehmen kann. Für jeden erlaubten Wellenvektor sind verschiedene Lösungen oder Eigenfunktionen möglich; diese entsprechen verschiedenen Energie-Eigenwerten, eben den Quantenzuständen. (Man findet diese Eigenfunktionen prinzipiell auf ähnlichem Wege wie bei der Lösung der

										H 1		He 2															
										Li 3	Be 4	B 5	C 6	N 7	O 8	F 9	Ne 10										
										Na 11	Mg 12	Al 13	Si 14	P 15	S 16	Cl 17	A 18										
										K 19	Ca 20	Sc 21	Ti 22	V 23	Cr 24	Mn 25	Fe 26	Co 27	Ni 28	Cu 29	Zn 30	Ga 31	Ge 32	As 33	Se 34	Br 35	Kr 36
										Rb 37	Sr 38	Y 39	Zr 40	Nb 41	Mo 42	Tc 43	Ru 44	Rh 45	Pd 46	Ag 47	Cd 48	Jn 49	Sn 50	Sb 51	Te 52	J 53	Xe 54
										Cs 55	Ba 56	Hf 72	Ta 73	W 74	Re 75	Os 76	Jr 77	Pt 78	Au 79	Hg 80	Tl 81	Pb 82	Bi 83	Po 84	At 85	Rn 86	
										Fr 87	Ra 88	Ac 89	Th 90	Pa 91	U 92	Np 93	Pu 94	Am 95	Cm 96								
										I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	VIII									

Fig. 1.

Das periodische System der Elemente. Die in unserem Zusammenhang wichtigsten Kolonnen sind durch Pfeile hervorgehoben

Differentialgleichungen von gekoppelten Systemen oder Leitungen mit Randbedingungen.)

Das Elektron rotiert um seine Achse, es hat einen «Spin». Es sind nur zwei Rotationsrichtungen möglich. Als Folge resultiert das *Pauli*-Verbot: Es können sich nicht mehr als zwei Elektronen im gleichen Quantenzustand befinden, die entgegengesetzten Spin haben müssen. Die Konsequenz des *Pauli*-Verbots ist die Aufteilung der Elektronenhülle in die schon erwähnten Elektronenschalen. Auf jeder Schale kann nur eine bestimmte Höchstzahl von Elektronen sein. Auf der innersten Schale können sich höchstens zwei, auf der zweiten und dritten je acht, auf der vierten und fünften je 18 und auf der sechsten 32 Elektronen befinden.

Die Zahl der Elektronen bestimmt nun die *Valenz*, das heisst die chemische Aktivität eines Elementes. Die Elemente mit gefüllten Elektronenschalen sind die chemisch stabilsten, sie treten nicht gerne in chemische Verbindungen ein; es sind die Edelgase Helium (Atomzahl 2), Neon (10), Argon (18), Krypton (36), Xenon (54) und Radon (86). Elemente mit nur einem Elektron auf der äussersten Schale sind geneigt, dieses Elektron abzugeben, um einem andern Element zu helfen, seine äusserste Schale zu füllen; solche Elemente, wie Wasserstoff, Lithium usw., haben die Valenz 1. Beryllium hat die Atomzahl vier und also zwei Elektronen auf der äussersten Schale; es hat die Valenz 2. Elemente, die ein Elektron zu wenig haben, um die äusserste Schale zu füllen – wie etwa Chlor (Atomzahl 17) –, nehmen dagegen sehr gerne von andern Elementen ein Elektron auf; sie haben die Valenz -1 ; sie gehen naturgemäss sehr leicht Bindungen mit Elementen der Valenz 1 ein, wie etwa in der Verbindung HCl.

Die festen Materialien können in *kristallinische* und nichtkristallinische Körper unterteilt werden; der grösste Teil aller Festkörper, wie Gesteine, Metalle, zeigt bei näherer Untersuchung Kristalle als Aufbau-elemente. Nach der Natur der chemischen Bindung werden die Kristalle wie folgt eingeteilt:

- Ionenkristalle*: Beispiel Steinsalz NaCl. Jedes Na-Atom gibt einem Cl-Atom ein Elektron ab zur Auffüllung seiner äussersten Elektronenschale. Die nun ionisierten Atome werden durch die Kräfte der entgegengesetzten elektrischen Ladungen zusammengehalten.
- Kovalente Kristalle*: Am häufigsten zu finden in der organischen Chemie. Die Atome teilen sich in die Elektronen ihrer äussersten Schale, indem zwei Elektronen von zwei verschiedenen Atomen eine kovalente oder Paarbindung bilden – oder, in der Sprache der Quantenmechanik: Je zwei Elektronen mit entgegengesetztem Spin haben gleiche Energie-Eigenwerte oder Quantenzustände.
- Metallische Kristalle*: Es sind zu wenig Elektronen vorhanden, um alle möglichen Quantenzustände zu füllen. Es sind daher Elektronen frei, umherzuwandern.

d) *Molekularkristalle*: Sind zusammengesetzt aus Molekülen. Diese werden durch schwache Kräfte zwischen Kernen im einen Molekül und Elektronen in einem andern Molekül zusammengehalten.

Leiter, Halbleiter, Isolatoren

Damit in einem festen Körper ein elektrischer Strom fließen kann, müssen bewegliche Ladungsträger vorhanden sein.

Die Ionen-, kovalenten und Molekularkristalle sind vorerst im wesentlichen nichtleitend, da alle ihre Quantenzustände besetzt sind; allerdings können sich in Ionenkristallen die ionisierten Atome unter bestimmten Umständen unter dem Einfluss eines elektrischen Feldes bewegen (Ionenleitung in Elektrolyten). Nur in den Metallen sind freie Elektronen vorhanden; durch Energiezufuhr können aber auch in den kovalenten Kristallen freie Elektronen entstehen.

Wir haben bereits gesehen, dass die Elektronen in den freien Atomen bestimmte Quantenzustände besetzen können, die bestimmten Energieniveaus entsprechen. Die Elektronen nehmen von sich aus die niedrigsten Energieniveaus ein; um sie auf ein höheres Niveau zu heben, muss man ihnen Energie zuführen (Anregung; Spektrallinien).

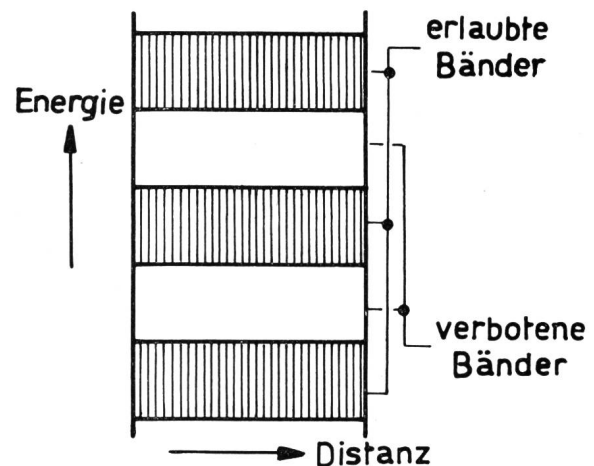


Fig. 2. Energiebänder von Elektronen in Festkörpern

In Kristallen mit sehr vielen Atomen und Elektronen werden die diskreten Energieniveaus zu *Energiebändern*. Bei der Lösung der *Schrödingerschen* Differentialgleichung findet man physikalisch mögliche und physikalisch unmögliche Energiestufen bänderweise beisammen; man erhält «erlaubte» und «verbotene» Energiebänder. In Figur 2 sehen wir vertikal die Energieskala und horizontal eine Distanz (Ausdehnung im Kristall) aufgetragen. Die erlaubten Energiebänder sind schraffiert und die verbotenen Bänder weiss gezeichnet.

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, Energie quantitativ in einer Gleichung darzustellen. Ein Elektron, das eine gewisse Strecke unter der Spannung U

durchlaufen hat, besitzt die Energie eU (in Elektronenvolt). Hierbei ist e die Ladung des Elektrons ($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Amp. sec). Ein Lichtquant hat die Energie hf , wobei h das Plancksche Wirkungsquant ($h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Watt. sec²) und f die Frequenz der Lichtquelle ist. Ein Elektron erhält andererseits durch Wärmeanregung die mittlere kinetische Energie kT , wobei k die Boltzmannsche Konstante ($k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Watt. sec/°K) und T die absolute Temperatur in °K bedeuten. Einer bestimmten Spannung entspricht daher energiemässig eine bestimmte Frequenz und eine bestimmte Temperatur.

$$\text{Energie} = |eU| = hf = kT \quad (1)$$

Wir werden im folgenden immer die elektrische Spannung als Energieäquivalent, bezogen auf die mittlere kinetische Energie des Elektrons, benutzen. Als Einheit dient die sogenannte Boltzmann-Spannung

$$U_B = kT/e \quad (2)$$

Die Boltzmann-Spannung ist proportional zur absoluten Temperatur. Bei 290° K = 17°C beträgt $U_B = 0,025$ Volt.

Die Elektronen haben auch in den Kristallen die Tendenz, die niedrigsten Energieniveaus oder -bänder zu besetzen. Die untersten Bänder entsprechen den Energien der Elektronen in den inneren Elektroschalen. Interessanter sind hier die Energien der Elektronen der äussersten Schale; da die Elektronen dabei in den Valenzbindungen zwischen den Atomen enthalten sind, nennt man diese unteren erlaubten Bänder die *Valenzbänder*. Wenn die Elektronen genügend Energie zugeführt erhalten, treten sie in die höheren erlaubten Bänder über und sind dann frei, im Kristallgitter umherzuwandern; in diesem Fall ist der Kristall fähig, einen elektrischen Strom zu leiten. Man nennt daher diese höheren erlaubten Bänder die *Leitungsbander*. Im folgenden interessieren wir uns nur noch für das höchste Valenzband und das niedrigste Leitungsband. Wir bezeichnen die

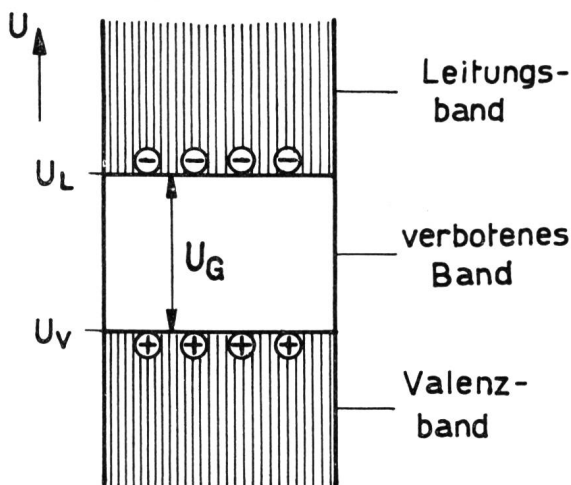


Fig. 3. Valenzband, verbotenes Band und Leitungsband, mit Elektronen im Leitungsband und Löchern im Valenzband. Da gleich viele Elektronen wie Löcher vorhanden sind, handelt es sich um einen Eigenhalbleiter

oberste Kante des Valenzbandes in unserer äquivalenten Spannungsdarstellung mit U_V und die unterste Kante des Leitungsbandes mit U_L . Entsprechend ist $U_L - U_V = U_G$ die Breite des verbotenen Bandes (s. Fig. 3).

Die Verteilung der Elektronen auf die verschiedenen Quantenzustände im thermischen Gleichgewicht wird durch die *Fermi-Dirac-Statistik* festgelegt. Diese besagt folgendes: Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Quantenzustand mit einer der Spannung U entsprechenden Energie durch ein Elektron besetzt ist, ist gegeben durch die Funktion:

$$f(U, T) = \frac{1}{\exp [(U - U_F)/U_B] + 1} \quad (3)$$

(Wir werden im folgenden immer die Exponentialfunktion wie in Gl. [3] darstellen, um keine Konfusion mit der Ladung e des Elektrons zu erhalten). U_F bedeutet das sogenannte *Fermi-Niveau* oder die *Fermikante* (nach *E. Fermi*, einem der bedeutendsten Atomphysiker des 20. Jahrhunderts). Die Funktion Gleichung (3) ist in Figur 4 gezeichnet. Die absolute Temperatur ist in U_B enthalten.

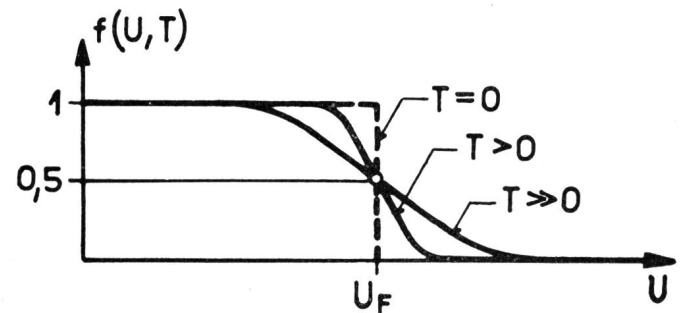


Fig. 4. Die *Fermi-Dirac-Verteilungsfunktion*

Die Lage der Fermikante U_F und die Breite des verbotenen Bandes U_G sind nun massgebend dafür, ob ein Kristall ein Leiter, Halbleiter oder Isolator ist.

In einem *metallischen Kristall* liegt die Fermikante in einem erlaubten Band, dem niedrigsten Leitungsband. Nach Figur 5a sind nicht alle Quantenzustände besetzt, und es können sich daher Elektronen frei im Kristallgitter bewegen.

In einem *halbleitenden Kristall* oder in einem *Isolator* liegt das Fermi-Niveau U_F in einem verbotenen Band. Ob es sich um einen Halbleiter oder einen Isolator handelt, hängt von der Breite U_G des verbotenen Bandes ab. Bei chemisch reinen Halbleitern liegt die Fermikante ziemlich genau in der Mitte des verbotenen Bandes. Wenn dieses breit ist (Beispiel: Kohlenstoff, als Diamant kristallisiert; $U_G =$ etwa 5,6 Volt), besteht kaum eine Möglichkeit unbesetzter Zustände im Valenzband, das heisst, es sind keine freien Elektronen vorhanden: Der Stoff ist ein Isolator. Hat das verbotene Band eine Breite von etwa 2 Volt und weniger, so sind unbesetzte Zustände am oberen Rand des Valenzbandes möglich: es sind freie

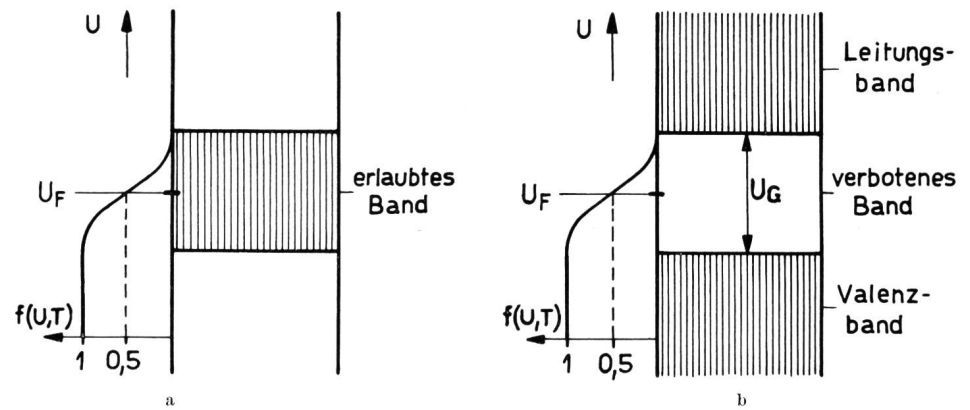


Fig. 5a und 5b.
Bändermodell a) für metallische Kristalle
b) für Halbleiter und Isolatoren

Elektronen möglich. Man sagt, diese Elektronen seien ins Leitungsband übergetreten.

Es interessiert noch die Temperaturabhängigkeit dieser Erscheinungen. Beim absoluten Nullpunkt der Temperatur hat die *Fermi*-Verteilungsfunktion folgende Werte:

$$f(U, 0) = \begin{cases} = 1 & \text{für } U < U_F \\ = 0,5 & \text{für } U = U_F \\ = 0 & \text{für } U > U_F \end{cases} \quad (4)$$

Es folgt daraus, dass für Metalle auch bei $T = 0$ unbesetzte Zustände, das heisst Leitungselektronen vorhanden sind; für Halbleiter sind jedoch alle Zustände besetzt, alle Elektronen sind in den Valenzbindungen enthalten: der Halbleiter ist für $T = 0$ ein Isolator. – Mit zunehmender Temperatur erhält die Fermi-Funktion mehr und mehr einen «verschliffenen» Übergang von 1 auf 0; das bedeutet, ins Bändermodell übertragen, immer mehr unbesetzte Quantenzustände, also immer mehr Leitungselektronen.

Eigenhalbleiter

Im folgenden beschäftigen wir uns nur noch mit den Elementen *Silizium* (Si) und *Germanium* (Ge). Si und Ge stehen in der vierten Kolonne des periodischen Systems; sie haben die Atomnummern 14 bzw. 32. Demzufolge sind in ihrer äussersten Elektronen-

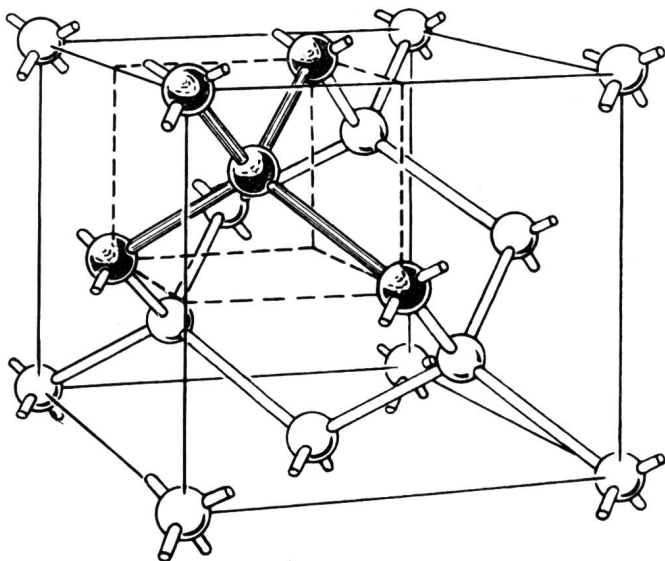


Fig. 6. Kristallgitter von Silizium und Germanium (nach Shockley)

schale 4 Elektronen enthalten: sie haben die Valenz 4. Si und Ge bilden kovalente Kristalle von der gleichen Struktur wie die kristalline Form des reinen Kohlenstoffs, des Diamanten. Jedes Atom bildet vier kovalente Bindungen mit seinen vier Nachbaratomen. Diese vier Nachbaratome bilden die geometrische Figur eines regelmässigen Tetraeders (siehe Fig. 6). Das Gitter von Figur 6 kann auch nach Figur 7 schematisch zweidimensional dargestellt werden.

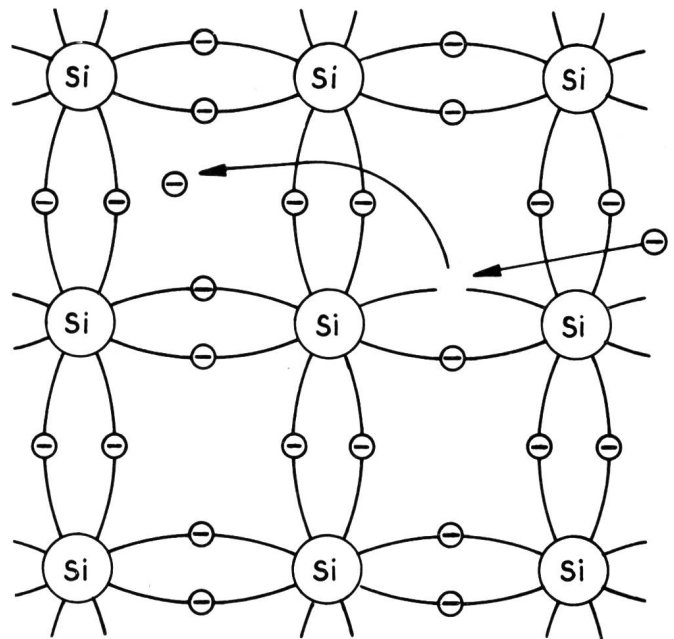


Fig. 7. Schematische Darstellung des Kristallgitters in der Ebene (Beispiel Silizium). An einer Stelle hat ein Elektron eine Paarbindung verlassen; es entsteht ein Loch. Von einer andern Bindung her kann ein Elektron in dieses Loch springen

Die Elektronen in den Valenzbindungen sind durch kleine Kreise mit einem Minuszeichen markiert. An einer Stelle hat ein Elektron eine Valenzbrücke verlassen und vollführt nun eine unregelmässige Fortbewegung im Kristallgitter. An der verlassenen Stelle ist eine Lücke entstanden, die, in der Fachsprache ausgedrückt, ein «Loch» genannt wird. In dieses Loch hinein kann von einer andern Valenzbrücke her ein anderes Elektron springen, wobei aber dann dort ein Loch entsteht. In dieses Loch hinein kann wieder ein anderes Elektron springen usw. Es hat sich nun die

Gewohnheit gebildet, bei dieser Art von Leitung durch Ersetzung von Elektronen von einer «*Loch-Leitung*» zu sprechen. Die Löcher wandern in der entgegengesetzten Richtung der sie ersetzenden Elektronen und wirken wie positive Ladungen von der Grösse der Ladung der Elektronen.

Im Kristall befinden sich nun *zwei Arten von freien Ladungsträgern*, nämlich die (negativen) Elektronen, die aus den Valenzbrücken gesprungen sind, und die an ihrer Stelle entstandenen (positiven) Löcher, die sich unabhängig von den Elektronen bewegen. Wir dürfen von nun an nicht mehr daran denken, dass die Löcher eigentlich Elektronen sind, die sich in umgekehrter Richtung der Löcher bewegen. Es ist klar, dass die Zahl der freien Elektronen und die der Löcher gleich gross ist. Sie sind durch Energiezufuhr entstanden; diese kann thermischer Art sein, es kann sich aber auch um Lichtquanten oder radioaktive Strahlung handeln. Für uns ist hier vor allem die thermische Energiezufuhr interessant. Die Zahl n_i der in einem idealen Si- oder Ge-Kristall je cm^3 enthaltenen Elektronen kann quantenmechanisch berechnet werden; es ist

$$\begin{aligned} \text{für Si: } n_i^2 &= 7,8 \cdot 10^{32} T^3 \exp(-U_G/U_B) \\ \text{für Ge: } n_i^2 &= 9,3 \cdot 10^{31} T^3 \exp(-U_G/U_B) \end{aligned} \quad (5)$$

Man nennt n_i die Inversionsdichte. Aus diesen Formeln geht wiederum hervor, dass beim absoluten Nullpunkt keine freien Elektronen vorhanden sind. U_G bedeutet, wie früher, die Breite des verbotenen Bandes; man nennt U_G auch die Aktivierungsspannung. Für Si ist $U_G = 1,12 \text{ V}$, für Ge $U_G = 0,75 \text{ V}$. Bei einer Temperatur von 300°K (27°C) sind in einem Si-Kristall etwa $6,8 \cdot 10^{10}$ freie Elektronen je cm^3 enthalten; für Ge lautet die entsprechende Zahl $2,5 \cdot 10^{13}$. Zum Vergleich sei erwähnt, dass die Zahl der Atome je cm^3 für Si $5,0 \cdot 10^{22}$ und für Ge $4,52 \cdot 10^{22}$ beträgt.

Der Index «i» bei n_i kommt vom englischen Wort «intrinsic»; ein Kristall der beschriebenen Art heisst «intrinsic semiconductor» (*Eigenhalbleiter*). Die Zahl der Löcher je cm^3 im Eigenhalbleiter bezeichnet man mit p_i ; es gilt, wie schon erwähnt, $n_i = p_i$, schon wegen der Bedingung der elektrischen Neutralität.

Störstellenhalbleiter

Germanium und Silizium werden für die Herstellung von Transistoren nicht rein, das heisst als Eigenhalbleiter verwendet, sondern sie enthalten in geringem Masse gewisse andere Elemente in Form von *Verunreinigungen*. Diese verleihen dem Ge oder Si erst die gewünschten Eigenschaften. Als Verunreinigungen kommen in Frage die drei- oder fünfwertigen Elemente der dritten bzw. fünften Kolonne des periodischen Systems. Dreiwertig sind Bor (B), Aluminium (Al), Gallium (Ga), Indium (In) und Thallium (Tl), fünfwertig Stickstoff (N), Phosphor (P), Arsen (As), Antimon (Sb) und Wismuth (Bi).

Ein *fünfwertiges* Atom, zum Beispiel Arsen, wird im Kristallgitter anstelle eines Ge- oder Si-Atoms

eingebaut, wobei vier von seinen fünf Valenzelektronen mit den vier benachbarten Ge- oder Si-Atomen die oben beschriebene kovalente Bindung eingehen. Das fünfte Elektron wird nicht benötigt und kann frei im Kristallgitter herumwandern (siehe

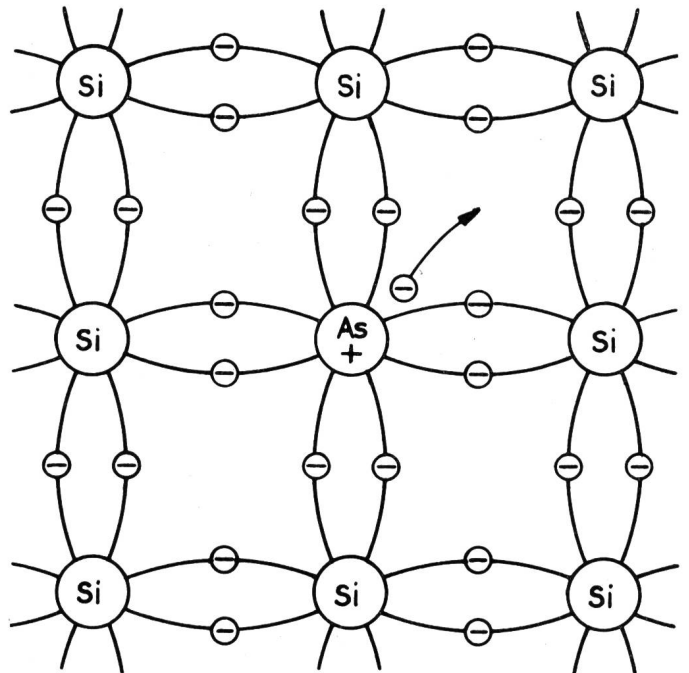


Fig. 8. Silizium-Kristallgitter mit Arsen als Donator-Element

Fig. 8); man nennt es ein *Überschuss-Elektron* (excess-electron). Die fünfwertigen Elemente, die solche Überschuss-Elektronen liefern, nennt man *Donatoren*. Der Kern des Donator-Atoms ist fest im Kristallgitter eingebaut und bildet ein positives Ion, da infolge des Austritts des Überschuss-Elektrons aus der Elektronenschale eine positive Kernladung nicht neutralisiert ist. Trotzdem ist natürlich die totale Ladung eines solchen Überschuss-Halbleiters null, da die Zahl der positiven Donator-Ionen gleich der Zahl der Überschuss-Elektronen ist. Einen Überschuss-Halbleiter nennt man n-Typ, da die Mehrzahl der beweglichen Ladungsträger Elektronen mit negativer Ladung sind. Infolge der Eigenhalbleitung ist stets auch eine gewisse Zahl von Löchern in einem solchen n-Halbleiter vorhanden. – Auch ein n-Halbleiter ist beim absoluten Nullpunkt der Temperatur ein Isolator, da dann die Überschuss-Elektronen an die Donator-Atome gebunden sind. Die Bindungsenergie ist jedoch so gering (kleiner als $0,1 \text{ eV}$), dass bei Zimmertemperatur praktisch alle Überschuss-Elektronen frei sind.

Ein *dreiwertiges* Atom, zum Beispiel Gallium, das ins Kristallgitter eingebaut wird, enthält in seiner äussersten Elektronenschale ein Elektron zu wenig, um vier kovalente Bindungen mit den Nachbaratomen zu ergeben. Es tritt nun ein Elektron aus einer andern Bindung in dieses Loch, wobei an der andern Stelle wieder ein Loch oder *Mangel-Elektron* (defect-electron) entsteht. Die dreiwertigen Elemente, die Lö-

cher verursachen, nennt man *Akzeptoren*, da sie ein Elektron «annehmen». Einen Defekt-Halbleiter mit Mangel-Elektronen nennt man p-Typ, da die Mehrzahl der beweglichen Ladungsträger Löcher mit positiver Ladung sind. Analog zu den n-Halbleitern ist hier stets auch eine gewisse Anzahl von Elektronen infolge der Eigenhalbleitung vorhanden. – Wieder werden die Kerne der Akzeptor-Atome fest ins Kristallgitter eingebaut; sie werden zu negativen Ionen, da sie eine positive Kernladung zu wenig haben, um die Ladung des hinzugetretenen Elektrons (oder weggetretenen Lochs) zu kompensieren. In bezug auf die totale Ladung, das Verhalten beim absoluten Nullpunkt und die Bindungsenergie der Löcher gilt, was oben beim n-Halbleiter angemerkt wurde.

Ein n-Halbleiter mit Donator-Störstellen kann in einen Eigenhalbleiter oder in einen p-Halbleiter verwandelt werden (*Kompensation*) und umgekehrt. Die Zahl der Donator-Atome je cm^3 sei N_D . Wenn man $N_A = N_D$ Akzeptor-Atome je cm^3 hinzufügt, so kompensieren sich die Einflüsse; es ergibt sich ein Eigenhalbleiter. Gibt man $N_A > N_D$ Akzeptor-Atome pro cm^3 zu, so verwandelt sich der n-Halbleiter in einen p-Halbleiter. Diese Möglichkeit ist wichtig bei der Herstellung von Transistoren. Man darf damit allerdings nicht zu weit gehen, da der Gehalt an Verunreinigungen die Eigenschaften des Kristalls beeinflusst (siehe unten).

Wenn die Temperatur hoch genug steigt, so kann der Störstellenhalbleiter wieder zu einem Eigenhalbleiter werden. In einem n-Halbleiter zum Beispiel ist die Zahl n der Überschuss-Elektronen gleich der Zahl der Donator-Atome N_D je cm^3 , unabhängig von der Temperatur. Die Zahl n_i der durch Temperaturerregung entstehenden Elektronen je cm^3 steigt aber mit der Temperatur, so dass bei genügend hoher Temperatur n_i grösser als n werden kann: die Eigenleitung überwiegt die Störstellenleitung.

In einem n-Halbleiter nennt man die Elektronen die *Mehrheitsträger* (majority carriers), da sie in der Mehrzahl vorhanden sind, und die Löcher die *Minoritätsträger* oder *Minoritätsträger*. Analog sind in einem p-Halbleiter die Löcher die Mehrheitsträger und die Elektronen die Minoritätsträger. Diese Begriffe sind für das Verständnis der Transistorwirkung sehr wichtig.

Auch für die Störstellenhalbleiter kann man ein Energie-Bändermodell zeichnen. Es zeigt sich, dass die zugelassenen Energiezustände der Elektronen der Störstellen-Atome im verbotenen Band liegen. Für einen n-Halbleiter liegt das Donatorniveau U_D nur wenig unterhalb des Leitungsbandes. Damit die Elektronen ins Leitungsband übertreten, muss viel weniger Energie als beim Eigenhalbleiter zugeführt werden. Für die Wahrscheinlichkeit, dass alle Energiezustände des Donatorniveaus mit Elektronen besetzt sind, gilt ebenfalls die Fermi-Verteilungsfunktion. Das entsprechende Fermi-Niveau U_F liegt normalerweise etwas unterhalb U_D ; es ist abhängig von

der Störstellendichte N_D und von der Temperatur (s. Fig. 9). – Analog liegt für einen p-Halbleiter das Akzep-

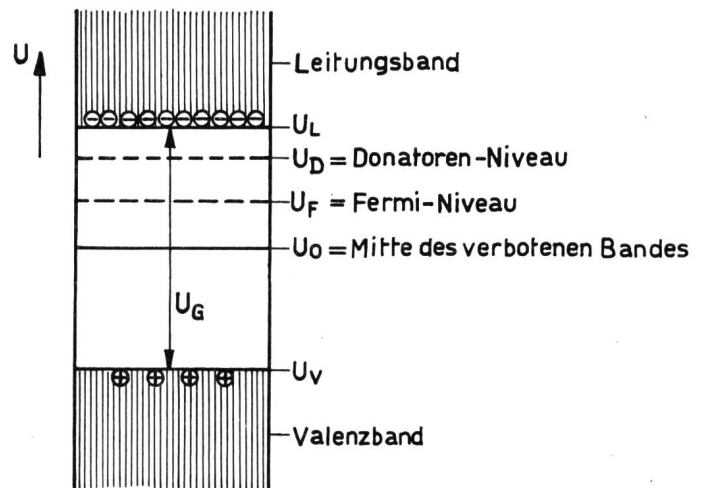


Fig. 9. Bändermodell des n-Halbleiters

torniveau U_A nur wenig oberhalb des Valenzbandes und das *Fermi*-Niveau etwas darüber. Hier hat man zu beachten, dass ein Energieaufwand nötig ist, um Löcher in tiefere Niveaus zu bringen, während die Elektronen von selber tiefer fallen. Löcher im Valenzband (= unbesetzte Energiezustände von Elektronen) bedeuten also wie Elektronen im Leitungsband, dass Energie zugeführt wurde; das ist ja verständlich aus den früheren Darlegungen im Zusammenhang mit dem Bändermodell und der Fermi-Verteilung.

Bezeichnet man die Mitte des verbotenen Bandes mit U_0 , so kann man nach *Shockley* schreiben:

$$p = n_i \exp [(U_F - U_0)/U_B] \quad (6)$$

$$n = n_i \exp [(U_0 - U_F)/U_B] \quad (7)$$

Für einen n-Halbleiter ist $(U_0 - U_F) > 0$ und also $n > n_i$, $p < n_i$; für einen p-Halbleiter ist $(U_0 - U_F) < 0$ und also $p > n_i$ und $n < n_i$. Diese Gleichungen gelten, wenn die Löcher-Energie positiv gerechnet wird; diese Darstellung ist praktischer, da der Verlauf der Löcher-Energie demjenigen des elektrischen Potentials entspricht. Bei der graphischen Darstellung des Bändermodells wird dagegen meistens die Elektronen-Energie nach aufwärts zunehmend gezeichnet; sie hat das umgekehrte Vorzeichen der Löcher-Energie wegen der negativen Ladung des Elektrons.

Rekombination

Wir haben gesehen, dass in einem Eigenhalbleiter eine gewisse Zahl n_i von freien Elektronen und eine gleich grosse Zahl p_i von freien Löchern je cm^3 vorhanden ist, die durch thermische Anregung entstanden sind. Es ist jedoch nicht so, dass diese Anregung von einem gewissen Moment an nur so lange dauert, bis $n_i = p_i$ Elektronen bzw. Löcher vorhanden sind und nachher aufhört, sondern es entstehen *ständig* neue Elektronen und Löcher. Die Zahl n_i ist als Gleichgewichtswert zu betrachten; notwendigerweise

müssen also auch ständig Elektronen und Löcher verschwinden. Wie dies geschieht, soll etwas später geschildert werden; zuerst soll noch das wichtige *Massenwirkungsgesetz* abgeleitet werden.

Die Zahl g der pro cm^3 und Sekunde thermisch erzeugten Elektron-Loch-Paare ist abhängig von der Temperatur und der Breite U_G des verbotenen Bandes; sie ist aber nicht abhängig davon, ob es sich um einen Eigenhalbleiter oder einen Störstellenhalbleiter handelt. Der entgegengesetzte Vorgang stellt sich ein, wenn ein Elektron einem Loch begegnet, in dasselbe «hineinfällt» und verschwindet (Zurücktreten ins Valenzband); man nennt diesen Vorgang *Rekombination*. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron rekombiniert, ist um so grösser, je grösser die Dichte p der Löcher ist; die Zahl der Rekombinationsvorgänge pro cm^3 und Sekunde wird also proportional zum Produkt np , multipliziert mit einem Wiedervereinigungskoeffizienten r , sein. Das Gleichgewicht der beiden Vorgänge kann durch die Gleichung

$$g = rnp$$

ausgedrückt werden. Entsprechend ist aber auch

$$g = rn_i p_i = rn_i^2$$

$$np = n_i^2 \quad (8)$$

Es folgt

oder in Worten: Das Produkt der Elektronen- und Löcherdichte in einem Störstellenhalbleiter im thermischen Gleichgewicht ist gleich dem Quadrat der Inversionsdichte n_i ; oder anders ausgedrückt: in einem Störstellenhalbleiter ist die Dichte der Minoritätsträger im thermischen Gleichgewicht immer kleiner als die Inversionsdichte. Ist zum Beispiel in einem Germanium-n-Halbleiter ($n_i = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) die Dichte der Donator-Atome $N_D = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, so ist auch die Dichte der Elektronen $n = N_D = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$; aus Gleichung (8) folgt $p = 2,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3} < n_i$.

Es ist noch zu bemerken, dass die Gleichung (8) $np = n_i^2$ auch aus den Gleichungen (6) und (7) folgt, die quantenmechanisch begründet sind.

Da bei der Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares Energie aufgewendet wurde, so muss bei der Rekombination eines Elektrons mit einem Loch wieder Energie frei werden. Diese Energie kann in Form von Wärme an das Kristallgitter abgegeben werden; sie kann sich aber auch in der Aussendung von Licht (Photonen) äussern.

Massgebend für die Wiedervereinigung von Elektronen mit Löchern sind die sogenannten *Rekombinationszentren*. Darunter hat man sich hauptsächlich mechanische Unvollkommenheiten des Kristallgitters vorzustellen; solche sind vor allem auch an der Oberfläche vorhanden, wo das Gitter in das Umgebungsmedium übergeht. Unvollkommenheiten im Gitter sind die sogenannten Versetzungen, die beispielsweise durch mechanische Beanspruchung entstehen können; daneben beeinflussen auch chemische Verunreinigungen die Rekombination. So macht sich

anteilmässig ein Nickel-Atom auf etwa $5 \cdot 10^{10}$ Ge-Atome oder ein Kupfer-Atom auf etwa $5 \cdot 10^9$ Ge-Atome bereits in einer Verminderung der Lebensdauer bemerkbar.

Besonders wichtig ist die Rekombination, wenn in einem Halbleiter zusätzliche Minoritätsträger injiziert werden, wie dies etwa zur Erzielung der Transistorwirkung geschieht. Es besteht natürlich das Bestreben, dass die durch das Massenwirkungsgesetz Gleichung (8) gegebene Dichte der Minoritätsträger als Gleichgewichtszustand wieder erreicht wird. Man darf annehmen, dass die Zahl der je Zeiteinheit verschwindenden Minoritätsträger proportional zur Abweichung der Dichte der Minoritätsträger vom Gleichgewichtszustand, multipliziert mit einem Koeffizienten, ist; dieser Koeffizient ist der Kehrwert der soeben erwähnten *Lebensdauer*. Für einen n-Halbleiter kann der obige Satz in folgende Gleichung umgesetzt werden:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_n}{\tau_p} \quad (9)$$

Hierbei ist p die momentane Dichte der Minoritätsträger (Löcher), p_n die Gleichgewichts-Dichte der Löcher im n-Halbleiter und τ_p die Lebensdauer der Löcher. Analog gilt für Elektronen als Minoritätsträger in einem p-Halbleiter:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_p}{\tau_n} \quad (10)$$

Die Lebensdauer der Minoritätsträger τ_p oder τ_n ist messbar. Man ist in der Regel an einer hohen Lebensdauer interessiert. Bei Germanium liegen die Werte zwischen einigen hundert bis etwa 1000 Mikrosekunden, bei Silizium nur in der Grössenordnung von etwa 10 Mikrosekunden. Die Lebensdauer ist die Zeit, die ein Minoritätsträger im Mittel in einem Kristall verbringt, bevor er durch Rekombination verschwindet. Sie ist für gute Kristalle (Einkristalle) abhängig vom Grad der Verunreinigung (Dichte der Donatoren oder Akzeptoren), ferner von der Temperatur und von der Dichte der injizierten Minoritätsträger.

Die voranstehend gegebene Darstellung durch die Gleichungen (9) und (10) wird besonders benützt für die Rekombination der Minoritätsträger im Innern eines Kristalls (*Volumenrekombination*). Die *Oberflächenrekombination* spielt eine um so grössere Rolle, je kleiner die Querschnitte sind, in denen Minoritätsträger injiziert werden. Sie ist stark von der Oberflächenbehandlung abhängig (polieren, ätzen, waschen, trocknen). Aus einem grossen Einkristall werden zum Beispiel für die Transistorherstellung viele kleine Stücke herausgesägt; das Kristallgitter ist dann natürlich an der Oberfläche zerstört und enthält viele Rekombinationszentren. Man kann die Wirkung der Oberflächenrekombination beschreiben durch eine effektive Lebensdauer gemäss

$$1/\tau_{\text{eff}} = 1/\tau_V + 1/\tau_s \quad (11)$$

wobei τ_v die Volumenlebensdauer und τ_s die Oberflächenlebensdauer darstellt. Gebräuchlicher ist die Definition einer Oberflächen-Rekombinationsgeschwindigkeit s durch die Gleichung (hier für Löcher in einem n-Halbleiter):

$$S_s = e(p - p_n) s \quad (12)$$

S_s ist die Dichte des Stromes in die Oberfläche hinein, der durch den Verlust von Löchern infolge Oberflächenrekombination entsteht, und $(p - p_n)$ ist die Abweichung der Löcherdichte vom Gleichgewichtswert an der Oberfläche. Man findet Werte von s von weniger als 100 bis zu einigen tausend cm/sec, je nach Behandlung. s sollte natürlich möglichst klein sein.

Drift

Die Elektronen und Löcher vollführen im Kristallgitter *im thermischen Gleichgewicht* unregelmässige Bewegungen, ähnlich der Brownschen Bewegung, jedoch so, dass im Mittel die Summe aller Ströme verschwindet. Das Kristallgitter ist nicht in Ruhe, sondern die Atome schwingen infolge der Wärmeanregung ständig um eine Mittellage. Ähnlich wie die Lichtenergie korpuskular als aus Photonen bestehend gedacht werden kann, so kann die Wärmeschwingung des Gitters quantisiert werden. Die entsprechenden Energiequanten nennt man *Phononen*, da die Wärmeschwingung relativ langsam ist. Durch elastischen Zusammenstoss mit solchen Phononen ändern die Elektronen und Löcher ständig ihre Bewegungsrichtung, ohne viel Energie zu verlieren.

Wenn an einen Kristall ein *elektrisches Feld* E angelegt wird, so überlagert sich der zufälligen Bewegung eine Bewegung in Richtung des Feldes, und zwar bewegen sich die Löcher wegen ihrer positiven Ladung mit dem Feld (von Plus nach Minus) und die Elektronen gegen das Feld. Die mittlere Driftgeschwindigkeit wird proportional zur Feldstärke, also für Löcher

$$v_p = \mu_p E \quad (13)$$

und für Elektronen $v_n = -\mu_n E$ (14)

Die Koeffizienten μ_p und μ_n nennt man die *Beweglichkeit*. Es gilt nun stets, dass die Stromdichte S_F gleich dem Produkt aus Ladungsdichte und Geschwindigkeit der Ladungsträger ist. Daraus folgt für Löcher

$$S_{Fp} = e p v_p = e p \mu_p E \quad (15)$$

und für Elektronen

$$S_{Fn} = (-e n) v_n = e n \mu_n E \quad (16)$$

Es resultiert eine Drift- oder Feldstromdichte S_F in Richtung des Feldes

$$S_F = S_{Fp} + S_{Fn} = e(p \mu_p + n \mu_n) E \quad (17)$$

Gleichung (17) ist nichts anderes als das *Ohmsche Gesetz* in Differentialform $S_F = \sigma E$, wobei σ die spezifische Leitfähigkeit bedeutet. Es ist also die *spezifische Leitfähigkeit* eines Halbleiters

$$\sigma = e(p \mu_p + n \mu_n) \quad (18)$$

In einem Eigenhalbleiter wird mit $p = n = n_i$ die *Eigenleitfähigkeit* σ_i :

$$\sigma_i = e n_i (\mu_p + \mu_n) \quad (19)$$

Die Eigenleitfähigkeit ist die kleinste Leitfähigkeit, die ein Halbleiter haben kann. Die Leitfähigkeit nimmt mit der Dichte der Störstellen zu. In der Halbleitertechnik benützt man Übungsgemäss statt der Leitfähigkeit den spezifischen Widerstand $\rho = 1/\sigma$. Der spezifische Widerstand ρ_i von Eigenhalbleitern ist daher der höchste erreichbare; er beträgt bei 300°K für Ge 45...60 Ohm·cm und für Si etwa 60 000 Ohm·cm. Der spezifische Widerstand von Germanium ist ungefähr eine Million mal grösser als für Kupfer. Der spezifische Widerstand ist, wie die Lebensdauer der Minoritätsträger, eine wichtige Materialkonstante der Rohstoffe für die Transistorherstellung.

Die Beweglichkeiten μ_p und μ_n sind nicht konstant, sondern von verschiedenen Grössen abhängig. Mit zunehmender Temperatur schwingt das Kristallgitter stärker, es ereignen sich mehr Zusammenstösse von Elektronen und Löchern mit Phononen: die Beweglichkeiten nehmen ab. Auch andere Störungen des vollkommenen Kristallgitters wirken in gleicher Weise. Als solche sind zu nennen die schon erwähnten Versetzungen sowie die Fremdatome in p- und n-Halbleitern, ob sie nun ionisiert oder neutral seien. Ferner können Zusammenstösse von Elektronen mit Löchern oder Elektronen die Beweglichkeit vermindern.

Der Unterschied im Temperaturkoeffizienten des Widerstandes zwischen Metallen und Halbleitern ist im wesentlichen wie folgt begründet: Bei *Metallen* ist die Zahl der Leitungselektronen praktisch unabhängig von der Temperatur; ihre Dichte ist aber sehr viel grösser als bei den Halbleitern. Mit zunehmender Temperatur gewinnen die Elektronen mehr kinetische Energie und stossen daher häufiger zusammen; die Beweglichkeit und damit die Leitfähigkeit nehmen ab (positiver Temperaturkoeffizient des spezifischen Widerstandes). Bei *Halbleitern* nimmt bei steigender Temperatur die Beweglichkeit der Ladungsträger ebenfalls ab; zugleich wächst aber, wie wir früher gesehen haben, die Zahl der Ladungsträger stark an. Dieser Effekt überwiegt die Abnahme der Beweglichkeit, so dass die Leitfähigkeit zunimmt (negativer Temperaturkoeffizient des spezifischen Widerstandes).

Eine weitere Erscheinung bei Halbleitern ist die Abnahme der Beweglichkeit von einer bestimmten elektrischen Feldstärke an, die für Si bei einigen tausend und für Ge bei einigen hundert Volt/cm liegt. Die hohe Feldstärke wirkt wie eine «elektrische Heizung» auf die Elektronen oder Löcher; es erfolgen mehr Zusammenstösse, und die Beweglichkeit nimmt ab.

Die Beweglichkeit hat bei 300°K in sehr reinen Si- und Ge-Kristallen folgende Werte:

in Si: $\mu_p = 500 \text{ cm}^2/\text{Voltsec}$
 $\mu_n = 1500 \text{ cm}^2/\text{Voltsec}$
 in Ge: $\mu_p = 1700 \text{ cm}^2/\text{Voltsec}$
 $\mu_n = 3600 \text{ cm}^2/\text{Voltsec}$

Die Beweglichkeit μ_n der Elektronen ist grösser als μ_p für Löcher, das heisst das Verhältnis $b = \mu_n/\mu_p$ ist grösser als eins.

Diffusion

Wenn in einem Halbleiter aus irgendeinem Grunde ein Unterschied in der lokalen Dichte der Elektronen oder Löcher entstanden ist, so besteht die Tendenz nach einem Ausgleich. Die Träger können als ein Gas von freien Teilchen betrachtet werden, die sich nach dem Diffusionsgesetz ausbreiten: die Zahl der Partikel, die pro Sekunde durch einen cm^2 fließen, ist gleich der sogenannten Diffusionskonstanten, multipliziert mit dem Dichtegradienten.

$$\text{Diffusions-Teilchenstromdichte} = D \cdot \text{Dichtegradient}$$

Die Partikel fließen nach der Gegend mit niedrigerer Konzentration. Handelt es sich um Löcher, das heisst Teilchen mit positiver Ladung, so ist die Teilchenstromdichte, multipliziert mit der Ladung e , gleich der elektrischen Stromdichte; im eindimensionalen Fall (Änderung der Dichte p nur in x -Richtung) gilt für die Diffusions-Stromdichte:

$$S_{Dp} = -e D_p \frac{dp}{dx} \quad (20)$$

Für Elektronen gilt wegen deren negativer Ladung:

$$S_{Dn} = e D_n \frac{dn}{dx} \quad (21)$$

Wir haben hier einen elektrischen Strom kennengelernt, der nicht durch eine angelegte Spannung (Potentialdifferenz), sondern infolge einer Differenz in der Dichte der Elektronen, bzw. Löcher entsteht.

Die Diffusionskonstanten D_p für Löcher und D_n für Elektronen sind im allgemeinen ungleich gross. Wenn die Zahl der injizierten Minoritätsträger verhältnismässig klein ist, so gilt die von Einstein gefundene Beziehung zur Beweglichkeit:

$$D = \mu k T / e = \mu U_B \quad (22)$$

also $D_p = \mu_p U_B$ und $D_n = \mu_n U_B$. Aus den früher angegebenen Werten der Beweglichkeit kann also die Diffusionskonstante berechnet werden; es ist

in Ge bei 300°K :

$$D_p = 44 \text{ cm}^2/\text{sec} \quad D_n = 93 \text{ cm}^2/\text{sec}$$

in Si bei 300°K :

$$D_p = 13 \text{ cm}^2/\text{sec} \quad D_n = 39 \text{ cm}^2/\text{sec}$$

Der totale Strom im Halbleiter; die Kontinuitätsgleichung

Im allgemeinen wird in einem Halbleiter sowohl ein Dichtegradient als auch ein elektrisches Feld vorhanden sein, und die totale Stromdichte ist die Summe eines Feldstromes S_F nach Gleichung (17) und eines Diffusionsstromes S_D , wobei die Anteile S_p

eines Löcherstroms und S_n eines Elektronenstroms zu unterscheiden sind; für diese erhalten wir aus den Gleichungen (15) und (20) bzw. (16) und (21):

$$S_p = e p \mu_p E - e D_p \frac{dp}{dx} \quad (23)$$

$$S_n = e n \mu_n E + e D_n \frac{dn}{dx} \quad (24)$$

Ferner gilt in jedem Querschnitt die sogenannte *Kontinuitätsgleichung*, nämlich für Löcher in einem n-Halbleiter

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_n}{\tau_p} - \frac{1}{e} \frac{dS_p}{dx} + g_p \quad (25)$$

und für Elektronen in einem p-Halbleiter

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_p}{\tau_n} + \frac{1}{e} \frac{dS_n}{dx} + g_n \quad (26)$$

Die Gleichung (25) besagt: Die Änderung der Löcherdichte ist gleich dem Verlust durch Rekombination – siehe Gleichung (9) – plus Verlust an Löchern, die als Strom wegfließen, zuzüglich einer allfälligen Neuerzeugungsrates g_p (z. B. durch Photonen). Gleichung (26) sagt dasselbe für die Elektronen. In unseren Anwendungen werden im folgenden weder g_p noch g_n eine Rolle spielen. Analoge Gleichungen zu (23)...(26) gelten in y - und z -Richtung.

Wir wollen nun als Beispiel die Verteilung der Löcher in einem feldfreien Halbleiter ($E = 0$) ohne Neuerzeugung ($g_p = 0$) betrachten. In diesem Falle erhält man durch Kombination der Gleichungen (23) und (25):

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_n}{\tau_p} + D_p \frac{d^2 p}{dx^2} \quad (27)$$

An der Stelle $x = 0$ sollen ständig Löcher nachgeliefert werden, so dass die Löcherdichte sich zeitlich nicht ändert und an der Stelle $x = 0$ um Δp über dem Gleichgewichtswert p_n liegt. Die Lösung der Differentialgleichung (27) ergibt dann:

$$p = p_n + \Delta p \exp(-x/\sqrt{D_p \tau_p}) \quad (28)$$

Der Ausdruck $\sqrt{D_p \tau_p}$ hat die Dimension einer Länge; man nennt

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad (29)$$

die *Diffusionslänge* der Löcher. Analog gibt es für Elektronen eine Diffusionslänge $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$. Die Gleichung (28) bedeutet, dass die Überschussdichte der Löcher mit der Entfernung x exponentiell abnimmt; L_p ist diejenige Distanz, nach der die Überschussdichte auf den Bruchteil $\exp(-1) = 0,368$ abgefallen ist. Die Gleichung (28) ist in Figur 10 gezeichnet. – Um einen Anhaltspunkt zu geben, sei erwähnt, dass im Germanium mit einer Lebensdauer von 1 msec und $D_p = 44 \text{ cm}^2/\text{sec}$ die Diffusionslänge der Löcher $L_p =$ etwa 0,2 cm beträgt.

Zum eben angeführten Beispiel ist noch zu sagen, dass die injizierten Löcher die elektrische Neutralität stören. Es werden nun von entfernteren Stellen Elektronen nachbezogen, um die Löcherladung zu kom-

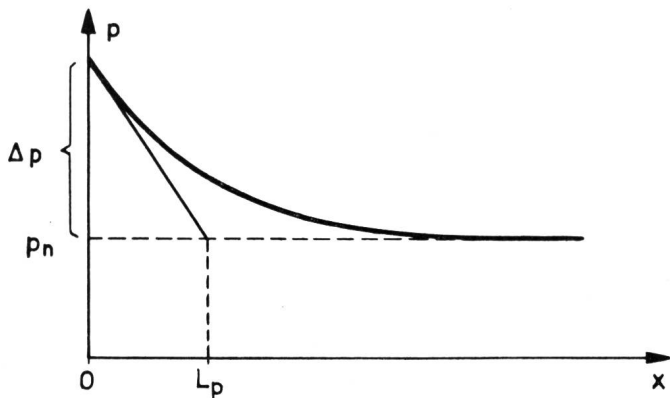


Fig. 10. Räumliche Verteilung der Löcherdichte in einem n-Halbleiter, wenn an der Stelle $x = 0$ ständig Löcher nachgeliefert werden

pensieren, und es bildet sich eine gleiche Überschussverteilung von Elektronen über die Gleichgewichtsdichte n_n aus wie für die Löcher. Die Eigenschaften des n-Halbleiters werden dabei solange praktisch nicht geändert, als $\Delta n = \Delta p$ klein gegen die Gleichgewichtsdichte $n_n (= N_D)$ der Elektronen (bzw. Donatoren) bleibt. Kommt aber die Dichte der injizierten Löcher in die Größenordnung von n_n , so bewirken die zur Neutralisierung herbeigezogenen Elektronen wesentliche Änderungen der Materialeigenschaften des n-Halbleiters, vor allem der Leitfähigkeit, dann aber auch der Lebensdauer, Beweglichkeit und Diffusionskonstante. Das gleiche geschieht natürlich auch in einem p-Halbleiter, wenn die Dichte der injizierten Elektronen gross wird.

Der pn-Übergang

Wir betrachten nun einen Halbleiterkristall (s. Fig. 11), der auf der linken Seite p-leitend und auf

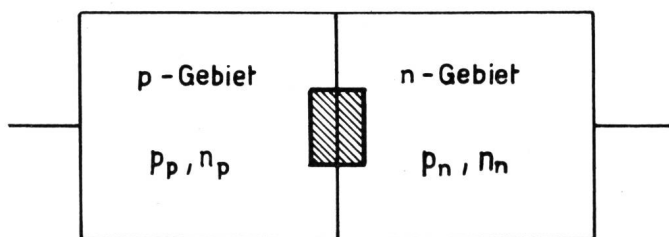


Fig. 11. pn-Kristall

der rechten Seite n-leitend ist, während sich in der Mitte eine Übergangszone von sehr kleiner Ausdehnung (Größenordnung $1/1000 \text{ mm} = 1\mu$) befindet. Man erhält einen solchen pn-Kristall, wenn man beim Ziehen des Kristalls zuerst Akzeptormaterial (z. B. Gallium) und dann Donatormaterial (z. B. Arsen) in die flüssige Schmelze gibt; der verfestigte Einkristall weist dann pn-Struktur auf. Die Akzeptorendichte auf der p-Seite sei N_A ; also ist auch die Löcherdichte $p_p = N_A$. Die Elektronendichte im p-Gebiet ergibt sich aus dem Massenwirkungsgesetz zu $n_p = n_i^2/p_p$. Analog sei im n-Gebiet die Donatordichte N_D , die Elektronendichte $n_n = N_D$ und die Löcherdichte $p_n = n_i^2/n_n$. Der Kristall befinde sich im *thermi-*

sches Gleichgewicht, das heisst, es ist von aussen keine elektrische Spannung angelegt.

Wir erinnern uns zunächst daran, dass im Bändermodell eines p-Halbleiters das *Fermi-Niveau* – das wir jetzt U_{Fp} nennen – unterhalb und dass für einen n-Halbleiter das *Fermi-Niveau* U_{Fn} oberhalb der Mitte des verbotenen Bandes liegt. In Fig. 12 sind die beiden Bändermodelle noch einmal getrennt gezeichnet.

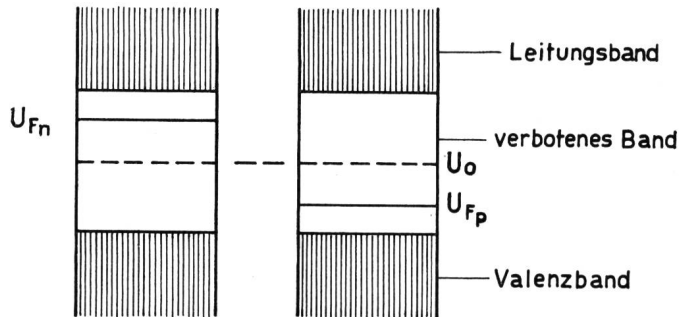


Fig. 12. Bändermodell für p- und n-Halbleiter, mit *Fermi-Niveau* U_{Fp} bzw. U_{Fn}

Es gilt nun der wichtige Satz, dass das *Fermi-Niveau* in einem festen Körper räumlich konstant ist. Das wirkt sich für den pn-Kristall so aus, dass die untere Kante des Leitungsbandes im n-Gebiet tiefer

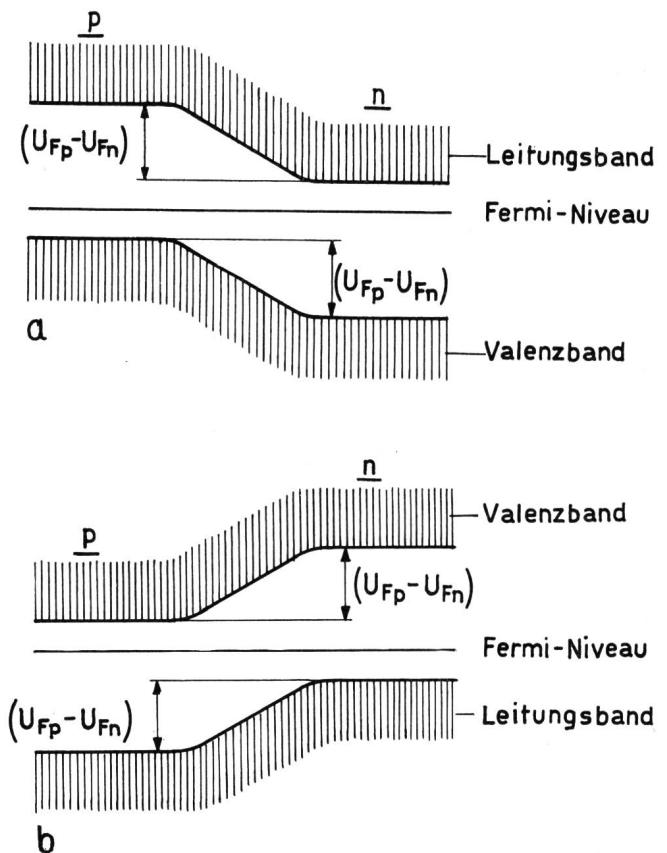


Fig. 13. Bändermodell des pn-Übergangs
 a) für Elektronen (Elektronen-Energie positiv)
 b) für Löcher (Löcher-Energie positiv)
 Wegen der entgegengesetzten Ladung der Elektronen und Löcher haben auch ihre Energien entgegengesetztes Vorzeichen. Das elektrische Potential verläuft wie die Löcher-Energie; es ist also auf der n-Seite höher

liegt als im p-Gebiet (s. Fig. 13a), und zwar offenbar um den Betrag $(U_{Fp} - U_{Fn})$. Mit der Gleichung (6) können wir schreiben:

$$p_p = n_i \exp [(U_{Fp} - U_o)/U_B]$$

$$p_n = n_i \exp [(U_{Fn} - U_o)/U_B]$$

Daraus folgt

$$U_{Fp} - U_{Fn} = U_B \ln(p_p/p_n) \tag{30}$$

Analog folgt aus der Gleichung (7):

$$U_{Fp} - U_{Fn} = U_B \ln(n_n/n_p)$$

Wir nennen $(U_{Fp} - U_{Fn}) = U_D$ die *Diffusionsspannung*; es ist also

$$U_D = U_B \ln(p_p/p_n) = U_B \ln(n_n/n_p) \tag{31}$$

Dies ist das sogenannte *Boltzmannsche Gesetz*. Es gilt allgemein in der Form

$$U_{12} = U_B \ln(n_1/n_2) = U_B \ln(p_2/p_1) \tag{32}$$

oder in Worten: Zwischen zwei Punkten mit den Elektronendichten n_1 bzw. n_2 besteht eine Potentialdifferenz U_{12} , die gleich der *Boltzmannspannung* U_B , multipliziert mit dem natürlichen Logarithmus des Verhältnisses n_1/n_2 ist. Das Potential ist dort höher, wo die Elektronendichte grösser ist.

Es überrascht zunächst, dass in einem solchen pn-Kristall eine Potentialdifferenz vorhanden sein soll, trotzdem von aussen keine Spannung angelegt ist. Man kann diesen Effekt anhand der Figur 14, die die Verhältnisse in dem in Figur 11 schraffiert gezeichneten Gebiet in vergrössertem Maßstab wiedergibt, anschaulicher erklären. Unter a) und b) sehen wir die Verteilung der Störstellenatome. Links haben wir eine Akzeptorendichte N_A , die in der Mitte schroff auf null abfällt, rechts dagegen eine Donatorendichte N_D . Die Akzeptoren und Donatoren sind im Gitter *fest* eingebaute negative bzw. positive Ladungen, wie wir früher hörten. Die *beweglichen* Elektronen und Löcher machen diesen plötzlichen Übergang nicht mit, sondern es erfolgt ein kontinuierlicher Übergang von p_p auf p_n und von n_p auf n_n , wie in Figur 14c gezeichnet. Dieser Übergang entsteht dadurch, dass zunächst infolge des Dichteunterschieds ein Diffusionsstrom von Elektronen nach links und von Löchern nach rechts fließt, also ein Transport von negativer Ladung ins p-Gebiet und von positiver Ladung ins n-Gebiet. Es folgt daraus eine Erhöhung des Potentials auf der rechten Seite. Dieses baut sich solange weiter auf, bis die positiven Löcher nicht mehr genügend thermische Energie haben, um gegen den «Potentialberg» anzulaufen; das Analoge gilt für die Elektronen in umgekehrter Richtung. Es bildet sich ein Gleichgewicht zwischen dem Diffusionsdruck der Elektronen bzw. Löcher und der abstossenden Wirkung des elektrischen Feldes aus, und die Trägerdichten stellen sich ungefähr wie in Figur 14c gezeichnet ein.

Ein ähnliches Gleichgewicht herrscht auch in der Lufthülle, die die Erde umgibt. Bekanntlich ist die Luft in der Höhe dünner als am Boden. Dieser Zustand entsteht dadurch, dass die Gasteilchen in der

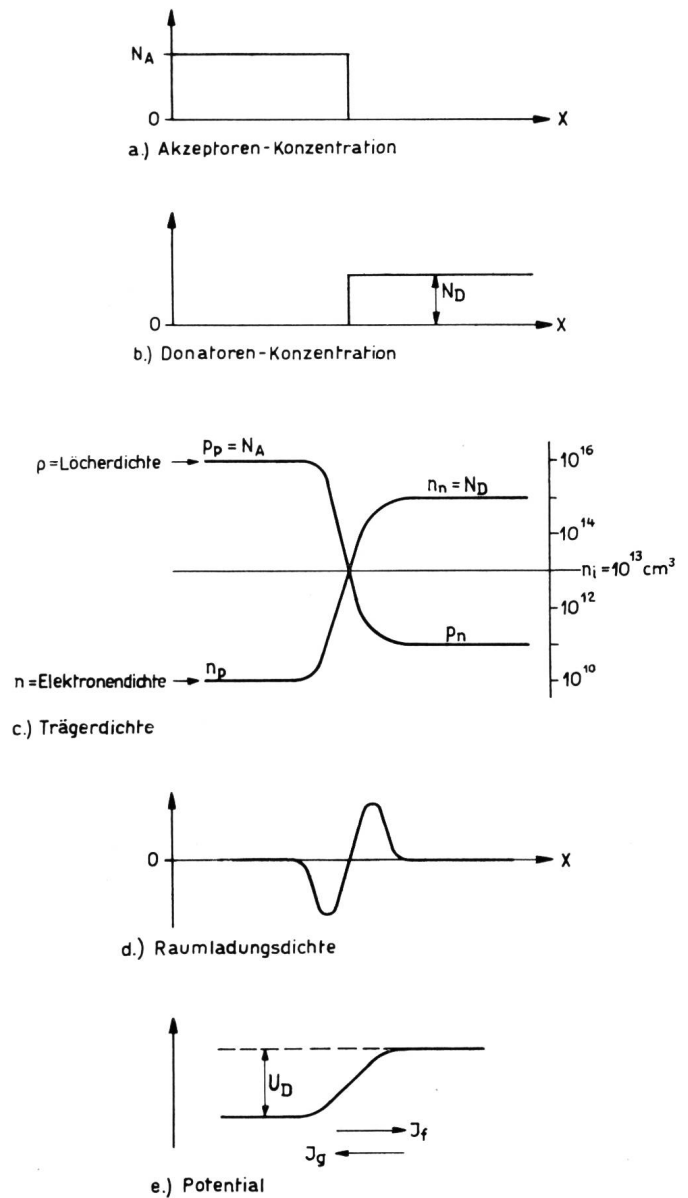


Fig. 14. pn-Übergang im thermischen Gleichgewicht

Luft wegen der Schwerkraft von der Erde angezogen werden, woraus ein Unterschied der Dichte folgt, der wiederum einen Diffusionsdruck der Partikel nach oben bewirkt. Die Gravitationskraft entspricht dem elektrischen Feld im pn-Übergang.

Wegen der Verteilung der Elektronen und Löcher ist nun im Übergangsbereich ein mehr oder weniger grosser Teil der Raumladung der negativen Akzeptoren und der positiven Donatoren nicht kompensiert; es entsteht eine Raumladungs-Doppelschicht, wie in Figur 14d gezeichnet. Ganz links und ganz rechts ausserhalb des Übergangs herrscht dagegen elektrische Neutralität. Der Verlauf des resultierenden Potentials ist in Figur 14e dargestellt. – Da im Gebiet des Übergangs die Dichte der Mehrheits-träger kleiner ist, als der Dichte der Donatoren bzw. Akzeptoren entsprechen würde, nennt man es auch eine «Verarmungs-Schicht» (depletion layer).

Dieses Bild muss sogleich um etwas berichtigt werden. Ganz links im p-Gebiet und ganz rechts im

n-Gebiet bewegen sich die Elektronen und Löcher unregelmässig nach allen Richtungen; alle einzelnen Stromanteile heben sich im Mittel auf. Daneben entstehen durch thermische Paarerzeugung ständig Elektronen und Löcher, aber es verschwinden auch solche durch Rekombination, nachdem sie sich im Mittel um eine Diffusionslänge weiterbewegt haben. Das Gleichgewicht wird durch das Massenwirkungsgesetz beherrscht. – Von denjenigen Löchern, die im n-Gebiet in einem an das Übergangsgebiet grenzenden Streifen von der Breite einer Diffusionslänge L_p thermisch erzeugt werden, wird stets ein gewisser Teil gegen links hin wandern. Diese Löcher geraten in das Übergangsgebiet und unter dem Einfluss des Potentialgefälles werden sie ins p-Gebiet hinübergezogen. Dieser Löcherverlust des n-Gebietes wird sofort kompensiert, indem es nun wieder einigen Löchern aus dem p-Gebiet gelingt, gegen das Potentialgefälle anzulaufen und in das n-Gebiet zu gelangen. Sie wandern dort noch im Mittel eine Strecke L_p weit und verschwinden dann durch Rekombination. Der mittlere Strom durch das Übergangsgebiet wird auf diese Weise null. Genau der gleiche Vorgang spielt sich mit den Elektronen in umgekehrter Richtung ab.

Nach *Shockley* bezeichnen wir den Strom von Löchern, die gegen das Potentialgefälle anlaufen und im n-Gebiet rekombinieren, mit J_{fp} (f für «forward») und den Strom von Löchern, die im n-Gebiet thermisch erzeugt werden und zur Potentialschwelle diffundieren, mit J_{gp} (g für «generation»); analog erhalten wir für die Elektronen entsprechende Ströme J_{fn} und J_{gn} . Im thermischen Gleichgewicht ist nach den obigen Ausführungen sowohl für die Elektronen wie für die Löcher

$$J_i = J_g \tag{33}$$

Ferner bezeichnen wir die Summe der beiden J_g als Sättigungsstrom J_s :

$$J_s = J_{gp} + J_{gn} \tag{34}$$

Wir werden auf diese Bezeichnung noch zurückkommen. Die Ströme J_f und J_g sind in Figur 14e eingezeichnet.

Wir betrachten nun den in *Flussrichtung* vorgespannten pn-Übergang. Es sei nach Figur 15 eine Batterie der Spannung U mit dem positiven Pol an das p-Gebiet und mit dem negativen Pol an das n-Gebiet angeschlossen. Diese Spannung U liegt voll am pn-Übergang, während im Gebiet ausserhalb der Übergangszone kein Spannungsabfall entsteht. Der Potentialberg im Innern am pn-Übergang wird also niedriger; er hat nur noch die Höhe $U_D - U$. Das bedeutet, dass nun mehr Löcher nach rechts und Elektronen nach links gegen ihn anlaufen können; die Vorwärtsströme J_{fp} und J_{fn} werden grösser. Hingegen bleiben die Ströme J_{gp} und J_{gn} gleich gross wie im thermischen Gleichgewicht, denn die thermische Trägererzeugung wird von der angelegten Spannung nicht beeinflusst (es sei denn, dass das Produkt

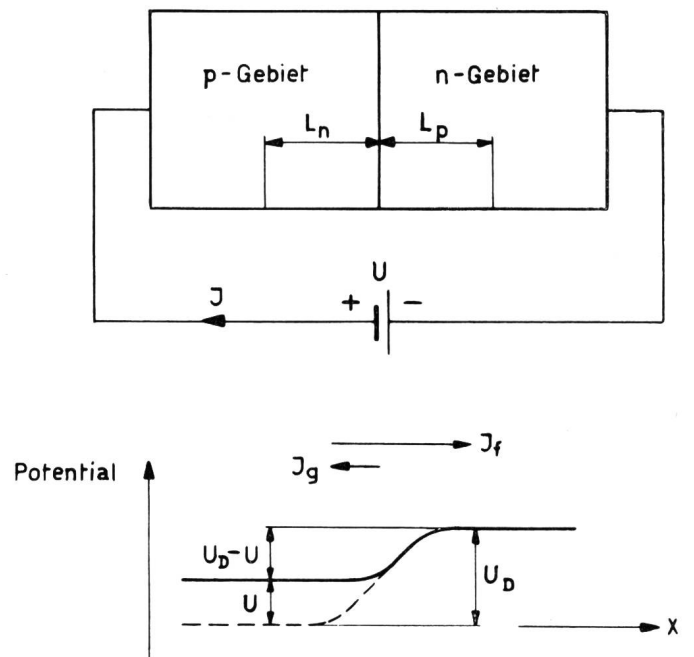


Fig. 15. pn-Übergang in Flussrichtung vorgespannt

von Strom und Spannung zu gross wird, dass sich der Kristall erwärmt; solche Fälle werden wir später noch betrachten).

Anhand des *Boltzmannschen* Gesetzes, Gleichung (31), können wir noch einige quantitative Angaben gewinnen. Wir schreiben es zunächst für den thermischen Gleichgewichtszustand in folgender Form an:

$$p_n = p_p \exp(-U_D/U_B) \tag{35}$$

Im Falle der Vorspannung in Flussrichtung haben wir U_D durch $(U_D - U)$ zu ersetzen; statt p_n schreiben wir p_l und erhalten:

$$p_l = p_p \exp[-(U_D - U)/U_B] = p_n \exp(U/U_B) \tag{36}$$

Wir haben nun also gerade ausserhalb des pn-Übergangs im n-Gebiet eine Löcherdichte p_l , die grösser als die Gleichgewichtsdichte p_n ist; das bedeutet: *Der in Flussrichtung vorgespannte pn-Übergang kann Löcher, also Minoritätsträger im n-Gebiet injizieren.* Das Analoge gilt in bezug auf die Elektronen; wir finden

$$n_l = n_p \exp(U/U_B) \tag{37}$$

wobei n_l die Dichte der Elektronen im p-Gebiet gerade am Übergang angibt. – Dies ist genau die Situation, die wir, ausgehend von Gleichung (27), betrachteten und aus der die Löcherverteilung nach Figur 10 im n-Gebiet resultierte. Die Überschussdichte der Löcher beträgt offenbar

$$\Delta p = p_l - p_n = p_n [\exp(U/U_B) - 1] \tag{38}$$

Wir wiederholen Gleichung (28):

$$p = p_n + \Delta p \exp(-x/L_p) \tag{39}$$

Die Stelle $x = 0$ soll gerade ausserhalb des pn-Übergangs liegen, so dass an diesem Punkt kein elektrisches Feld mehr vorhanden ist. Der Strom an dieser Stelle ist dann ein Diffusionsstrom, und seine

Dichte kann nach Gleichung (20) aus (39) berechnet werden; es ist:

$$S_p = -eD_p \frac{dp}{dx} \Big|_{x=0} = eD_p \frac{\Delta p}{L_p} = eD_p \frac{p_n}{L_p} [\exp(U/U_B) - 1] \quad (40)$$

Analog kann der Elektronenstrom berechnet werden:

$$S_n = e \frac{D_n}{L_n} n_p [\exp(U/U_B) - 1] \quad (41)$$

Der totale Strom über den pn-Übergang ist die Summe der Stromdichten nach (40) und (41), multipliziert mit dem Querschnitt A des Kristalls:

$$J = Ae \left(\frac{D_p}{L_p} p_n + \frac{D_n}{L_n} n_p \right) [\exp(U/U_B) - 1] \quad (42)$$

Der Strom muss aus Kontinuitätsgründen im ganzen Stromkreis von Figur 15 überall gleich gross sein wie der nach Gleichung (42) berechnete Strom an der Stelle $x = 0$. Er ist nur an der Stelle $x = 0$ ein reiner Diffusionsstrom, wobei Löcher nach rechts und Elektronen nach links fliessen. Vorerst ist zu wiederholen, dass sich rechts vom Übergang im n-Gebiet eine gleiche Überschussverteilung von Elektronen aufbaut wie für die Löcher, wie schon vorhin zu Figur 10 bemerkt wurde. Die hierfür benötigten Elektronen werden von der Batterie bezogen. Analog baut sich links vom Übergang im p-Gebiet eine Überschussverteilung von Löchern auf, um die Überschussverteilung der Elektronen zu neutralisieren. Da rechts vom Übergang im n-Gebiet die Überschussdichte der Löcher mit der Entfernung vom Übergang infolge Rekombination abnimmt, müssen in dieses Gebiet hinein ständig Elektronen nachgeliefert werden, um die beim Rekombinationsprozess ver-

schwindenden Elektronen zu ersetzen. Ausserhalb einer Zone im n-Gebiet am Übergang von der Breite einer Diffusionslänge L_p , besteht der Strom praktisch nur aus diesen Elektronen; innerhalb der erwähnten Zone erfolgt ein Übergang bis zu einem reinen Löcher-Diffusionsstrom an der Stelle $x = 0$. Infolge des Elektronenstroms ausserhalb dieser Zone stimmt die früher gemachte Annahme, dass ein elektrisches Feld im pn-Kristall nur im Übergangsbereich vorhanden sei, nicht ganz genau, denn durch den Strom entsteht ein Spannungsabfall am Widerstand des Halbleiters. Der Strom ist aber in vorkommenden praktischen Fällen so klein, dass dieser Spannungsabfall meistens keine Rolle spielt. - Analog hat man sich die Verhältnisse auf der linken Seite des pn-Übergangs im p-Gebiet vorzustellen.

Wenn der Übergang nach Figur 16 in Sperrichtung vorgespannt ist, indem die angelegte Spannung umgekehrt gepolt wird, so wird der Potentialberg höher. Je grösser nun die Spannung U wird, desto weniger Löcher können vom p- ins n-Gebiet und desto weniger Elektronen vom n- ins p-Gebiet gelangen: Der Vorwärtsstrom wird kleiner und verschwindet praktisch, wenn die Sperrspannung genügend gross ist. Die Ströme J_{gp} und J_{gn} werden dagegen nicht beeinflusst; schlussendlich sind nur noch diese vorhanden. Dies ist der Grund, warum in Gleichung (34) die Summe von J_{gp} und J_{gn} als Sättigungsstrom bezeichnet wurde.

Durch eine gleiche Ableitung, wie voranstehend, findet man, dass der Strom in Sperrichtung ebenfalls durch die Gleichung (42) dargestellt werden kann, nur hat man die Spannung U mit einem Minuszeichen zu versehen. Wenn die Sperrspannung gross gegen U_B ist (etwa $-U > 4 U_B = 0,1$ Volt), so verschwindet der Exponentialterm, und es verbleibt noch:

$$J = -Ae \left(\frac{D_p}{L_p} p_n + \frac{D_n}{L_n} n_p \right) \quad (43)$$

Der Strom J ist gleich dem negativen Sättigungsstrom geworden. Es ist also

$$J_s = Ae \left(\frac{D_p}{L_p} p_n + \frac{D_n}{L_n} n_p \right) \quad (44)$$

mit den Komponenten

$$J_{gp} = Ae \frac{D_p}{L_p} p_n \quad J_{gn} = Ae \frac{D_n}{L_n} n_p \quad (45)$$

J_{gp} ist der Löchersättigungsstrom und J_{gn} der Elektronensättigungsstrom. Unter Berücksichtigung der bereits erwähnten Beziehungen: $b = \mu_n / \mu_p$; $D_p = \mu_p U_B$; $D_n = b \mu_p U_B$; $\sigma_i = e(1+b)\mu_p n_i$; $\sigma_p = e(n_p \mu_n + p_p \mu_p)$; $\sigma_n = e(n_n \mu_n + p_n \mu_p)$; mit Hilfe des Massenwirkungsgesetzes, Gleichung (8), und unter der Voraussetzung $p_p \gg n_p$; $n_n \gg p_n$ findet man die folgenden Gleichungen:

$$J_{gp} = \frac{A U_B b \sigma_i^2}{L_p (1+b)^2 \sigma_n} \quad J_{gn} = \frac{A U_B b \sigma_i^2}{L_n (1+b)^2 \sigma_p} \quad (46)$$

und also

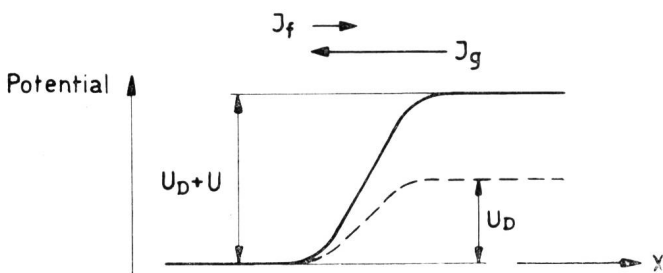
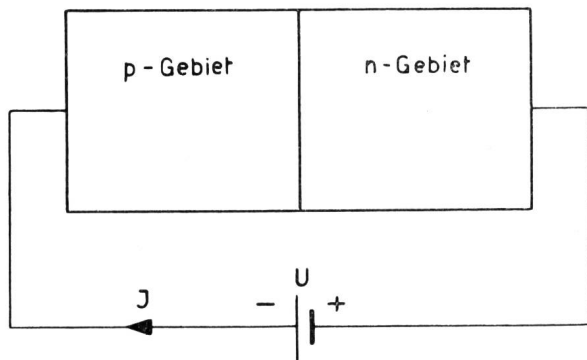


Fig. 16. pn-Übergang in Sperrichtung vorgespannt

$$J_s = \frac{A U_B b \sigma_i^2}{(1 + b)^2} \left(\frac{1}{L_p \sigma_n} + \frac{1}{L_n \sigma_p} \right) \quad (47)$$

Der Strom durch den pn-Übergang kann nun durch die Gleichung

$$J = J_s [\exp(U / U_B) - 1] \quad (48)$$

dargestellt werden. Für die Transistorwirkung ist es wesentlich, um einen guten Wirkungsgrad der Minoritätsträgerinjektion zu erreichen, dass der Strom durch den pn-Übergang zum grössten Teil aus Trägern der einen Sorte besteht. Wenn man zum Beispiel Löcher im n-Gebiet injizieren will, so soll das Verhältnis γ des Löcherstroms zum totalen Strom möglichst gross sein; es ist

$$\gamma = S_p / (S_p + S_n) = J_{gp} / (J_{gp} + J_{gn}) = \frac{1}{1 + (\sigma_n L_p) / (\sigma_p L_n)}$$

Man nennt γ den *Injektionswirkungsgrad*. Damit γ möglichst nahe an 1 kommt, soll bei gegebenen Werten von L_p und L_n das Verhältnis σ_p / σ_n gross sein; in diesem Fall gilt die vielgebrauchte Näherungsformel:

$$\gamma \cong 1 - \frac{\sigma_n L_p}{\sigma_p L_n} \quad (50)$$

Wenn man umgekehrt Elektronen als Minoritätsträger ins p-Gebiet injizieren will, so muss man in den Gleichungen (49) und (50) die Indices p und n vertauschen.

Aus der Gleichung (48) geht hervor, dass der pn-Übergang ein sehr guter *Gleichrichter* ist, denn wenn die an das p-Gebiet gelegte Spannung positiv ist, so fliesst ein grosser Strom; ist sie negativ, so fliesst nur

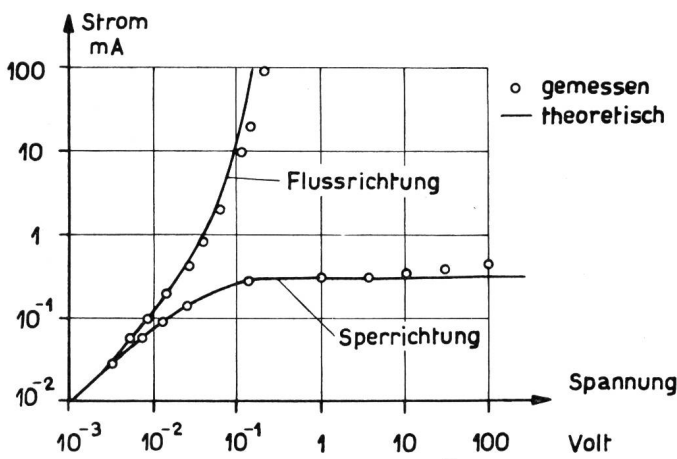


Fig. 17. Kennlinie eines pn-Übergangs

der Sättigungsstrom. Figur 17 zeigt den Vergleich von Theorie und Messung für einen pn-Gleichrichter. Abweichungen von der theoretischen Kurve zeigen sich bei hohen Strömen in Flussrichtung, bei hohen Spannungen in Sperrichtung. Die ersteren sind darauf zurückzuführen, dass der Halbleiter einen sogenannten Bahn- oder Körperwiderstand aufweist, an welchem bei hohen Strömen ein nicht mehr vernachlässigbarer Spannungsabfall eintritt, so dass nicht die ganze angelegte Spannung am pn-Übergang liegt: der Strom wird kleiner, als der angelegten

Spannung entsprechen würde. – Der Sperrstrom ist in unserem Beispiel von etwa 0,1...5 Volt konstant, nachher steigt er an. Dieser Effekt kann zwei Ursachen haben: a) Bei dünnen pn-Übergängen tritt eine Trägeremission innerhalb der Sperrschicht ein, indem durch das starke elektrische Feld Elektronen aus den Valenzbindungen gerissen werden (*Zener-Effekt*); b) Bei dickeren Sperrschichten tritt ein Multiplikations- oder Lawinenprozess ein (*avalanche breakdown*); Elektronen oder Löcher kollidieren mit Valenzelektronen und erzeugen Elektron-Loch-Paare. Dieser Effekt ist kumulativ und ähnlich der *Townsendentladung* in Gasen; er tritt schon bei kleineren Feldstärken als der *Zener-Effekt* ein. – Nach neueren Feststellungen ist der Anstieg des Sperrstroms bei höheren Sperrspannungen fast ausschliesslich auf den unter b) erwähnten Lawinenprozess zurückzuführen.

Der Sperrstrom kann ferner durch Kriechströme sowie durch Minoritätsträger, die an der Oberfläche rekombinieren, grössere Werte erhalten, als aus Gleichung (47) folgen würde. Wichtig ist ferner die Temperaturabhängigkeit des Sperrstroms: J_s ist proportional zu σ_i^2 , d. h. zu n_i^2 , welches nach Gleichung (5) mit der Temperatur sehr stark zunimmt. Experimentell beobachtet man, dass sich der Sperrstrom jedesmal ungefähr verdoppelt, wenn die Temperatur um 10...11° steigt. Auch der Flußstrom steigt natürlich entsprechend. Wenn man hingegen den Strom konstant hält, so fällt (in Flussrichtung) die Spannung am pn-Übergang um etwa 2,5 mV/°C. Diese Zahlen gelten für Germanium. Den erwähnten Tatsachen ist für eine gute Stabilität des Arbeitspunktes von Transistoren Rechnung zu tragen. Bei Silizium sind diese Effekte viel weniger wichtig, da die Inversionsdichte n_i etwa tausendmal kleiner ist als bei Germanium.

Im allgemeinen interessiert nicht nur die gleichstrommässige Kennlinie, sondern auch die *Wechselstrom-Admittanz* eines pn-Übergangs, das heisst der Leitwert des pn-Übergangs für einen Wechselstrom, der dem Gleichstrom überlagert ist. Diese findet man folgendermassen: Bei der Berechnung des pn-Übergangs nach Gleichung (36) ff. ersetzt man die Spannung U durch die Überlagerung einer Gleichspannung U_+ und einer Wechselspannung \hat{U} .

$$u = U_+ + \hat{U} \exp(j\omega t).$$

Es soll $\hat{U} \ll U_B$ sein. Auch p_i erhält nun einen Anteil, der mit der Wechselspannung schwankt:

$$p_i = p_n + \Delta p + \hat{p} \exp(j\omega t) \quad (51)$$

mit

$$\begin{aligned} \Delta p &= p_n [\exp(U_+ / U_B) - 1] \\ \hat{p} &= p_n (\hat{U} / U_B) \exp(U_+ / U_B). \end{aligned}$$

Die weitere Rechnung ergibt natürlich auch einen Wechselstromanteil im Löcherstrom i_p :

$$i_p = J_{p0} + \hat{J}_p \exp(j\omega t) \quad (52)$$

mit

$$J_{po} = J_{gp} [\exp(U = / U_B) - 1]$$

$$\hat{J}_p = Ae \frac{\mu_p}{L_p} p_n [\exp(U = / U_B)] \sqrt{1 + j\omega\tau_p} \hat{U} \quad (53)$$

Gleicherweise erhalten wir einen Elektronenstrom

$$i_n = J_{no} + \hat{J}_n \exp(j\omega t) \quad (52a)$$

mit

$$J_{no} = J_{gn} [\exp(U = / U_B) - 1]$$

$$\hat{J}_n = Ae \frac{\mu_n}{L_n} n_p [\exp(U = / U_B)] \sqrt{1 + j\omega\tau_n} \hat{U} \quad (53a)$$

Die Gleichstromanteile entsprechen den früher gefundenen Resultaten, wie zu erwarten war, mit $U =$ statt U in den Formeln. Im folgenden betrachten wir zuerst den Fall der Vorspannung in Flussrichtung. Wenn $\exp(U = / U_B) \gg 1$ ist, so können wir die Gleichung (53) wie folgt schreiben:

$$\hat{J}_p = J_{po} \sqrt{1 + j\omega\tau_p} \hat{U} / U_B \quad (54)$$

Analog folgt

$$\hat{J}_n = J_{no} \sqrt{1 + j\omega\tau_n} \hat{U} / U_B \quad (55)$$

Die «Löcheradmittanz» wird

$$Y_p = \hat{J}_p / \hat{U} = \frac{J_{po}}{U_B} \sqrt{1 + j\omega\tau_p} \quad (56)$$

und die «Elektronenadmittanz»

$$Y_n = \hat{J}_n / \hat{U} = \frac{J_{no}}{U_B} \sqrt{1 + j\omega\tau_n} \quad (57)$$

Die Admittanzen nach den Gleichungen (56) und (57) heissen die *Diffusionsadmittanzen* des pn-Übergangs. Y_p ist proportional zum Löchergleichstrom J_{po} und Y_n proportional zum Elektronengleichstrom J_{no} . Wenn die Kreisfrequenz ω nicht zu hoch ist, kann man die Wurzel in eine Reihe entwickeln, die wir hier nach dem zweiten Glied abbrechen; es wird

$$Y_p = \frac{J_{po}}{U_B} \left(1 + \frac{1}{2} j\omega\tau_p \right) = G_p + j\omega C_p \quad (58)$$

$$Y_n = \frac{J_{no}}{U_B} \left(1 + \frac{1}{2} j\omega\tau_n \right) = G_n + j\omega C_n \quad (59)$$

Nach diesen beiden letzten Gleichungen können die beiden Admittanzen als Parallelschaltung eines ohmschen Leitwertes und einer Kapazität dargestellt werden. Der totale ohmsche Leitwert beträgt:

$$G_D = G_p + G_n = (J_{po} + J_{no}) / U_B = J / U_B \quad (60)$$

Die totale Kapazität beträgt:

$$C_D = C_p + C_n = \frac{1}{2 U_B} (J_{po}\tau_p + J_{no}\tau_n) \quad (61)$$

Im Hinblick auf die Anwendung bei Transistoren wollen wir besonders den Fall $J_{no} \ll J_{po}$ betrachten, der einem guten Löcher-Injektionswirkungsgrad γ entspricht. Es ist dann

$$Y_D \cong Y_p = \frac{J_{po}}{U_B} \left(1 + \frac{1}{2} j\omega\tau_p \right)$$

Wir definieren eine Grenzfrequenz ω_D durch die Bedingung, dass die Beträge von Real- und Imaginärteil gleich sein sollen, also $\omega_D\tau_p / 2 = 1$. Wegen der Beziehung $L_p^2 = D_p\tau_p$ kann man schreiben:

$$\omega_D = 2 D_p / L_p^2 \quad (62)$$

Die Kapazität C_p kann anschaulich gedeutet werden. Wir erinnern uns, dass

$$J_{po} = Ae \frac{D_p}{L_p} p_n [\exp(U / U_B) - 1]$$

Also resultiert aus Gleichung (58), wenn man $\tau_p = L_p^2 / D_p$ berücksichtigt:

$$C_p = Ae p_n L_p [\exp(U / U_B) - 1] / 2 U_B \quad (63)$$

Hiervon ist

$Q = Ae p_n [\exp(U / U_B) - 1] L_p / 2 = Ae \Delta p L_p / 2$ die Ladung der Überschusslöcher im n-Gebiet, die sich im Volumen $AL_p/2$ befinden. Bei Erhöhung der Spannung U auf $(U + dU)$ erhöht sich diese Ladung um

$$dQ = Ae p_n \frac{L_p}{2 U_B} \exp(U / U_B) \cdot dU \quad (64)$$

Die Kapazität ist definiert durch $C = dQ/dU$. Wenn $\exp(U / U_B) \gg 1$ ist, so ergibt dQ/dU aus Gleichung (64) das gleiche Resultat wie C_p nach Gleichung (63).

Wenn der Übergang in Sperrichtung vorgespannt ist, so muss man in (53) und (53a) die Spannung $U =$ mit einem Minuszeichen versehen. Die Wechselströme \hat{J}_p und \hat{J}_n nehmen mit $\exp(-U = / U_B)$ ab. Schon bei relativ kleinen Sperrspannungen von etwa 0,5 V verschwindet die Admittanz; das heisst, der Widerstand des pn-Übergangs in Sperrichtung kann als unendlich gross angesehen werden.

Bei den Transistoren ist ferner – wie sich zeigen wird – die *Breite des pn-Übergangs* von Bedeutung. Wir nehmen an, die Störstellendichte sei wie in Figur 14a und b gezeichnet verteilt, das heisst, diese ändere sich sprungweise von N_A auf N_D . (Solche sogenannte abrupte Übergänge [step junction] sind zum Beispiel bei den nach dem Legierungsverfahren hergestellten Transistoren vorhanden; dieses Verfahren wird heute für den Grossteil aller Transistoren angewendet.) Die Berechnung erfolgt auf dem Umweg über die *Poissonsche* Differentialgleichung, nach der man das elektrische Potential als Funktion des Ortes berechnen kann, wenn die elektrische Raumladung bekannt ist. Wenn man nur die Raumladung der (ionisierten) Störstellen berücksichtigt, wie dies *Schottky* getan hat, erhält man für die Potentialdifferenz zwischen n- und p-Gebiet:

$$V_n - V_p = \frac{e n_n p_p x_m^2}{2 \epsilon_r \epsilon_0 (p_p + n_n)} \quad (65)$$

x_m bedeutet die Ausdehnung der Verarmungszone; $\epsilon_0 = 8,84 \cdot 10^{-14}$ sec/ Ω cm ist die Dielektrizitätskonstante des Vakuums, und ϵ_r ist die relative Dielektrizitätskonstante (für Ge: $\epsilon_r = 16$, für Si: $\epsilon_r = 12$). Bei den legierten pnp-Transistoren ist immer $p_p \gg n_n$ und es wird:

$$x_m = \sqrt{\frac{2 \epsilon_r \epsilon_0}{e n_n} (V_n - V_p)} \quad (66)$$

$p_p \gg n_n$ bedeutet, dass das p-Gebiet eine viel grössere Leitfähigkeit als das n-Gebiet hat; die Verarmungs-

zone dehnt sich daher praktisch ganz nur im n-Gebiet aus. Die Potentialdifferenz ($V_n - V_p$) ist im allgemeinen gleich der Differenz der Diffusionsspannung und der angelegten Spannung:

$$V_n - V_p = U_D - U$$

Die behandelte Frage ist vor allem wichtig für Übergänge, die in Sperrichtung mit einer Spannung $U = -U_s$ vorgespannt sind. U_s ist meistens einige Male grösser als U_D (die Diffusionsspannung U_D beträgt in der Regel weniger als 0,5 Volt); man kann daher mit guter Näherung schreiben:

$$x_m = \sqrt{\frac{2 \epsilon_r \epsilon_0}{en_n} U_s} \quad (67)$$

Durch Einsetzen der Zahlenwerte erhält man für Germanium

$$x_m = 4,2 \cdot 10^3 \sqrt{U_s / n_n} \text{ (cm)}$$

Für $U_s = 4$ Volt und $n_n = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ wird zum Beispiel $x_m = 2,65 \cdot 10^{-4} \text{ cm} = 2,65 \mu$. – Auch die Kapazität der Verarmungszone C_s wird später benötigt; sie beträgt:

$$C_s = \frac{A \epsilon_r \epsilon_0}{x_m} = A \sqrt{\frac{e z_r \epsilon_0 n_n}{2 U_s}} \quad (68)$$

Für Germanium wird $C_s = 3,36 \cdot 10^{-4} A \sqrt{n_n / U_s}$ (pF). Für einen Querschnitt $A = 0,01 \text{ cm}^2$ wird beispielsweise mit den vorstehend angegebenen Werten für n_n und U_s : $C_s = 53 \text{ pF}$. – Diese Kapazität der Verarmungszone, auch Raumladungskapazität genannt, ist nicht zu verwechseln mit der «Diffusionskapazität» C_D nach Gleichung (61), die eine andere physikalische Ursache hat (die Dielektrizitätskonstante spielt für C_D keine Rolle!).

Neben den abrupten Übergängen gibt es auch Übergänge mit kontinuierlicher Verteilung der Störstellendichte. Shockley hat einen linearen Übergang berechnet; da diese idealisierte Verteilung aber in Wirklichkeit kaum vorkommt, wollen wir auf die

entsprechenden Formeln verzichten. Für die legierten Übergänge gelten aber die voranstehend angegebenen Formeln recht genau; zum Beispiel ist die gemessene Raumladungskapazität zur Wurzel aus der Sperrspannung umgekehrt proportional (s. Fig. 18), wie in Gleichung (68) angegeben.

Der Flächentransistor

Der Flächentransistor besteht aus zwei nebeneinander in einem Halbleiterkristall angeordneten pn-Übergängen; so ist zum Beispiel ein pnp-Transistor im Prinzip nach Figur 19a aufgebaut. Die Bezeichnungen *Emitter*, *Basis* und *Kollektor* gehen auf den zuerst erfundenen Spitzentransistor zurück, sind aber, wie sich zeigen wird, auch für den Flächentransistor sinnvoll. Die Anordnung des Leitfähigkeitstypes der drei Gebiete kann auch umgekehrt sein, wodurch man einen npn-Transistor erhält. Typische Störstellenprofile sind in Figur 20 gezeichnet. Der Übergang zwischen Emitter und Basis ist in Flussrichtung mit etwa $U_E = 0,1 \dots 0,2$ Volt vorgespannt (typischer Wert für Transistoren mit kleiner Leistung); der Kollektorübergang weist dagegen in Sperrichtung eine Vorspannung von einigen Volt auf, so dass er im Sättigungsgebiet arbeitet. Besonders muss man sich merken, dass diese Spannungen nur an den beiden Übergängen liegen, die in Figur 19a schraffiert gezeichnet sind; ausserhalb der pn-Übergänge ist beim idealen Transistor kein Spannungsabfall vorhanden. – Das Basisgebiet hat für $U_C = 0$ eine Dicke w_0 ; bei höherer Kollektorspannung wird die Kollektorraumladungszone breiter und die Basisdicke $w = w_0 - x_m$ wird kleiner. Besonders wichtig ist, dass die Basisdicke klein gegen die Diffusionslänge der Löcher im Basisgebiet sein muss: $w \ll L_B = \sqrt{D_p \tau_B}$. Die Ausdehnung der Emitter-Raumladungszone ist wegen der Vorspannung in Flussrichtung klein und kann

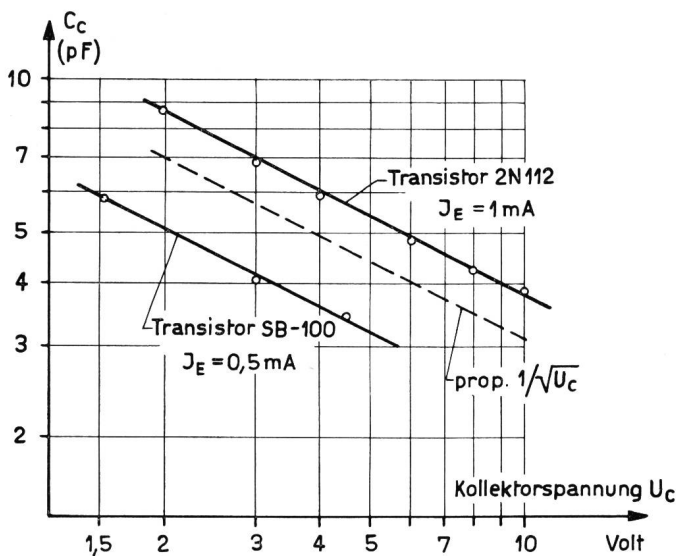


Fig. 18. Kollektorkapazität von Transistoren mit abrupten pn-Übergängen

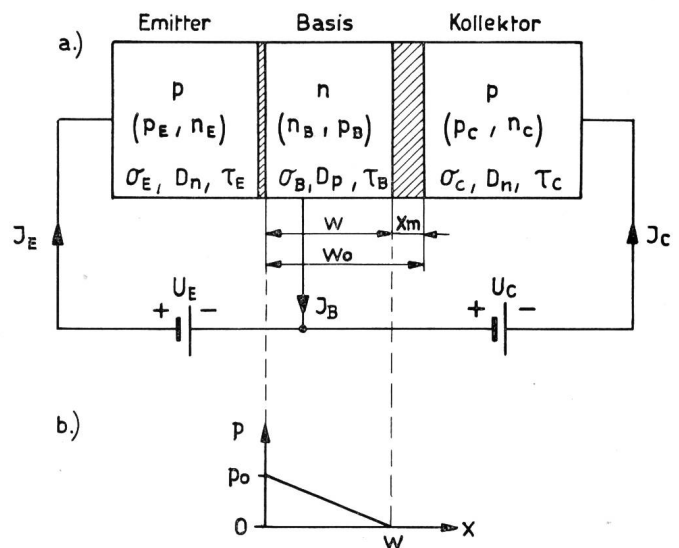


Fig. 19. pnp-Flächentransistor
 a) Schematische Darstellung
 b) Verteilung der Dichte der Minoritätsträger (Löcher) in der Basiszone

vernachlässigt werden. Vorkommende Basisdicken liegen bei etwa $5 \dots 100 \mu = 0,005 \dots 0,1$ mm. Neuerdings ist es gelungen, Transistoren mit Basisdicken von etwa 1μ herzustellen. – Ferner ist hier angenommen, dass die Dichte der Donatoratome N_{DB} in der Basiszone konstant ist.

Da der Emitterübergang in Flussrichtung vorgespannt ist, injiziert er Minoritätsträger (also in dem hier betrachteten Falle des pnp-Transistors: Löcher) in die Basis. Für die Löcherdichte p_o an der Stelle $x = 0$ (in der Basis direkt am Emitterübergang) gilt analog zu Gleichung (36):

$$p_o = p_B \exp(U_E/U_B) \tag{69}$$

Wenn die Basisdicke w grösser als die Diffusionslänge L_B wäre, ergäbe sich wieder eine ähnliche Löcherverteilung, wie nach Figur 10 dargestellt. Nun ist aber der Kollektorübergang da; infolge der negativen Kollektorspannung werden die Löcher abgesaugt, so dass deren Dichte an der Stelle $x = w$ praktisch null ist; dies folgt auch aus:

$$p_w = p_B \exp(-U_C/U_B) \cong 0 \tag{70}$$

Da nun an der Stelle $x = w$ die niedrigste Löcherdichte vorhanden ist, die mit $p_w \cong 0$ kleiner als die Gleichgewichtslöcherdichte p_B in der Basis ist, so können wir $p_w = 0$ als Quasi-Gleichgewichtslöcherdichte in der Basis betrachten, soweit dies für die Berechnung der Rekombinationsverluste nötig ist [Anwendung der Gleichungen (12) und (25) in den nachfolgenden Gleichungen (80) bzw. (76)]; auf diese Weise erhält man einfachere Rechnungen, deren Resultate aber mit denjenigen der exakten Rechnung identisch sind.

Es zeigt sich nun, dass die Löcherdichte in der Basis ziemlich genau linear von p_o an der Stelle $x = 0$ (Emitter) auf $p_w \cong 0$ an der Stelle $x = w$ (Kollektor) abfällt (s. Fig. 19b); dieser Sachverhalt kann dargestellt werden durch die Gleichung:

$$p = p_o (1 - x/w) \tag{71}$$

Voraussetzung hierfür ist – wie aus dem folgenden noch besser verständlich sein wird –, dass die Rekombinationsverluste in der Basis gering sind. Aus Gleichung (71) folgt für jede Stelle x in der Basis:

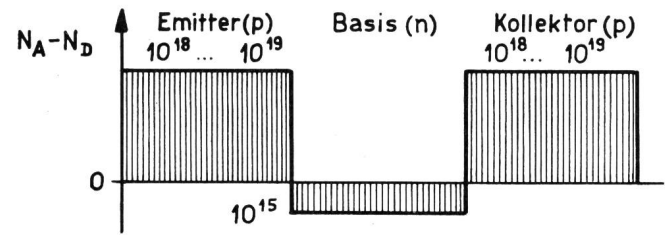
$$dp/dx = -p_o/w \tag{72}$$

Daraus resultiert unter Berücksichtigung von Gleichung (20) ein Löcherdiffusionsstrom in der Basis:

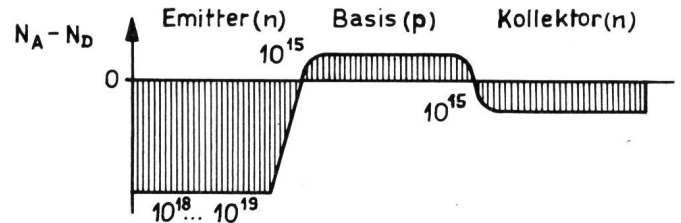
$$J_{p0} = Ae D_p p_o/w \tag{73}$$

Die Gleichungen (72) und (73) lassen erkennen, dass gegenüber den entsprechenden Gleichungen für den pn-Übergang die Löcherdiffusionslänge L_p im n-Gebiet durch die Basisdicke w des Transistors ersetzt ist. Dies gilt konsequent auch für alle übrigen Gleichungen des pn-Übergangs in Anwendung auf den Flächentransistor. So wird der *Emitterwirkungsgrad* γ in Analogie zu Gleichung (50):

$$\gamma = 1 - \frac{\sigma_B w}{\sigma_E L_E} = J_{p0}/J_E \tag{74}$$



a.)



b.)

Fig. 20. Störstellenverteilung in Germanium-Transistoren
a) pnp-Transistor mit abrupten Übergängen (Legierungsverfahren)
b) npn-Transistor mit kontinuierlichen Übergängen (Ziehverfahren)

Der Emitterwirkungsgrad gibt an, wie gross das Verhältnis des Löcherstroms J_{p0} durch den Emitterübergang zum totalen Emitterstrom $J_E^* = J_{p0} + J_{n0}$ ist.

Wie bereits angedeutet, ist die Gleichung (73) nicht ganz genau; der Löcherstrom J_{pw} an der Stelle $x = w$ ist wegen Rekombinationsverlusten etwas kleiner als J_{p0} an der Stelle $x = 0$. Man hat zu unterscheiden zwischen Verlusten infolge Volumen- und Oberflächenrekombination.

Die *Volumenrekombination* wird berücksichtigt durch den *Transportfaktor* β_o :

$$\beta_o = J_{pw}/J_{p0} \tag{75}$$

β_o lässt sich angenähert wie folgt berechnen: Man kann die Kontinuitätsgleichung (25) mit $\partial p/\partial t = 0$ (steter Löchernachschub) und $g_p = 0$ in der Form

$$\frac{dJ_{sp}}{dx} = -e \frac{p(x) - p_B}{\tau_B} \tag{76}$$

für den Basisraum schreiben. $p(x)$ ist durch Gleichung (71) gegeben; ferner kann man, wie bereits bemerkt, p_B durch $p_w \cong 0$ ersetzen. Dann wird durch Integration von Gleichung (76):

$$J_{pw} - J_{p0} = (\beta_o - 1) J_{p0} = -\frac{e A}{\tau_B} \int_0^w p_o (1 - x/w) dx \tag{77}$$

Mit Hilfe von Gleichung (73) folgt schliesslich:

$$\beta_o = 1 - \frac{w^2}{2 D_p \tau_B} = 1 - \frac{w^2}{2 L_B^2} \tag{78}$$

Die *Oberflächen-Rekombinationsverluste* können durch einen dem Transportfaktor analogen Koeffizienten η berücksichtigt werden, gemäss

$$\eta = 1 - J_{sR}/J_{p0} \tag{79}$$

Der Oberflächen-Rekombinationsstrom in ein Flächenelement dF kann nach Gleichung (12) wie folgt geschrieben werden:

$$dJ_{sR} = e s (p - p_B) dF \quad (80)$$

Wir setzen $dF = L_o dx$, wobei L_o den Umfang des Basisgebietes des *gezogenen Transistors* nach Figur 19a darstellt. Wenn der Querschnitt A des Transistors zum Beispiel quadratisch ist, so wird $L_o = 4\sqrt{A}$. Mit Hilfe der Gleichungen (71) und (73) und wenn man wieder p_B durch $p_w \cong 0$ ersetzt, folgt nach Integration von Gleichung (80):

$$\eta = 1 - \frac{s L_o w^2}{2 D_p A} \quad (81)$$

Für die sogenannten *legierten Transistoren* ergibt sich eine etwas andere Form der Gleichung für η wegen der besonderen Konstruktion dieser Transistoren (vgl. Fig. 21). (Die sogenannten *gezogenen*

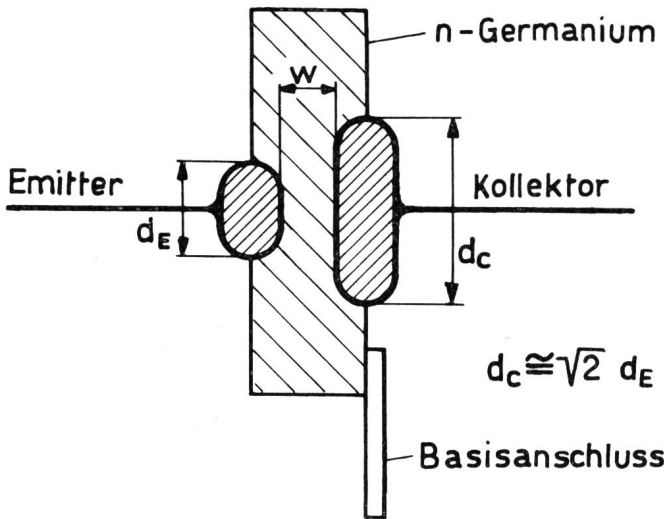


Fig. 21. Konstruktion der legierten pnp-Transistoren. Emitter und Kollektor sind auflegierte Indium-Pillen. An der Grenze zwischen Indium und Germanium bilden sich pn-Übergänge

Transistoren sind dagegen nach Figur 19a aufgebaut.)- Bei den legierten Transistoren findet die Oberflächen-Rekombination auf einem Kreisring um den Emitter statt, dessen Breite ungefähr gleich der Basisdicke w ist und dessen Umfang $L_u = \pi d_E$ beträgt ($d_E =$ Durchmesser des Emitters). Aus Gleichung (12) folgt:

$$J_{sR} = e s p_o L_u w \quad (82)$$

und daraus

$$\eta = 1 - \frac{s L_u w^2}{A D_p} \quad (83)$$

Der totale Löcherstrom J_w an der Stelle $x = w$ ist nach obigem etwas kleiner als der Emitterstrom J_E :

$$J_w = \alpha'_o J_E \quad (84)$$

mit

$$\alpha'_o = \gamma \beta_o \eta \cong 1 - \frac{\sigma_B w}{\sigma_E L_E} - \frac{w^2}{2 L_B^2} - \frac{s L_o w^2}{2 A D_p} \quad (85)$$

Man nennt α'_o die *Stromverstärkung* des idealen Transistors; tatsächlich ist aber α'_o etwas kleiner als eins; typische Werte liegen etwa zwischen 0,90 und 0,995. Wie aus Gleichung (85) zu ersehen ist, wurde für η der Wert nach Gleichung (81), also für *gezogene* Transistoren, eingesetzt.

Der Strom J_W nach Gleichung (84) geht zum Kollektor, während ein Strom $J'_B = J_E - J_W = (1 - \alpha'_o) J_E$ durch den Basisanschluss fließt.

Wenn der Emitterstrom $J_E = 0$ ist, fließt über den Kollektorübergang nur ein Sättigungsstrom, der J_{co} genannt wird. Dieser beträgt, wenn man in Gleichung (47) die dem pnp-Transistor entsprechenden Größen einsetzt und w statt L_p schreibt:

$$J_{co} = -J_s = - \frac{A U_B b \sigma_i^2}{(1 + b)^2} \left(\frac{1}{w \sigma_B} + \frac{1}{\sigma_C \sqrt{D_n} \tau_C} \right) \quad (86)$$

Voraussetzung ist, dass die Kollektorspannung U_C grösser als etwa 0,1 Volt ist, wie im Abschnitt über den pn-Übergang bemerkt wurde. Zusätzlich kann ein Oberflächenkriechstrom vorhanden sein, der im wesentlichen ohmisch ist. Sein Anteil kann ermittelt werden, wenn man den Strom durch den Kollektorübergang bei variabler Sperrspannung in einen konstanten und einen zur Sperrspannung proportionalen Anteil aufteilt. - Ferner soll der beim pn-Übergang erwähnte Lawinenprozess nicht auftreten.

Wenn aber ein Emitterstrom J_E fließt, so wird der bis zu $x = w$ gelangende Anteil $\alpha'_o J_E$ vom Kollektorübergang aufgenommen und addiert sich zum Kollektor-Sättigungsstrom J_{co} . Der totale Kollektorstrom J_C wird unter Berücksichtigung der in Figur 19 angegebenen Stromrichtung:

$$J_C = -\alpha'_o J_E + J_{co} \quad (87)$$

Dieser Kollektorstrom ist - auch wenn man annimmt, dass J_{co} nicht von der Kollektorspannung abhängt und dass kein Oberflächenkriechstrom vorhanden ist - etwas von der Kollektorspannung abhängig, und zwar auf dem Umweg über die Stromverstärkung α'_o . Nach der Gleichung (85) ist die Stromverstärkung um so näher dem Werte eins, je kleiner die Basisdicke w ist. Nun nimmt aber die Basisdicke mit zunehmender Kollektorgleichspannung U_C ab, da die Kollektor-Raumladungszone breiter wird. Für legierte Transistoren mit abrupten Übergängen ist zum Beispiel nach Gleichung (67):

$$w = w_o - x_m = w_o - k_I \sqrt{U_C} \quad (88)$$

mit $k_I = \sqrt{2 \epsilon_r \epsilon_o / e n_B}$. - Bei konstantem Emitterstrom J_E ändert sich J_C um dJ_C , wenn man U_C auf $U_C + dU_C$ erhöht, gemäss:

$$dJ_C = - \frac{\partial \alpha'_o}{\partial w} \cdot \frac{\partial w}{\partial U_C} J_E \cdot dU_C \quad (89)$$

Die Gleichung (89) bedeutet, dass der Kollektorübergang einen *differentiellen Leitwert* $G_C = dJ_C / dU_C$ aufweist:

$$G_C = \frac{dJ_C}{dU_C} = - \frac{\partial \alpha'_o}{\partial w} \cdot \frac{\partial w}{\partial U_C} J_E \quad (90)$$

Aus der Gleichung (85) folgt:

$$\frac{\partial \alpha'_o}{\partial w} = - \left(\frac{\sigma_B}{\sigma_E L_E} + \frac{w}{L_B^2} + \frac{s L_o w}{A D_p} \right) - \frac{1}{w} \left[(1 - \gamma) + 2(1 - \beta_o) + 2(1 - \eta) \right] \quad (91)$$

Für legierte Transistoren findet man aus der Gleichung (88):

$$\frac{\partial w}{\partial U_C} = k_1 / 2 \sqrt{U_C} \quad (92)$$

In der Gleichung (92) liegt nicht etwa ein Vorzeichenfehler vor, denn man muss berücksichtigen, dass bei einer Änderung um $+dU_C$ die (negative) Kollektorgleichspannung positiver wird und dass sich dann die Basisdicke vergrößert. Für legierte Transistoren resultiert aus den Gleichungen (90)...(92):

$$G_C = \frac{J_E}{w} \left[(1 - \gamma) + 2(1 - \beta_o) + 2(1 - \eta) \right] \frac{k_1}{2 \sqrt{U_C}} \quad (93)$$

Für gezogene Transistoren erhält man eine bis auf den Ausdruck nach der eckigen Klammer identische Gleichung; dieser letzte Ausdruck ist bei diesen Transistoren nicht eine so einfache Funktion der Kollektorspannung, da die Verteilung der Störstellendichte am Kollektorübergang nicht so einfach ist wie bei den legierten Transistoren. – Nach Gleichung (93) ist also der Kollektorleitwert G_C proportional zum Emitttergleichstrom J_E und umgekehrt proportional zur Wurzel aus der Kollektorgleichspannung U_C , wenn man von der Änderung von w, γ, β_o und η mit der Kollektorspannung U_C absieht. Diese drei letzten Grössen sind auch vom Emitttergleichstrom abhängig, wie zum Beispiel in einer kürzlich in dieser Zeitschrift erschienenen Arbeit gezeigt wurde*. Der sogenannte Kollektorwiderstand $R_C = 1/G_C$ liegt in der Grössenordnung von 10^6 Ohm. Der Leitwert des pn-Übergangs allein ist wegen der Vorspannung in Sperrichtung viel kleiner als G_C .

Die Kollektorspannung kann auch den Emittterstrom beeinflussen. Wenn man $J_E = J_{p_o}$ setzt, was für $\gamma \cong 1$ zulässig ist, so kann man mit den Gleichungen (73) und (69) schreiben:

$$J_E = \frac{AeD_p}{w} p_B \exp(U_E/U_B) \quad (94)$$

Wenn sich die Kollektorspannung U_C ändert, so ändert sich auch die Basisdicke w und damit der Emittterstrom J_E . Wir nennen diese Änderung dJ_{E1} ; sie beträgt:

$$dJ_{E1} = \frac{\partial J_E}{\partial w} \frac{\partial w}{\partial U_C} dU_C = - \frac{J_E}{w} \frac{\partial w}{\partial U_C} dU_C \quad (95)$$

Andererseits ändert sich J_E um dJ_{E2} , wenn U_E um dU_E erhöht wird; für diese Änderung erhält man ebenfalls aus Gleichung (94):

$$dJ_{E2} = \frac{\partial J_E}{\partial U_E} dU_E = \frac{J_E}{U_B} dU_E \quad (96)$$

* Hauri, E. R. Zur Frage der Abhängigkeit der Stromverstärkung von Flächentransistoren vom Emittterstrom. Techn. Mitt. PTT 1956, Nr. 11, S. 441...451.

Bei einer gleichzeitigen Änderung von U_E und U_C bleibt J_E konstant, wenn

$$dJ_{E1} + dJ_{E2} = 0.$$

Aus (95) und (96) findet man, dass zur Erfüllung dieser Bedingung ein bestimmtes Verhältnis zwischen dU_E und dU_C bestehen muss; durch Einsetzen findet man:

$$\mu_{EC} = \frac{dU_E}{dU_C} = \frac{U_B}{w} \frac{\partial w}{\partial U_C} \quad (97)$$

Für legierte Transistoren kann man $\partial w/\partial U_C$ aus Gleichung (92) einsetzen.

Wir können nun darangehen, ein Wechselstrom-Ersatzbild des idealen Transistors für niedrige Frequenzen zu zeichnen. Zu diesem Zweck ersetzen wir in den soeben abgeleiteten Gleichungen alle Differentialgrössen durch kleine Wechselspannungen oder Wechselströme, also dJ_E durch \hat{J}'_E , dU_E durch \hat{U}'_E , dJ_C durch \hat{J}'_C und dU_C durch \hat{U}'_C . Alle diese Wechselstromgrössen sind gestrichelt, um klar zu machen, dass sie für den idealen Transistor gelten. Wenn wir später den idealen Transistor durch einige in Wirklichkeit zusätzlich vorliegende Schaltelemente ergänzen, so werden wir die Wechselstromgrössen ohne Apostroph verwenden, also $\hat{J}_E, \hat{U}_E, \hat{J}_C$ und \hat{U}_C .

Das Wechselstrom-Ersatzbild des idealen Transistors für niedrige Frequenzen ist in Figur 22 gezeichnet.

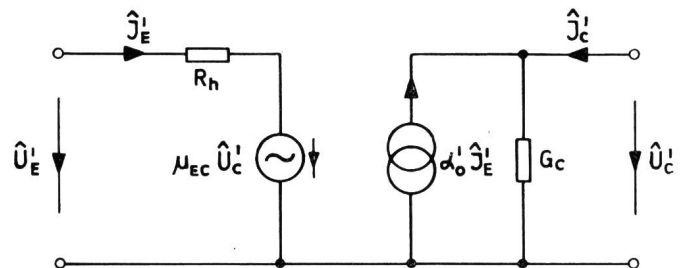


Fig. 22. Wechselstromersatzbild des idealen Flächentransistors in Basisschaltung für kleine Signale bei niederen Frequenzen. Die Wechselstromsignale sind den – nicht dargestellten – Betriebs-Gleichströmen und -spannungen überlagert

net. Die beiden Übergänge können separat dargestellt werden. Der in Flussrichtung gepolte Emitterübergang ist durch einen Widerstand R_h in Serie mit einer Spannungsquelle $\mu_{EC} \hat{U}'_C$ ersetzt. Hierbei ist R_h der Kehrwert des Diffusionsleitwerts G_D aus Gleichung (60):

$$R_h = 1/G_D = U_B/J_E \quad (98)$$

μ_{EC} ist durch Gleichung (97) gegeben. Nach Figur 22 gilt folgende Beziehung:

$$\hat{U}'_E = R_h \hat{J}'_E + \mu_{EC} \hat{U}'_C \quad (99)$$

Die Spannungsquelle $\mu_{EC} \hat{U}'_C$ entspricht der Rückwirkung der Kollektorspannung auf den Emittterstrom infolge Änderung der Basisdicke; wenn wir in der Gleichung (99) $\hat{J}'_E = 0$ setzen, so finden wir

$\mu_{EC} = \widehat{U}'_E / \widehat{U}'_C$, entsprechend der Gleichung (97). Der Faktor μ_{EC} liegt in der Grössenordnung $10^{-3} \dots 10^{-4}$.

Der in Sperrichtung gepolte Kollektorübergang ist im Schema von Figur 22 durch eine Stromquelle $\alpha'_0 \widehat{J}'_E$ und durch einen Leitwert G_C ersetzt; α'_0 ist durch Gleichung (85) und G_C durch (90) gegeben. Aus Figur 22 kann man ablesen:

$$\widehat{J}'_C = -\alpha'_0 \widehat{J}'_E + G_C \widehat{U}'_C \quad (100)$$

Die Verstärkerwirkung des Transistors in dieser Schaltung rührt von der verschiedenen Grösse der Eingangs- und Ausgangswiderstände her, während Eingangs- und Ausgangsstrom praktisch gleich gross sind, da α'_0 nur wenig kleiner als 1 ist und der Beitrag von $G_C \widehat{U}'_C$ nicht ins Gewicht fällt. R_h und $1/G_C$ haben typische Werte von etwa 30 bzw. 10^6 Ohm. – Als Gegenbeispiel diene ein Transformator, bei dem etwa der Ausgangsstrom \ddot{u} -mal kleiner als der Eingangsstrom, während der Ausgangswiderstand \ddot{u}^2 -mal grösser als der Eingangswiderstand ist.

Die vorhin erwähnten Ergänzungen des Ersatzbildes betreffen den Basisraum und den Kollektorübergang. Wir betrachten hier nur legierte Transistoren, für die das Ersatzbild von Figur 23 zutrifft.

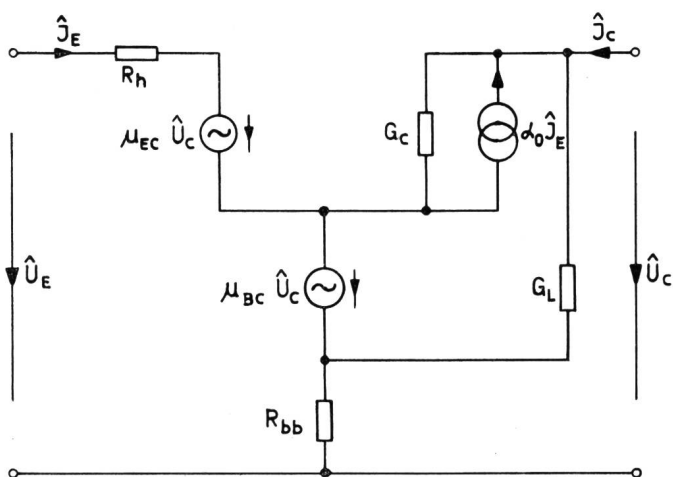
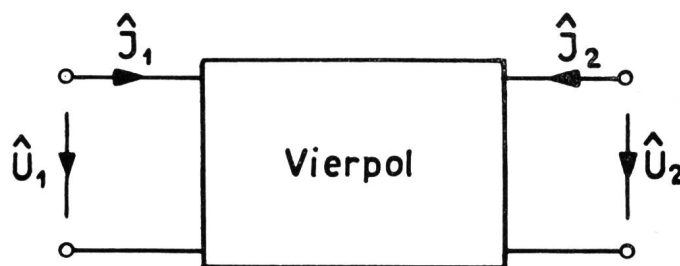


Fig. 23. Vollständiges Ersatzbild des legierten Flächentransistors in Basisschaltung für kleine Signale bei niederen Frequenzen

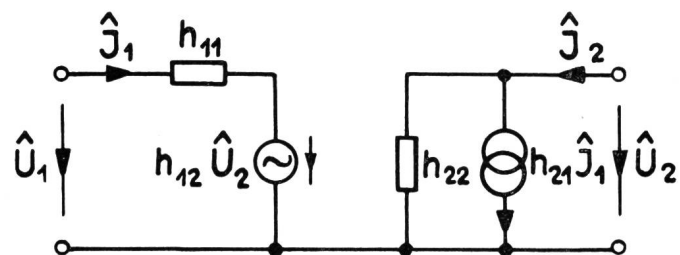
Der Leitwert G_L steht für den bereits früher erwähnten Oberflächenkriechstrom des Kollektorübergangs. Das n-Germanium weist zwischen dem äusseren Basisanschluss und der Gegend zwischen den beiden Übergängen einen ohmschen Widerstand auf, der in Figur 23 mit R_{bb} bezeichnet ist. Schliesslich findet man noch eine Spannungsquelle $\mu_{BC} \widehat{U}_C$, die folgenden Ursprung hat: zum Basisanschluss fliesst ein Gleichstrom $J_B = (1 - \alpha'_0) J_E + J_{c0}$, der einen Spannungsabfall an R_{bb} hervorruft. Wenn der Kollektorgleichspannung eine Wechselfspannung \widehat{U}_C überlagert wird, so schwankt auch die Basisdicke im Rhythmus der Wechselfspannung. Derjenige Teil des Basiswiderstandes R_{bb} , der sich zwischen den beiden pn-Über-

gängen befindet, ändert sich daher ebenfalls im Rhythmus der Kollektor-Wechselfspannung. Der Basisgleichstrom J_B erzeugt nun an diesem periodisch schwankenden Widerstand eine Wechselfspannung, die durch eine Spannungsquelle in Serie mit R_{bb} dargestellt werden kann. – Es ist noch zu bemerken, dass sich dieser letzterwähnte Effekt bei den gezogenen Flächentransistoren wegen des andersartigen Aufbaus viel stärker bemerkbar macht. Im übrigen sieht das Ersatzschema des gezogenen Flächentransistors ganz ähnlich aus wie das von Figur 23.

Der Transistor kann wechselfstrommässig wie die Elektronenröhre als Vierpol dargestellt werden. Das allgemeine Schema eines Vierpols ist in Figur 24a gezeichnet. Die Beziehungen zwischen den Eingangs-



a.)



b.)

Fig. 24. Vierpol
a) Allgemeine Darstellung mit je zwei Eingangs- und Ausgangsklemmen
b) Darstellung durch die gemischten oder h-Parameter

grössen $\widehat{U}_1, \widehat{J}_1$ und den Ausgangsgrössen $\widehat{U}_2, \widehat{J}_2$ können durch sechs verschiedene Zusammenstellungen von je zwei Gleichungen ausgedrückt werden. Für Transistoren als besonders geeignet erwies sich das Ersatzschema von Figur 24b, für das folgende Gleichungen gelten:

$$\widehat{U}_1 = h_{11} \widehat{J}_1 + h_{12} \widehat{U}_2 \quad (101)$$

$$\widehat{J}_2 = h_{21} \widehat{J}_1 + h_{22} \widehat{U}_2 \quad (102)$$

Man nennt die Koeffizienten $h_{11} \dots h_{22}$ die gemischten oder h-Parameter (h von «hybrid» = gemischt). Die Ähnlichkeit von Figur 22 mit Figur 24b springt in die Augen; ebenso sind die Gleichungen (99) und (100) gleich aufgebaut wie (101) und (102). Die Grössen R_h, μ_{EC}, α'_0 und G_C sind denn auch nichts anderes als die h-Parameter des idealen Transistors, wenn der

Basisanschluss dem Eingang und dem Ausgang gemeinsam ist, oder wie man auch sagt: wenn der Basisanschluss geerdet ist. Für diese sogenannte *Basis-schaltung* hat man die Gleichungen (101) und (102) in folgender Form zu schreiben:

$$\widehat{U}_E = h_{11B}\widehat{J}_E + h_{12B}\widehat{U}_C \quad (103)$$

$$\widehat{J}_C = h_{21B}\widehat{J}_E + h_{22B}\widehat{U}_C \quad (104)$$

Die Parameter $h_{11B} \dots h_{22B}$ können aus dem Ersatzbild von Figur 23 berechnet werden und haben mit guter Näherung folgende Werte:

$$h_{11B} = R_h + (1 - \alpha'_o) R_{bb} \quad (105)$$

$$h_{12B} = \mu_{EC} + \mu_{BC} + R_{bb}(G_C + G_L) \quad (106)$$

$$h_{21B} = -\frac{\alpha'_o + R_{bb}G_C}{1 + R_{bb}G_C} = -\alpha_o \cong -\alpha'_o \quad (107)$$

$$h_{22B} = \frac{G_C}{1 + R_{bb}G_C} + G_L \cong G_C + G_L \quad (108)$$

Gleichung (106) deutet an, dass vier verschiedene Rückwirkungseffekte vom Kollektor auf den Emitter vorhanden sind, nämlich: die Rückwirkung auf den Emitterübergang infolge Änderung der Basisdicke (μ_{EC}), die Modulation des Basiswiderstandes (μ_{BC}), zwei Spannungsteilereffekte infolge G_C bzw. G_L mit R_{bb} . Das Produkt $G_C R_{bb}$ ist immer klein gegen 1 und α'_o , so dass die in den Gleichungen (107) und (108) angegebenen Näherungen zulässig sind.

Ähnlich wie bei den Elektronenröhren Kathode, Gitter oder Anode geerdet werden können (Kathodenbasis-, Gitterbasis- und Anodenbasis-Schaltung), so kann man den Transistor mit geerdetem Emitter, geerdeter Basis oder mit geerdetem Kollektor betreiben (Emitter-, Basis- oder Kollektorschaltung). Wir haben vorhin die h-Parameter für die Basis-schaltung angegeben; auch für die Emitter- und die Kollektorschaltung gibt es natürlich ein allgemeines Ersatzbild nach Figur 24b, dessen Parameter $h_{11E} \dots h_{22E}$ bzw. $h_{11C} \dots h_{22C}$ aus den Parametern der Basis-schaltung berechnet werden können. Aus diesen Parametern kann man die Eigenschaften des Transistors als Verstärker berechnen, zum Beispiel Eingangs- und Ausgangswiderstand, optimale Anpassungswiderstände, Strom-, Spannungs- und Leistungsverstärkung. Wir können jedoch hier nicht mehr darauf eingehen.

Zwischen dem Flächentransistor und der Elektronenröhre bestehen gewisse Analogien. Der Emitter entspricht der Kathode, denn wie von der Kathode die Elektronen ausgehen, so injiziert der Emitter Minoritätsträger (Löcher oder Elektronen) in das Basisgebiet. Infolge dieser zwei Arten von Ladungsträgern bestehen beim Transistor gewisse Schaltungsmöglichkeiten, die man bei der Elektronenröhre nicht hat. Wie das Gitter den Elektronenstrom steuert, so sind die Eigenschaften des Basisraums massgebend für die meisten wichtigen Kenngrößen des Transistors. Schliesslich ist die Analogie zwischen Kollektor und Anode evident, denn in beiden Fällen werden die Ladungsträger schliesslich von diesen Elektroden aufgenommen. Ein wichtiger Unterschied besteht darin,

dass der Transistor nicht, wie die Elektronenröhre, leistungslos gesteuert werden kann, denn die Steuer-elektrode (Emitter bei der Basis-schaltung, Basis bei der Emitter- und Kollektorschaltung) nimmt stets einen Steuerstrom auf; bekanntlich verbraucht hingegen bis zu relativ hohen Frequenzen die Elektronenröhre keinen Steuerstrom, sondern es genügt eine Spannung. Daher weist auch das Ersatzschema einer Elektronenröhre nur drei Schaltungselemente auf; es fehlt ein Widerstand im Eingangskreis, der Leistung verbraucht. – Gewisse Analogien bestehen auch zwischen den *Gleichstromkennlinien* der beiden Geräte, und zwar vergleicht man am besten den Flächentransistor mit einer Penthode, was schon wegen des hohen Ausgangswiderstandes des Transistors angezeigt ist. In Figur 25 sind die Ausgangskennlinien

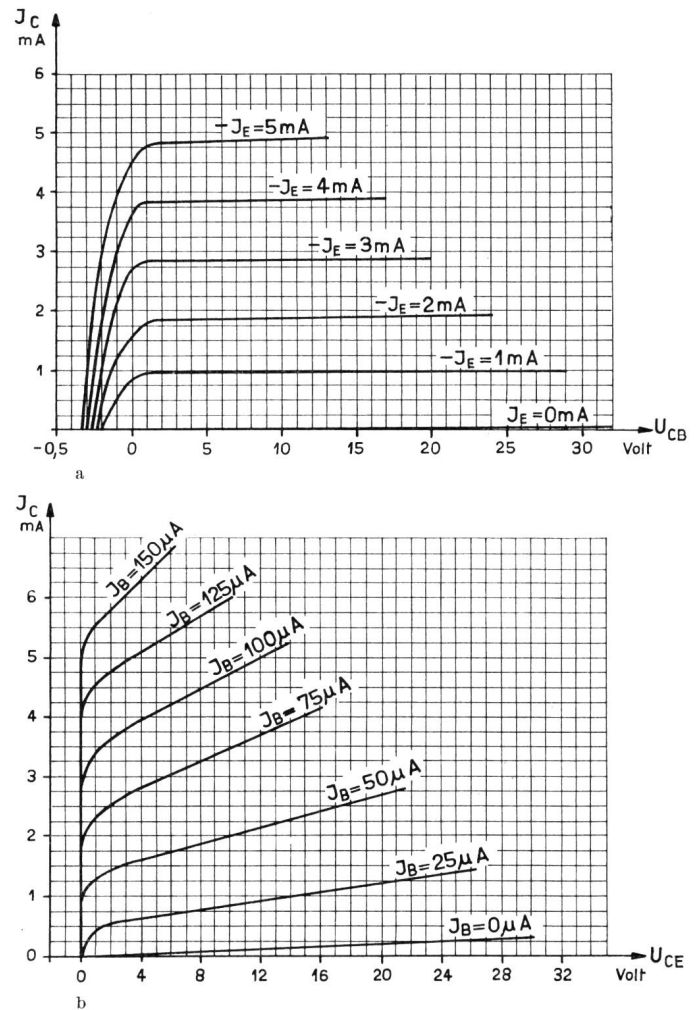


Fig. 25a und 25b. Kollektorkennlinien eines npn-Flächentransistors
a) in Basisschaltung
b) in Emitterschaltung

eines Flächentransistors gezeichnet, und zwar a für die Basisschaltung und b für die Emitterschaltung. Die Kurven verlaufen ganz ähnlich wie bei einer Penthode, nur entspricht die konstante Gittervorspannung der Penthode beim Flächentransistor in Basisschaltung einem konstanten Emitterstrom und in Emitterschaltung einem konstanten Basisstrom.

In diese Kennlinienfelder können, wie bei einer Röhre, Widerstandsgeraden hineingelegt werden. Die Kennlinienfelder benützt man hauptsächlich für die Ermittlung der Eigenschaften des Transistors als Leistungsverstärker in Endstufen, wo die auftretenden Wechselspannungen und -ströme von gleicher Grössenordnung sind wie die angelegten Gleichspannungen und -ströme; in Vorstufen mit kleineren Wechselstromamplituden berechnet man die Verstärkereigenschaften aus dem Vierpolersatzbild bzw. den entsprechenden Parametern. – Der Transistor hat gegenüber der Elektronenröhre den grossen Vorteil, dass keine Heizspannung nötig ist. Diese Tatsache kommt daher, dass in den Halbleitern Germanium und Silizium schon bei Zimmertemperatur genügend freie Ladungsträger vorhanden sind, während diese bei der Elektronenröhre durch Erwärmung der Kathode befreit werden müssen. Im Hochvakuum der Elektronenröhre sind aber die Elektronen unter dem Einfluss elektrischer Felder viel beweglicher als die Löcher oder Elektronen im Halbleiterkristallgitter, wo auch die Diffusionsvorgänge an sich langsamer verlaufen.

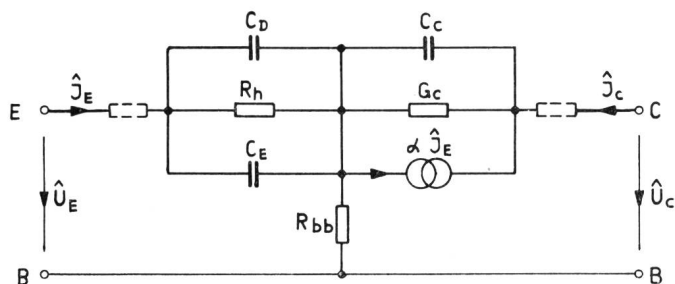


Fig. 26. Ersatzschema des Flächentransistors in Basisschaltung für Hochfrequenz

Damit kommen wir noch auf das *Hochfrequenz-Ersatzschema* des Flächentransistors zu sprechen, das in Figur 26 dargestellt ist. Hier müssen nun die Raumladungs- und Diffusionskapazitäten der beiden pn-Übergänge berücksichtigt werden. Es bedeuten: C_D = Diffusionskapazität des Emitterübergangs; C_E = Raumladungskapazität des Emitterübergangs; C_C = Raumladungskapazität des Kollektorübergangs. Der Kollektorübergang weist zwar ebenfalls eine Diffusionskapazität auf, die aber gegenüber C_C meistens vernachlässigbar klein ist; daher ist keine solche gezeichnet. C_E ist umgekehrt auch klein gegen C_D , kann aber den Emitterwirkungsgrad beeinflussen. Eine Rückwirkung tritt nun vor allem durch C_C und R_{bb} auf (ähnlich wie bei Trioden als Hochfrequenzverstärker wegen der Gitter-Anoden-Kapazität), während man die früher beim Niederfrequenz-Ersatzschema erwähnten Rückwirkungseffekte vernachlässigen kann. Ferner sind beim Emitter und Kollektor noch allfällige Bahnwiderstände gestrichelt gezeichnet, die besonders bei Siliziumtransistoren das Hochfrequenzverhalten beeinflussen können. Es gibt nun ebenfalls wieder eine *Grenzfrequenz des Emitter-*

übergangs, die man aus Gleichung (62) erhalten kann, wenn man L_p durch w ersetzt:

$$\omega_\beta = 2D_p/w^2 \quad (109)$$

Dem entspricht eine Diffusionskapazität

$$C_D = \frac{J_E w^2}{2 U_B D_p} \quad (110)$$

Die Grenzfrequenz ist also umso höher, je kleiner die Basisdicke w ist. Die Stromverstärkung ist nun ebenfalls keine reelle Grösse mehr, da der Transportfaktor β zu einer komplexen Grösse wird; unter Umständen kann dies auch für den Emitterwirkungsgrad zutreffen, zum Beispiel, wenn C_E relativ gross ist. Die Stromverstärkung kann annähernd aus der Formel

$$\alpha = \gamma \eta \frac{\beta_o}{1 + j\omega/\omega_\beta} \quad (111)$$

berechnet werden. Die Gleichungen (109)...(111) sind in dem Masse Näherungen, wie dies für (58) und (59) der Fall ist.

Das wichtigste Mittel, eine möglichst hohe Grenzfrequenz zu erhalten, besteht nach Gesagtem darin, Transistoren mit sehr kleinen Basisdicken w herzustellen. Dies bietet aber sehr grosse technologische Schwierigkeiten. Immerhin ist es den Physikern der Bell Telephone Laboratories in den USA neuerdings – vorläufig nur laboratoriumsmässig – gelungen, auf Basisdicken von $1...2\mu$ hinabzukommen, womit man Grenzfrequenzen (bei Germanium) in der Grössenordnung von 1000 MHz erreicht. Das hierzu verwendete Verfahren ist das der «Aufdiffusion» von Störstellen-Atomen im gasförmigen Zustand bei hoher Temperatur auf einen Halbleiterkristall. Offensichtlich ist es bei so dünnen Schichten recht schwierig, einwandfreie Anschlüsse herzustellen. Es wird aber heute schon erwartet, dass dieses Verfahren billiger kommt als das Legierungsverfahren und also schliesslich das letztere verdrängen wird.

Bevor das eben erwähnte Verfahren bekannt war, betrug die höchsten mit den sogenannten «Surface-Barrier»-Transistoren erreichten Grenzfrequenzen etwa 50 MHz. Hier ermöglichte ein spezielles Verfahren Basisdicken von etwa 5μ . Mit der Legiertechnik kommt man höchstens auf Grenzfrequenzen von $10...15$ MHz. Zu erwähnen ist, dass man im Prinzip mit npn-Transistoren höher kommt als mit pnp-Transistoren, da die Diffusionskonstante D_n grösser ist als D_p . Mit Germanium kommt man höher als mit Silizium, da die Diffusionskonstanten bei Si niedriger sind; hingegen ist Silizium, wie schon erwähnt, günstiger, wenn die Transistoren bei hoher Temperatur betrieben werden sollen. Den erwähnten Schwierigkeiten versuchte man abzuwehren, indem man im Basisraum sozusagen ein elektrisches Feld «einbaute», was man durch eine vom Emitter gegen den Kollektor abnehmende Störstellendichte erreichen kann; nach dem Boltzmannschen Gesetz – Gleichung (32) – führt dies auf eine Potentialdifferenz zwischen Emitter und Kollektor. Dieses zusätzliche

elektrische Feld im Basisraum bewirkt, dass die Minoritätsträger sich schneller bewegen als bei reiner Diffusion. Auch so kam man aber mit der Grenzfrequenz nicht um Größenordnungen höher. Auch andere Konstruktionen, wie Tetroden usw., halfen nicht viel weiter.

Der Spitzentransistor

Der von *Bardeen* und *Brattain* vor dem Flächentransistor erfundene Spitzentransistor wird heute nicht mehr so viel verwendet, spielt aber noch eine gewisse Rolle in elektronischen Rechenmaschinen. – Die Urform des Spitzentransistors, der A-Transistor, bestand aus einem Stück n-Germanium, auf dem in möglichst kleinem gegenseitigem Abstand zwei Spitzen aus Phosphorbronze aufgesetzt sind (s. Fig. 27a).

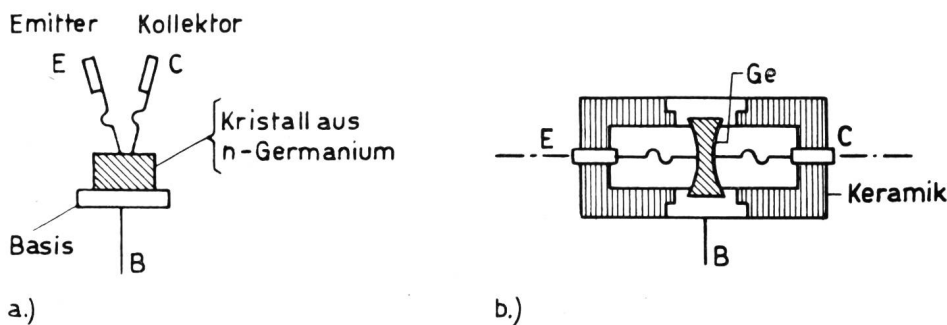


Fig. 27.

Ausführung von Spitzentransistoren
 a) Der A-Transistor
 b) Der koaxiale Spitzentransistor
 (der Name kommt vom koaxialen Einbau in eine Keramikpatrone)

Eine Basis-Elektrode macht rein metallischen Kontakt mit dem Germanium-Plättchen. Wie beim Flächentransistor ist der Emitter positiv, also in Flussrichtung, gegen das n-Germanium vorgespannt, und injiziert Minoritätsträger, also Löcher in die Basis. Der Kollektor ist in Sperrichtung, also negativ gepolt. Infolge der Spitzenwirkung fließt aber am Kollektor ein viel grösserer Sperrstrom J_{co} als beim Flächentransistor (Größenordnung 1 mA gegenüber 1...10 μ A). Es entsteht in der Nähe der Kollektorspitze eine starke negative Raumladung, während an der Oberfläche unter der Spitze ein pn-Übergang vorhanden ist. Durch die negative Raumladung werden die vom Emitter injizierten Löcher zum Kollektor gezogen. Man nimmt an, dass diese Löcher-raumladung die Raumladungsverhältnisse in der Kollektorsperrschicht so verändert, dass die Änderung des Kollektorstroms grösser sein kann als die Änderung des Emitterstroms, durch die sie bewirkt wird; wie das geschieht, weiss man aber nicht genau. Man erhält auf diese Weise Stromverstärkungen $\alpha = \Delta J_C / \Delta J_E$, die grösser als 1 sind. Der Kollektor der Spitzentransistoren muss formiert werden, indem man mehrmals einen Kondensator über die Kollektorstrecke entlädt; was hierbei passiert, weiss man ebenfalls nicht genau. Wie beim Flächentransistor ist auch eine Rückwirkung vom Kollektor auf den Emitter vorhanden; ferner treten natürlich auch Rekombinationsvorgänge ein. Der Abstand der beiden Spitzen des Emitters und des Kollektors spielt ungefähr dieselbe Rolle wie die Basisdicke w bei den

Flächentransistoren; er muss umso niedriger sein, je höher die Grenzfrequenz sein soll. Infolge der Raumladungsfelder in der Basis werden die Löcher auch elektrisch beschleunigt, so dass man auf verhältnismässig hohe Grenzfrequenzen kommt. – Statt n kann man auch p-Germanium verwenden, wodurch man den sogenannten p-Transistor erhält; er muss (analog zum npn-Flächentransistor) mit umgekehrter Polarität der Spannungen gegenüber dem A-Transistor betrieben werden. – Während man zuerst glaubte, der Transistoreffekt sei eine Oberflächenerscheinung, wurde durch den sogenannten *koaxialen Transistor* bewiesen, dass die Vorgänge im Innern des Ge-Kristalls wichtiger sind (s. Fig. 27b). Hier sitzen die beiden Spitzen auf den gegenüberliegenden Seiten eines Ge-Plättchens von etwa 0,05 mm Dicke; trotz-

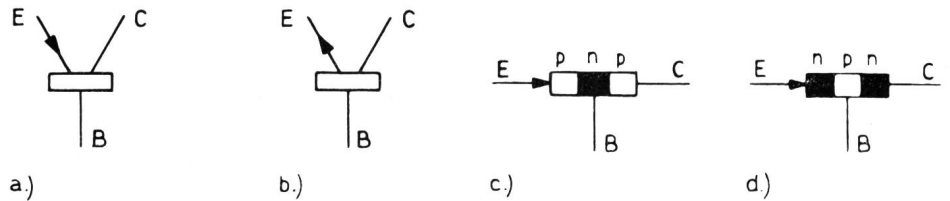
dem funktioniert er gleich wie der A-Spitzentransistor. Vom koaxialen zum Flächentransistor war dann der Schritt nicht mehr so gross; trotzdem muss die Leistung von *W. Shockley*, die Vorausberechnung des Flächentransistors in den wichtigsten Eigenschaften, als überragend bezeichnet werden. Der Flächentransistor bietet gegen den Spitzentransistor den Vorteil, dass seine Berechnung nur ein eindimensionales Problem darstellt, wobei die massgebenden Vorgänge (Diffusion und Rekombination) mathematisch gut erfassbar sind, jedenfalls viel besser als die Bewegungen der Löcher in den Raumladungsfeldern des Basisraumes beim Spitzentransistor.

Transistor-Symbole

Das erste Transistorsymbol von Figur 28a wurde von der Urform des Spitzentransistors, dem A-Transistor, abgeleitet. Der Emitter ist durch einen gegen die Basis zeigenden Pfeil gekennzeichnet, der zugleich die Richtung des Emitterstroms angibt. Nach Figur 28b wurde später der p-Transistor durch Umkehrung des Pfeils vom A-Transistor unterschieden. Diese beiden Symbole wurden auch für den pnp- und den npn-Flächentransistor übernommen. Es wäre aber oft nützlich, die Flächentransistoren von den Spitzentransistoren unterscheiden zu können. Sehr einfach zu zeichnen wären die Symbole der Figuren 28c und d, die die drei Gebiete von verschiedenem Leitfähigkeitstypus zeigen. Die p-Gebiete sind weiss und die n-Gebiete schwarz gezeichnet. Der Emitter wird

Fig. 28. Transistor-Symbole

- a) A-Spitzentransistor oder pnp-Flächentransistor
 b) p-Spitzentransistor oder npn-Flächentransistor
 c) pnp-Flächentransistor
 d) npn-Flächentransistor



durch einen gegen den Transistor weisenden Pfeil ausgezeichnet. Dieses Symbol wurde von *Mende* (in dem Büchlein «Rundfunkempfang ohne Röhren») angegeben und stellt wahrscheinlich den besten bis jetzt gemachten Vorschlag dar.

Bibliographie

Bücher über die physikalischen Grundlagen

- W. Shockley*. Electrons and Holes in Semiconductors. New York 1950.
E. Spenke. Elektronische Halbleiter. Berlin 1955.
L. Marton. Advances in Electronics and Electron Physics. New York 1955. Mit Aufsätzen über «The Physics of Semiconductor Materials» und «Theory of the Electrical Properties of Germanium and Silicon».
W. Schottky. Halbleiterprobleme. Braunschweig; Vol. I, 1954; Vol. II, 1955; Vol. III, 1956.
G. Goudet et C. Meuleau. Les semiconducteurs. Paris 1957.
 Bücher über Transistoren und ihre Anwendung
J. Dosse. Der Transistor. München 1955.
H. Schreiber. Technique et applications des transistors. Paris 1955.
R. F. Shea. Principles of Transistor Circuits. New York 1953. (Bereits nicht mehr ganz zeitgemäss.)
R. F. Shea. Transistor Audio Amplifiers. New York 1955.
A. W. Lo, R. O. Endres. . . Transistor Electronics. New York 1955.
M. J. O. Strutt. Transistoren. Zürich 1954. (Auch schon etwas veraltet.)
 Transistors I. Published by RCA Laboratories. Princeton 1956.
M. S. Kiver. Transistors in Radio and Television. New York 1956.
H. Richter. Transistor-Praxis. Stuttgart 1956.

R. D. Middlebrook. An Introduction to Junction Transistor Theory. New York 1957.

H. Schreiber. Appareils à transistors. Paris 1956.

Grundlegende oder lesenswerte Artikel in technischen Zeitschriften

- W. Shockley*. The Theory of p-n Junctions in Semiconductors and p-n Junction Transistors. Bell Syst. Techn. J. **28** (1949), 435..489.
W. Shockley, M. Sparks and G. K. Teal. p-n Junction Transistors. Phys. Rev. **83** (1951), 151..162.
I. M. Early. Effects of Space-Charge Layer Widening in Junction Transistors. Proc. Inst. Radio Engrs **40** (1952), 1401..1406.
W. M. Webster. On the Variation of Junction Transistor Current-Amplification Factor with Emitter Current. Proc. Inst. Radio Engrs **42** (1954), 914..920.
R. L. Pritchard. Frequency Variations of Junction Transistor Parameters. Proc. Inst. Radio Engrs **42** (1954), 786..799.
L. J. Giacoletto. Study of P-N-P Alloy Junction Transistor from DC through Medium Frequencies. RCA-Rev. **15** (1954), 506..562.
I. M. Early. Design Theory of Junction Transistors. Bell Syst. Techn. J. **32** (1953), 1271..1312.
G. Meyer-Brötz. Die Vierpolparameter des Flächentransistors in den drei Grundschaltungen. Telefunken Ztg **29** (1956), 21..28.
G. L. Pearson and W. H. Brattain. History of Semiconductor Research. Proc. Inst. Radio Engrs **43** (1955), 1794..1806.
F. Herman. The Electronic Energy Band Structure of Silicon and Germanium. Proc. Inst. Radio Engrs **43** (1955), 1703..1732.

Der Verstand ist das am gerechtesten unter den Menschen verteilte Gut, da jeder den auf ihn gefallen Anteil für vollkommen ausreichend hält, so dass sogar schon der bescheidenste Zweifel hieran als Verletzung empfunden wird.

Descartes.