Zeitschrift: Bulletin de l'Association suisse des électriciens
Herausgeber: Association suisse des électriciens
Band: 47 (1956)
Heft: 21

Artikel: Grundlagen der Halbleiter und Transistoren
Autor: Winiger, F.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-1058231

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 04.12.2025

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

47e année N° 21 Samedi, le 13 Octobre 1956

BULLETIN

DE L'ASSOCIATION SUISSE DES ELECTRICIENS

ORGANE COMMUN

DE L'ASSOCIATION SUISSE DES ELECTRICIENS (ASE) ET DE L'UNION DES CENTRALES SUISSES D'ELECTRICITE (UCS)

Grundlagen der Halbleiter und Transistoren

Von *F. Winiger*, Zürich

621.315.592 + 621.314.7

Ausgehend von der Kristallstruktur beschreibt der vorliegende Artikel den Mechanismus der Stromleitung in einer Gruppe von Materialien, die unter dem Namen Halbleiter in der modernen Elektrotechnik wichtig geworden sind. Es wird das Vorhandensein von negativen Ladungsträgern, den bekannten Elektronen, und von positiven Ladungsträgern, die man Löcher nennt, erklärt und ihr Verhalten im Stoff beschrieben. Auf Grund dieser physikalischen Erscheinungen werden die Wirkungsweise und die grundlegenden elektrischen Eigenschaften der heute wichtigsten Halbleitervorrichtungen, des Flächengleichrichters, auch p-n-Übergang oder p-n-Junction genannt, und des Transistors, hergeleitet. Langatmige mathematische Ableitungen sind bewusst vermieden, und auf die Anwendung der Quantentheorie wurde verzichtet, soweit dies für eine einfache, jedoch exakte Darstellung der Vorgänge möglich ist. Die gewählte Darstellungsart ist besonders dem mit der Elektrotechnik, jedoch nicht mit dieser Materie vertrauten Fachmann angepasst, welcher sich für die physikalischen Hintergründe nur soweit interessiert, als es für das Verständnis der von ihm verwendeten Schaltelemente notwendig ist.

Exposé, en partant de la structure cristalline, du mécanisme de la conduction du courant dans un groupe de matériaux appelés des «semi-conducteurs», qui ont acquis une grande importance pour l'électrotechnique moderne. Description de la présence de porteurs de charges négatives (n, électrons) et de porteurs de charges positives (p, charges lacunaires ou trous), ainsi que de leur comportement dans la matière. En se basant sur ces phénomènes physiques, l'auteur indique ensuite le fonctionnement et les propriétés électriques essentielles des montages à semi-conducteurs, tels que le redresseur à barrière de surface (dit également à jonctions p-n) et le transistron. Il fait volontairement abstraction de longs exposés mathématiques et de l'application de la théorie des quantas, dans la mesure où cela est possible pour exposer ces phénomènes simplement, mais d'une manière précise, à l'intention des électrotechniciens qui ne sont pas encore familiarisés avec ce nouveau domaine et qui ne s'intéressent aux causes physiques que pour mieux comprendre les montages qu'ils ont à utiliser.

1. Einleitung

Während die Halbleiter und die physikalischen Gesetze, welche sie beherrschen, schon länger bekannt sind, erhielten ihre technischen Anwendungen erst im Verlauf der letzten Jahre Bedeutung. Besonders mit dem Transistor wurde ein Verstärker und Schaltelement geschaffen, welches nicht nur schon bestehende zu ersetzen vermag, sondern auch völlig neue, für den Schaltungstechniker interessante Eigenschaften aufweist. Der vorliegende Artikel bezweckt vor allem, von der Wirkungsweise des Transistors sowohl in qualitativer als auch in quantitativer Hinsicht ein möglichst gutes Bild zu geben. Die physikalischen Hintergründe, d. h. die Physik der Halbleiter, soll nur soweit betrachtet werden, als sie für das Verständnis der Vorgänge im Transistor notwendig ist. Die Festkörperphysik hat ein sehr gutes Modell, nämlich die Energiebandtheorie, entwickelt, welches die Vorgänge im Halbleiter auf einfache Art erklärt. Die exakte Herleitung und Erklärung dieses Bandmodells würde jedoch den Rahmen dieses Artikels überschreiten. Deshalb soll auch auf ihre Anwendung verzichtet werden. Die hier gewählte Darstellungsart ist besonders für den mit der Elektrotechnik vertrauten Schaltungsentwickler gedacht.

Die Elektrizitätsleitung in irgend einem Stoff ist an das Vorhandensein von *freien* Ladungsträgern gebunden. Als Ladungsträger kommen in erster Linie die Elektronen in Frage. Die Leitfähigkeit eines Körpers ist um so grösser, je grösser die Zahl der freien Ladungsträger und je grösser ihre Beweglichkeit, d. h. die Geschwindigkeit pro Einheitsfeld, ist. Elektronen sind in der Materie immer vorhanden, jedoch bei einigen Stoffen, den Isolatoren, nicht frei beweglich. Die Elektrizitätsleiter wie z. B. Kupfer haben eine Menge freier Elektronen. Die thermische Energie vermag Bindungen zu zerstören und damit in einem Körper freie Elektronen zu erzeugen. Die Stoffe der Klasse Halbleiter sind im Prinzip Isolatoren. Sie benötigen aber eine relativ kleine Energie, um die gebundenen Elektronen zu befreien, so dass sie bereits bei Raumtemperatur eine gewisse Menge von freien Ladungsträgern und damit eine wenn auch geringe Leitfähigkeit besitzen. Mit steigender Temperatur werden immer mehr Bindungen gebrochen, so dass die Leitfähigkeit mit der Temperatur ansteigt. Die Zunahme der Leitfähigkeit mit steigender Temperatur ist typisch für die Halbleiter. Die Leitfähigkeit der normalen Leiter nimmt bekanntlich mit der Temperatur ab, was auf eine Abnahme der Beweglichkeit zurückzuführen ist. Natürlich nimmt mit steigender Temperatur auch in den Halbleitern die Beweglichkeit ab, jedoch weniger stark als die Zunahme der freien Ladungsträger.

Man kennt heute eine ganze Menge von Halbleitern. Die bekanntesten sind Germanium und

Silizium. Der einfachern Reinigung wegen gibt man heute dem Germanium noch den Vorzug für die Anwendungen. Deshalb soll im weitern für alle Erklärungen Germanium als Beispiel verwendet werden.

2. Der Eigenhalbleiter

Das Element Germanium gehört der vierten Gruppe des periodischen Systems an. Es ist ein sprödes Metall und schmilzt bei ungefähr 960 °C. Chemisch gesehen ist es vierwertig und besitzt damit 4 Elektronen in der äussersten Schale. Kristallographisch ergibt das die Möglichkeit eines regelmässigen, sogenannten kubischen Gitters, wie es die Fig. 1 zeigt. Je zwei Valenzelektronen benachbarter

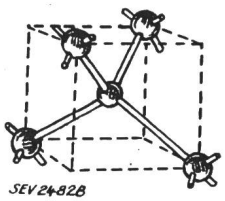

Fig. 1
Kubischer Kristallaufbau von Germanium

Atome erzeugen eine bindende Kraft zwischen den beiden Atomen. Eine solche Bindung bezeichnet man als kovalente Bindung. Der resultierende Kristallaufbau ist quantenmechanisch betrachtet sehr stabil. Ein elektrisches Feld kann wohl die Lage der Atome in den Gitterpunkten verändern; da jedoch die gebundenen Elektronen nicht frei werden, tritt keine Elektrizitätsleitung auf.

Thermische oder optische Energie kann eine solche kovalente Bindung brechen. Es entstehen ein freies Elektron und ein leerer Platz. Durch die abschirmende Wirkung der restlichen gebundenen Elektronen ist die Anzugskraft zwischen diesem freien Elektron und dem positiven Atomkern klein. Es kann sich also frei im Gitter bewegen. Den zurückgebliebenen leeren Platz nennt man ein *Loch*. Dieses kann aus einem Elektron der benachbarten Bindung nachgefüllt werden, wobei ein Loch in dieser Bindung entsteht. Auf diese Art kann sich

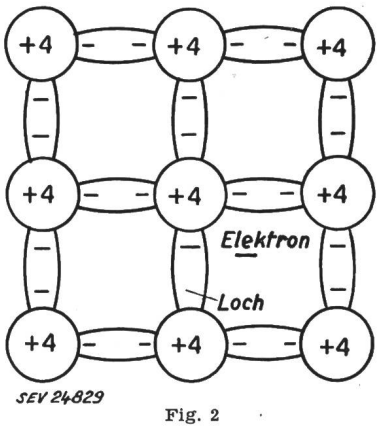

Fig. 2
Schematische Darstellung des Germaniumgitters mit einer kovalenten Bindung, die unter Entstehung eines Loch-Elektron-Paares gebrochen wurde

das Loch im Gitter frei bewegen und zur Elektrizitätsleitung beisteuern. Man kann sich das Loch deshalb als positiv geladenes frei bewegliches Teilchen vorstellen. Fig. 2 zeigt ein zweidimensionales Bild des Germaniumgitters, bei welchem eine kovalente Bindung unter Entstehung eines Loch-Elektron-Paares gebrochen ist.

Man sieht also deutlich, dass bei einem Halbleiter, wie ihn Germanium darstellt, zwei Arten von Ladungsträgern vorkommen, nämlich Elektronen mit einer negativen Ladung $-e$ und Löcher mit einer positiven Ladung $+e$. Sie sind für die Elektrizitätsleitung massgebend. Allerdings sind ihre Beweglichkeiten nicht gleich. Die Beweglichkeit μ_p der Löcher ist nur etwa halb so gross wie die Beweglichkeit μ_n der Elektronen. In reinem Germanium (weniger als ein Fremdatom auf etwa 10^9 Germaniumatome) kommen Löcher und Elektronen immer paarweise vor. Man nennt einen solchen Halbleiter Eigenhalbleiter. Die Zahl n_i der freien Elektronen pro cm³ und die Zahl p_i der Löcher pro cm³ ist gleich (der Index i bedeutet «intrinsic»). Die elektrische Leitfähigkeit (siehe Abschnitt 5) beträgt:

$$\sigma = e\,(n_i\,\mu_n + p_i\,\mu_p) \qquad (1)$$

worin e die Elementarladung ($e = 1{,}602 \cdot 10^{-19}$ C) ist. Die Leitfähigkeit ist also direkt proportional den Konzentrationen der freien Elektronen und Löcher. Eingangs wurde erwähnt, dass die thermische Energie eine kovalente Bindung zu brechen vermag, wobei ein Loch-Elektronpaar entsteht. Damit muss $n_i = p_i$ mit steigender Temperatur ebenfalls zunehmen. Man kann zeigen, dass die Zunahme exponentiell erfolgt. Mit n_i steigt bei zunehmender Temperatur auch die elektrische Leitfähigkeit exponentiell, d. h. stark an. Es ist:

$$n_i = p_i \approx e^{-\frac{E_g}{2kT}} \qquad (2)$$

E_g bedeutet dabei die Energie, die nötig ist, um eine kovalente Bindung zu brechen ($E_g \approx 0{,}7$ eV für Germanium), k ist die Boltzmannsche Konstante ($k = 1{,}380 \cdot 10^{-23}$ J/Grad), T die absolute Temperatur in °K und e die Basis der natürlichen Logarithmen.

Für die folgenden Überlegungen soll nun immer angenommen werden, dass das gesamte betrachtete Germaniumstück monokristallin sei, d. h. es soll sich um einen sogenannten Einkristall handeln.

3. Kristalldefekte

Geringe Störungen im Kristallaufbau haben beim Germanium einen starken Einfluss auf die elektrischen Eigenschaften. Ist dem Germanium ein fünfwertiges chemisches Element wie z. B. Arsen, Phosphor oder Antimon beigemengt, wird an einer Stelle des Kristallgitters das Germaniumatom durch ein Atom dieses Elementes ersetzt. Fig. 3 zeigt die entstandene Struktur. Vier der fünf Valenzelektronen des Fremdatoms bilden mit den benachbarten Germaniumatomen kovalente Bindungen. Das fünfte Elektron ist nur sehr leicht an den Atomkern gebunden. Es ist daher schon bei tiefen Temperaturen frei und trägt zur Elektrizitätsleitung bei. Da das 5wertige Atom ein Elektron abzugeben vermag, nennt man es *Donator*. Es liefert Überschuss-Elektronen, d. h. negative Ladungsträger, und man spricht von n-Germanium.

Die Donatoren selbst sind im Kritallgitter eingebettet und können sich nicht bewegen. Durch den

Verlust eines Elektrons verbleibt ihnen eine positive Einheitsladung. Das betrachtete Stück Germanium verhält sich also elektrisch neutral.

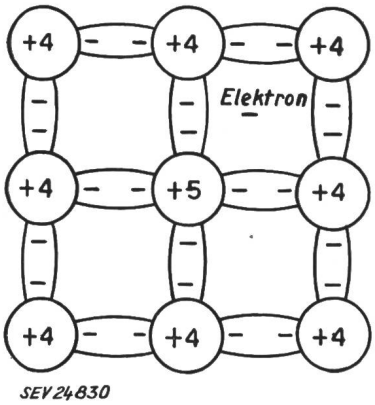

Fig. 3
Schematische Darstellung des Germaniumgitters mit einem Donator-Atom

Man kann ein Germaniumatom auch durch ein Atom eines dreiwertigen Elementes ersetzen, wie z. B. Indium, Bor oder Gallium. Dadurch entsteht ein leerer Platz. Dieser kann schon bei geringer Temperatur durch ein Elektron einer benachbarten kovalenten Bindung nachgefüllt werden. Es entsteht also ein Loch als freier positiver Ladungsträger. Man hat dann sogenanntes *p*-Germanium. Da das eingelagerte Atom ein Elektron aufnehmen kann, nennt man es *Akzeptor*. Die Akzeptoren verhalten sich gleich wie die Donatoren, nur verbleibt ihnen im ionisierten Zustand eine negative Ladung.

Durch diese chemischen Verunreinigungen ist es also möglich, die Leitfähigkeit von reinem Germanium stark zu erhöhen. Die Art der Verunreinigung bestimmt die vorherrschende Ladungsträgerart, Elektronen oder Löcher, und ihre Konzentration legt die Grösse der Leitfähigkeit fest. Reines Germanium hat bei Raumtemperatur einen spezifischen Widerstand von etwa 60 Ωcm. Fügt man nun auf 10^8 Germaniumatome ein Donatoratom in das Gitter ein, so sinkt der spezifische Widerstand auf 4 Ωcm. Man sieht daraus, dass man den spezifischen Widerstand direkt als empfindliches Mass für die Reinheit von Germanium verwenden kann. Da die Aktivierungsenergie der Donatoren und Akzeptoren bedeutend kleiner ist als die einer kovalenten Bindung, ändert sich auch der Temperaturverlauf der Leitfähigkeit oder derjenige seines reziproken Wertes, des spezifischen Widerstandes. In Fig. 4 ist der Verlauf des spezifischen Widerstandes ϱ in Funktion der Temperatur für verschiedene Germaniumproben aufgetragen. Die Kurve *I* gilt für reines Germanium. Man kann den durch die Gleichung (2) bestimmten exponentiellen Abfall von ϱ beobachten. Die Kurve *II* zeigt den Verlauf einer Probe von *n*-Germanium. Schon bei tiefen Temperaturen sind praktisch alle Donatoren ionisiert. Nun nimmt aber bekanntlich die Beweglichkeit mit der Temperatur ab, so dass bei konstanter Ladungsträgerkonzentration wie bei einem gewöhnlichen Leiter auch der Widerstand zunimmt. Es sind jedoch im Germanium nicht nur die von den Donatoren abgegebenen freien Elektronen vorhanden, sondern auch Elektronen und Löcher aus gebrochenen kovalenten Bindungen. Ist die Temperatur erreicht, bei welcher die Zahl der Löcher-Elektronen-Paare die Donatorenzahl überschreitet, fällt die Wirkung der Donatoren zurück, und der spezifische Widerstand folgt der Kurve des reinen Germaniums. In diesem Bereich verhält sich die *n*-Germaniumprobe wie ein Eigenhalbleiter. Bei der Transistorherstellung benötigt man *n*- oder *p*-Germanium. Da aber das Germanium, wie soeben erwähnt, bei hoher Temperatur eigenleitend wird, kann der Transistor in diesem Temperaturbereich nicht mehr funktionieren. Die Temperatur, bei der die Eigenleitung vorzuherrschen beginnt, ist um so grösser, je kleiner der spezifische Widerstand der Probe bei Raumtemperatur ist.

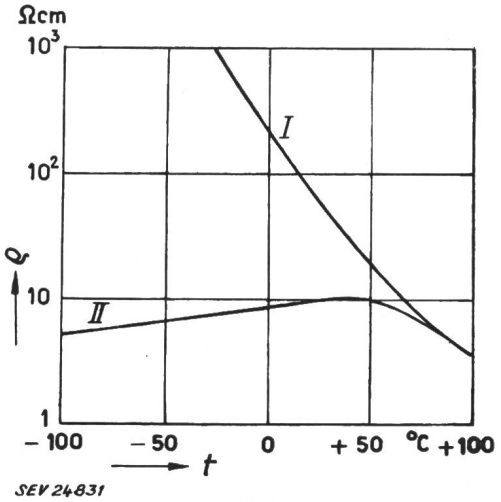

Fig. 4
Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes ϱ von reinem Germanium (Kurve *I*) und *n*-Germanium (Kurve *II*)
t Temperatur

Ausser diesen gewünschten Störungen können im Kristall natürlich noch eine Menge von weitern Defekten bestehen. Eine Störstelle gröbster Art ist die Kristalloberfläche, wo ein plötzlicher Übergang zwischen Kristallgitter und umgebendem Medium stattfindet. Deshalb ist auch die Oberflächenbeschaffenheit bei der Transistorherstellung von grösster Bedeutung. Weitere Störzentren sind die sogenannten «Traps». Sie können ein Elektron oder ein Loch auffangen und es eine gewisse Zeit festhalten und damit die Ladungsdichte in einer Region empfindlich beeinflussen.

4. Generation und Rekombination

Das elektrische Verhalten eines Halbleiters ist allein durch die freien Ladungsträger bestimmt. Die Zahl der freien Elektronen, im folgenden nur noch Elektronen genannt, beträgt n pro cm^3, diejenige der Löcher p pro cm^3. Es kann entweder $n > p$ sein beim *n*-Halbleiter, $n = p = n_i = p_i$ beim Eigenhalbleiter, oder $n < p$ beim *p*-Halbleiter. Die Art der vorherrschenden Träger, also bei *n*-Germanium die Elektronen, bezeichnet man als *Majoritätsträger*, und die andere Art, also bei *n*-Germanium die Löcher, als *Minoritätsträger*. Liegt an der Probe kein elektrisches Feld, bewegen sich beide Träger-

arten in einer zufälligen Zickzacklinie. Dabei ist es immer möglich, dass ein Elektron in den leeren Platz einer kovalenten Bindung zurückfällt und dort bleibt. Damit verschwindet ein Loch-Elektron-Paar, oder, wenn man vom Gitter abstrahiert, kann man sagen, Löcher und Elektronen hätten *rekombiniert*. Durch die Vorstellung des Loches als positiv geladenes Teilchen, ist es daher möglich, für die weitern Betrachtungen den Gitteraufbau und die eigentliche Entstehungsgeschichte der Ladungsträger zu vergessen und mit den Trägern als solche weiter zu arbeiten.

Genau gleich wie ein Loch-Elektron-Paar verschwinden kann, können, z. B. durch thermische Anregung, neue entstehen. Diesen Vorgang nennt man *Generation*. Die Zahl der pro Zeiteinheit unabhängig erzeugten Löcher-Elektronen-Paare sei nun g. Die Zahl, die pro Zeiteinheit rekombiniert, ist natürlich proportional der bereits vorhandenen Menge von Löchern und Elektronen, d. h. mit r als Proportionalitätsfaktor ist sie $r \cdot p \cdot n$. Bei einer bestimmten Temperatur wird sich immer ein Gleichgewichtszustand einstellen. Es muss die Generation gleich der Rekombination sein. Es gilt also:

$$g = r\,n\,p \tag{3}$$

Daraus findet man sofort mit Gleichung (2) die wichtige Beziehung:

$$n\,p = n_i{}^2 = \frac{g}{r} \approx \mathrm{e}^{-\frac{E_g}{kT}} \tag{4}$$

Das Produkt der Minoritätsträger und Majoritätsträger ist also für einen bestimmten Halbleiter eine nur noch von der Temperatur abhängige Grösse und gleich dem Quadrat der sogenannten *Inversionsdichte* n_i. Für Germanium beträgt n_i bei Raumtemperatur etwa 10^{13} cm^{-3}. Fügt man nun dem Germanium eine Zahl von Donatoren bei, z. B. $n = 10^{16}$, so ist nach obiger Beziehung auch die Zahl der Löcher, der Minoritätsträger, bekannt, nämlich $p = 10^{10}$ cm^{-3}. Dabei wurde vorausgesetzt, dass alle Donatorenstellen erregt sind, was wie schon oft wiederholt, bei Raumtemperatur praktisch der Fall ist. Ferner wurde im obigen Beispiel die Elektronenzahl $n = n_d + n_i \approx n_d$ gesetzt, was aber bei den gewählten Zahlen einen Fehler von nur 1 ‰ ergibt. Man sieht daraus, dass durch die Angabe des spezifischen Widerstandes ϱ, der durch bekannte Konstanten mit der Ladungsträgerzahl verknüpft ist, und durch die Angabe des Types (n oder p), das Germaniumstück statisch vollkommen bestimmt ist.

Durch äussere Einflüsse ist es möglich, den Gleichgewichtszustand zu stören. Sobald die Störung aufhört, wird aber das Gleichgewicht sofort wieder angestrebt. Man kann das Gleichgewicht durch Injektion zusätzlicher Minoritäts- oder Majoritätsträger stören, wobei nur der erste Fall interessant ist. Nimmt man an, dass in ein Stück n-Germanium zusätzlich p_{z0}-Löcher auf irgend eine Art injiziert wurden, ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Loch mit einem Elektron zusammentrifft und rekombiniert, natürlich um so grösser, je grösser in jedem Zeitmoment der Überschuss p_z ist. Ist $\mathrm{d}p_z$ die Zahl der pro Zeiteinheit durch Rekombination verschwindenden Löcher, findet man sofort:

$$\mathrm{d}p_z = \frac{p_z}{\tau_p}\,\mathrm{d}t \tag{5}$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung ergibt sofort die Konzentration der Löcher in Funktion der Zeit. Sie heisst:

$$p_z = p_{z0}\,\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau_p}} \tag{6}$$

Der in Gleichung (5) willkürlich eingeführte Proportionalitätsfaktor τ_p ist also die Lebensdauer der Löcher in n-Material. Der Wert von τ_p ist eine zweite wichtige Materialkonstante. Er bestimmt das Verhalten der injizierten Minoritätsträger. Für die Herstellung guter Transistoren muss der Wert von τ_p gross sein. Heute übliches Transistormaterial hat τ_p-Werte von 100...500 µs.

Geht man von p-Material aus und stört das Gleichgewicht mit einer Zahl von n_{z0}-Elektronen, findet man auf analoge Weise einen Faktor τ_n, die Lebensdauer der Elektronen in p-Material.

Spricht man bei einem Halbleiter von seiner Lebensdauer, so ist immer dieser Wert τ_p oder τ_n gemeint, die Abklingzeit von Minoritätsträgern, welche künstlich in die Probe injiziert wurden. Wie in der Praxis Ladungsträger injiziert werden können, soll später eingehend erläutert werden. Die einfachste Methode besteht in der Bestrahlung des Halbleiters mit einem Lichtstrahl oder mit Röntgenstrahlen.

5. Trift- und Diffusionstrom

Wie bereits erwähnt wurde, bewegen sich im neutralen Germanium die Elektronen und Löcher in rein zufälligen Zickzacklinien. Ein Elektron oder ein Loch hat zufolge der Temperatur eine bestimmte Geschwindigkeit. Indem es gegen Atomkerne stösst, ändert es aber fortwährend seine Bewegungsrichtung und beschreibt so im Kristallgitter eine vollkommen willkürliche Bahn. Für die kinetische Energie der Ladungsträger gilt mit guter Annäherung die statistische Verteilungsfunktion nach Boltzmann:

$$\mathrm{P}(E) = \mathrm{e}^{-\frac{E}{kT}} \tag{7}$$

$\mathrm{P}(E)$ ist die relative Zahl der Löcher oder Elektronen, die eine Energie grösser E besitzen.

Legt man nun an das Germaniumstück der Länge l eine Spannung U, so entsteht ein elektrisches Feld von der Grösse U/l. Dieses Feld hat eine Bewegung der Ladungsträger zur Folge. Damit überlagert sich der erwähnten zufälligen Bewegung eine Triftbewegung. In der Fig. 5 ist die Bewegung eines Elektrons *mit* (*b*) und *ohne* (*a*) zusätzliches Feld dargestellt.

Die Triftgeschwindigkeit v ist proportional der Feldstärke K.

$$v = \mu\,K \tag{8}$$

Die Proportionalitätskonstante μ, die Beweglichkeit, ist für Löcher und Elektronen im allgemeinen verschieden. Sie ist eine Materialkonstante, jedoch

noch von der Temperatur abhängig, und zwar nimmt sie mit steigender Temperatur ab. Bei Germanium findet man für die Beweglichkeit μ_n der Elektronen 3600 cm²/Vs, und für die Beweglichkeit μ_p der Löcher 1700 cm²/Vs.

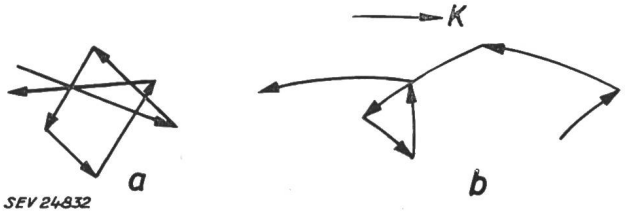

Fig. 5
Bewegung eines Elektrons im Germanium
a ohne äusseres Feld; *b* mit äusserem Feld *K*

Die Löcher bewegen sich also langsamer. Besitzt der Halbleiter n Elektronen pro cm³ und p Löcher pro cm³, so entsteht zufolge dieser Trift eine Stromdichte von der Grösse:

$$j = e\,(n\,\mu_n + p\,\mu_p)\,K \qquad (9)$$

Obwohl sich die Löcher entgegengesetzt bewegen wie die Elektronen, fliesst ihr Triftstrom in der gleichen Richtung wie derjenige der Elektronen, da auch ihre Ladung entgegengesetzt ist. Dividiert man Gleichung (9) durch K, findet man sofort den Leitwert σ des Materials. Es ergibt sich:

$$\sigma = e\,(n\,\mu_n + p\,\mu_p) \qquad (10)$$

worin e die Elementarladung ($e = 1{,}602 \cdot 10^{-19}$ C) ist.

Ein im Kristall vorhandener Konzentrationsunterschied der Ladungsträger sucht sich zufolge der willkürlichen Bewegung auszugleichen. Diesen Vorgang nennt man wie bei den Gasen *Diffusion*. Injiziert man an einem Punkt in n-Germanium eine Anzahl Löcher und beobachtet in aufeinderfolgenden Zeitabschnitten ihre Konzentration p als Funktion des Ortes, so erhält man ein Bild, wie es Fig. 6 zeigt. Die grösste Anzahl von Löchern bleibt natürlich in der Umgebung des Emissionszentrums. Das Gebiet, in dem sich z. B. 90 % der injizierten Löcher befinden, breitet sich als Folge der Diffusion immer weiter aus. Dies hat einen Strom geladener Teilchen vom Emissionszentrum nach aussen zur Folge. Man sieht sofort ein, dass damit auch ein elektrischer Strom fliessen muss, sobald ein Konzentrationsunterschied der Löcher vorhanden ist. Der Zusammenhang zwischen dieser elektrischen Diffusionsstromdichte und dem Gefälle der Löcherkonzentration ist für den eindimensionalen Fall durch folgende Gleichung bestimmt:

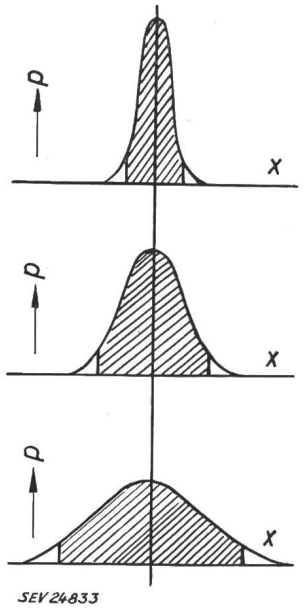

Fig. 6
Verteilung der an der Stelle $x = 0$ in Germanium injizierten Löcher
Die schraffierte Fläche zeigt die Verteilung der Konzentration p längs der Probe in aufeinanderfolgenden Zeitabschnitten als Folge der Diffusion

$$j_p = -e\,D_p\,\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x} \qquad (11)$$

Eine genau gleiche Beziehung findet man für die Elektronen im p-Material:

$$j_n = e\,D_n\,\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}x} \qquad (12)$$

Die beiden Proportionalitätsfaktoren D_p und D_n heissen *Diffusionskonstanten*. Es sind wieder Materialkonstanten und über die Einsteinsche Beziehung mit der Beweglichkeit wie folgt verknüpft:

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{e} \qquad (13)$$

Für Germanium findet man bei Raumtemperatur für die Diffusionskonstante der Löcher $D_p = 43$ cm²/s, und für die Diffusionskonstante D_n der Elektronen 93 cm²/s.

Um den Strom aus Gleichung (11) oder (12) berechnen zu können, muss noch der Verlauf von $p(x)$ oder $n(x)$ bekannt sein. Werden im oben angeführten Beispiel an der Stelle $x = 0$ dauernd Löcher injiziert, so dass dort die Dichte des Löcherüberschusses p_{z0} beträgt, diffundieren diese Löcher in das Innere der Probe. Auf ihrem Weg treffen sie mit vorhandenen Elektronen zusammen und rekombinieren. Der totale Stromfluss durch die als Stab angenommene Probe kann sich gemäss den elementaren Gesetzen der Elektrizitätslehre örtlich nicht verändern und schliesst sich über einen äussern Kreis. Der Strom ist an der Stelle $x = 0$ durch den Diffusionstrom der Löcher bestimmt. Durch die Rekombination gehen nicht nur die Löcher, sondern auch Elektronen verloren. Diese werden aber von aussen wieder zugeführt, so dass man in einer gewissen Entfernung von $x = 0$ einen Triftstrom hat. Die Menge der pro Zeiteinheit in einem Querschnitt von 1 cm² auf die Länge dx rekombinierten Löcher beträgt gemäss Gleichung (5):

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t}\,\mathrm{d}x = \frac{p - p_n}{\tau_p}\,\mathrm{d}x$$

p_n ist die Löcherkonzentration des n-Germaniums im Gleichgewichtszustand (Minoritätsträgerdichte) und p die totale Löcherdichte, die Differenz $p - p_n$ also die Zahl der durch die Injektion erzeugten Überschusslöcherdichte p_z an jeder Stelle. Daraus

findet man sofort die Abnahme der Stromdichte über das Wegelement dx:

$$dj_p = -e \frac{p - p_n}{\tau_p} dx \qquad (14)$$

Diese Gleichung wird *Kontinuitätsgleichung* genannt.

Durch Umformung und Kombination von (11) und (14) resultiert sofort die Differentialgleichung

$$\frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_n}{D_p \tau_p} \qquad (15)$$

Ihre Lösung lautet:

$$p - p_n = C_1 e^{+\frac{x}{\sqrt{\tau_p D_p}}} + C_2 e^{-\frac{x}{\sqrt{D_p \tau_p}}}$$

Mit den Randbedingungen $p = p_{z0} + p_n$ für $x = 0$ und $p = p_n$ für $x = \infty$ erhält man:

$$p - p_n = p_z = p_{z0} e^{-\frac{x}{L_p}} \qquad (16)$$

Die Grösse $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ bezeichnet man als Diffusionslänge der Löcher im n-Material. Sie gibt die Distanz an, bei der die Zahl der injizierten Löcher auf den e-ten Teil abgefallen ist. Die Diffusionstromdichte wird damit gemäss Gleichung (11):

$$j_p = e p_{z0} \frac{D_p}{L_p} e^{-\frac{x}{L_p}} \qquad (17)$$

Die Fig. 7 zeigt die durch Gleichung (16) gegebene Konzentrationsverteilung der Löcher längs des Stabes. Für eine Aproximation erster Ordnung kann man die Exponentialfunktion durch ihre Tangente im Nullpunkt ersetzen, und die Gleichung (16) vereinfacht sich zu:

$$p - p_n = p_{z0} - \frac{p_{z0}}{L_p} x \qquad (18)$$

Für kleine Werte von x ist Gl. (18) eine sehr gute Näherung.

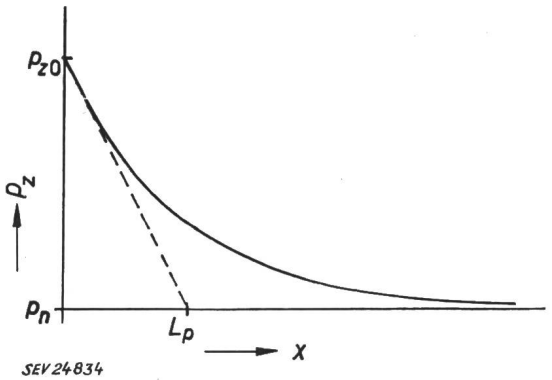

Fig. 7
Konzentrationsverlauf der Löcher in n-Germanium zufolge der Diffusion
Überschusslöcherdichte p_z in Funktion des Ortes x
p_{z0} Überschusslöcherdichte an der Stelle $x = 0$; p_n Löcherkonzentration im Gleichgewichtszustand; L_p Diffusionslänge der Löcher im n-Material

Analoge Gleichungen kann man für die Diffusion von Elektronen in p-Material aufstellen. Die Diffusionslänge der Elektronen wird $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$.

6. Der p-n-Übergang

Bringt man ein Stück p-Germanium und ein Stück n-Germanium in engen Kontakt, so dass das Kristallgitter ungestört ineinander übergeht, erhält man einen sogenannten p-n-Übergang oder p-n-Junction. Dieser p-n-Übergang bildet die Basis für alle wichtigen Halbleiteranwendungen, insbesondere auch für die Transistoren, die sich im wesentlichen aus zwei oder mehreren solcher Übergänge zusammensetzen. Es soll deshalb im folgenden das physikalische und elektrische Verhalten eines p-n-Überganges eingehend betrachtet werden. In der Praxis kann natürlich das oben erwähnte Aneinanderfügen von Germaniumstücken nie zu einem p-n-Übergang führen, da die Forderung der kontinuierlichen Kristallstruktur nie eingehalten wird. Die Technologie der Herstellung von p-n-Übergängen soll nicht weiter ausgeführt werden. Sie ist hinreichend bekannt, so dass die Fabrikation von p-n-Übergängen heute keine Schwierigkeiten mehr bietet.

Das p-Germanium habe eine Konzentration von N_A Akzeptoren pro cm³ und damit, da man alle Akzeptoren als ionisiert betrachten darf, eine Löcherkonzentration von $p_p = N_A$. Die Donatoren- und Elektronenkonzentration im n-Germanium beträgt entsprechend $N_D = n_n$. Die entsprechenden Konzentrationen der Minoritätsträger, d. h. der Elektronen im p-Germanium und der Löcher im n-Germanium betragen n_p und p_n (Symbol gleich Index bedeutet Majoritätsträger- und Symbol ungleich Index bedeutet Minoritätsträger-Konzentration, wobei der Index gleichzeitig die Art des Germaniums gibt). Die Konzentrationen sind über die Gleichung (4), dem Massenwirkungsgesetz, mit den Majoritätsträgern verknüpft. Es gilt bekanntlich die Beziehung (4)

$$p_p n_p = p_n n_n = n_i^2$$

Die Löcher der p-Seite versuchen den Übergang zu überschreiten und in das n-Germanium zu diffundieren. Ebenfalls versuchen die Elektronen der n-Seite in das p-Material zu diffundieren. In Abwesenheit eines elektrischen Feldes werden aber auf der p-Seite keine weitern Löcher und auf der n-Seite keine weitern Elektronen zugeführt. Damit verarmt in der unmittelbaren Umgebung des Übergangs die p-Seite an Löchern und die n-Seite an Elektronen. Es bleiben die nicht beweglichen Akzeptoren und Donatoren zurück. Damit ist aber in diesem Grenzgebiet auch die elektrische Neutralität gestört, und man kann in Funktion des Ortes eine von null verschiedene Ladungsdichte beobachten. Auf der p-Seite bleibt ein Nettoüberschuss von negativer Ladung (Akzeptoren) und auf der n-Seite ein Nettoüberschuss von positiver Ladung (Donatoren). Diese Ladungsdichten haben eine Potentialdifferenz V_D zur Folge, welche die weitere Diffusion von Löchern und Elektronen verhindert. Fig. 8 zeigt die Situation im p-n-Übergang in stromlosem Zustand. Ist der Verlauf von N_A und N_D bekannt, kann man den Potentialverlauf in der Grenzschicht bestimmen. Das Grenzschichtpotential V_D verhindert also einen weitern Stromfluss der Majoritätsträger durch den p-n-Übergang. Die Minoritätsträger werden jedoch, da sie die umgekehrte Ladung haben, beschleunigt

und können den Übergang ungehindert passieren. Betrachtet man zunächst das Verhalten der Löcher, so erzeugt die Löcherkonzentration p_n einen Sättigungsstrom der Dichte j_{ps} von der n- nach der p-Seite. Da der totale Strom durch den Übergang aber null betragen muss, ruft j_{ps} nach einer gleich

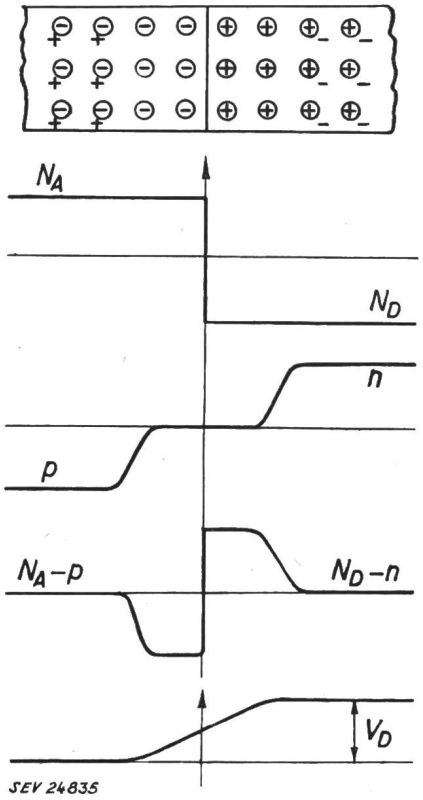

Fig. 8
p-n-Übergang im stromlosen Zustand

⌒ Akzeptoren; ⊕ Donatoren; + Löcher; − Elektronen;

N_A Dichte der Akzeptoren; N_D Dichte der Donatoren; V_D Grenzschichtpotential

grossen Stromdichte j_p von der p- nach der n-Seite. Die Potentialdifferenz V_D wird sich also so einstellen, dass dauernd p_n-Löcher in das n-Material diffundieren können. Das Boltzmannsche Verteilungsgesetz (7) gibt aber die Zahl der Löcher, die eine Potentialschwelle V_D überschreiten können. Somit muss für den stromlosen Zustand folgende Beziehung gelten:

$$p_n = p_p \, e^{-\frac{e V_D}{k T}} \tag{19}$$

Diese p_n-Löcher, die den Übergang passieren, bewegen sich im n-Gebiet durch Diffusion weiter und erzeugen durch den Übergang nach der Gleichung (17) eine Diffusionstromdichte der Grösse:

$$j_p = -e \left(\frac{\mathrm{d}p_n}{\mathrm{d}x}\right)_{x+o} = +e\, p_n \frac{D_p}{L_p} \tag{20}$$

Da aber $j_{ps} = j_p$ sein muss, ist damit die Grösse des Löchersättigungsstromes j_{ps} ebenfalls bekannt:

$$j_{ps} = -e\, p_n \frac{D_p}{L_p} \tag{21}$$

Für die Elektronen gelten genau die gleichen Überlegungen. Eine Sättigungsstromdichte j_{ns} von der p- nach der n-Seite hat eine gleich grosse Diffusionsstromdichte von der n- nach der p-Seite zur Folge. Ihr Wert beträgt:

$$j_{ns} = e\, n_p \frac{D_n}{L_n} \tag{22}$$

Fig. 9a zeigt die sich gegenseitig aufhebenden Stromdichten über die Junction.

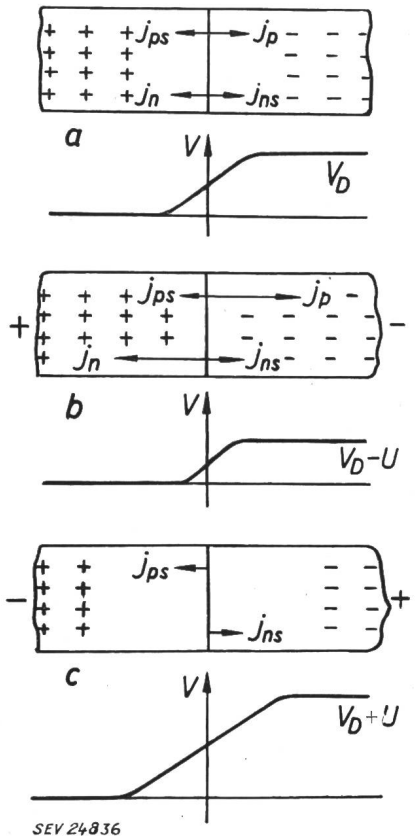

Fig. 9
Diffusions- und Sättigungsstromdichten und Potentialverlauf beim p-n-Übergang

a im stromlosen Zustand; *b* in der Durchlassrichtung; *c* in der Sperrichtung

j_n Diffusionsstromdichte der Elektronen; j_p Diffusionsstromdichte der Löcher; j_{ns} Sättigungsstromdichte der Elektronen; j_{ps} Sättigungsstromdichte der Löcher; V Potential; V_D Grenzschichtpotential; U angelegte Spannung

Legt man an den p-n-Übergang eine Spannung U mit dem positiven Pol an der p-Seite an, so wird das Grenzschichtpotential V_D um den Betrag U kleiner. Damit können mehr Löcher und Elektronen den Potentialberg überschreiten. Die Diffusionsströme j_p und j_n nehmen rasch zu. Die Sättigungsströme j_{ps} und j_{ns} werden als solche natürlich nicht beeinflusst. Man sieht sofort, dass schon geringe Spannungen hohe Ströme verursachen können. Dabei wurde allerdings angenommen, dass die gesamte Spannung über der Grenzschicht liegt. Solange die Stromdichten klein bleiben, ist diese Annahme richtig. Dieser Fall ist in Fig. 9b gezeigt.

Macht man hingegen die p-Seite durch eine äussere Spannung negativ, wird das Grenzschichtpotential vergrössert. Die Diffusionsströme nehmen

sehr rasch ab, und es fliessen nur noch die Sättigungsströme j_{ps} und j_{ns}, wie es Fig. 9c zeigt.

Der p-n-Übergang wirkt also als Gleichrichter, d. h. er lässt nur für eine Polarität der angelegten Spannung hohe Ströme fliessen.

Anhand des Löcherstromflusses soll dieses Verhalten näher untersucht werden. Die Zahl der auf die n-Seite diffundierenden Löcher eines p-n-Überganges sei p_{z0}. Den Wert von p_{z0} findet man aus Gleichung (19) und den angestellten Überlegungen sofort, indem man V_D durch $V_D - U$ ersetzt:

$$p_{z0} = p_p \, e^{-\frac{(V_D - U)e}{kT}} = p_n \, e^{+\frac{Ue}{kT}} \tag{23}$$

Die entstehende Diffusionsstromdichte ist dann:

$$j_p = j_{ps} \, e^{\frac{Ue}{kT}} \tag{24}$$

Die resultierende Stromdichte durch den Übergang, getragen von den Löchern, ist die Differenz von Diffusions- und Sättigungsstrom:

$$j = j_{ps} \left(e^{\frac{Ue}{kT}} - 1 \right) \tag{25}$$

Die Elektronen liefern einen gleichartigen Anteil, so dass der Gesamtstrom über den Übergang der Fläche A folgenden Wert hat:

$$I = I_s \left(e^{\frac{Ue}{kT}} - 1 \right) \tag{26}$$

mit dem Sättigungsstrom:

$$I_s = A \, (j_{ps} + j_{ns}) \tag{27}$$

Der p-n-Übergang stellt also elektrisch einen Gleichrichter dar mit exponentieller Strom-Spannungscharakteristik, wie sie Fig. 10 zeigt. Sein Verhalten ist im wesentlichen durch die Sättigungsstromdichten j_{ps} und j_{ns}, also durch die Minoritätsträgerdichten in der n- und der p-Region bestimmt. Die Grösse von j_{ps} und j_{ns} ist proportional den Minoritätsträgerdichten p_n und n_p, also indirekt proportional p_p und n_n, oder mit andern Worten: Der Sättigungsstrom eines p-n-Übergangs ist um so kleiner, je grösser der Leitwert des verwendeten Germaniums ist. Führt man die Grössen ein: $\sigma_i = e \, (\mu_p + \mu_n) \, n_i$, Leitwert des eigenleitenden Germaniums, $\sigma_p = e \, \mu_p \, p_p$, Leitwert des p-Germaniums, $\sigma_n = e \, \mu_n \, n_n$, Leitwert des n-Germaniums und $b = \mu_n / \mu_p$, Verhältnis der Beweglichkeiten von n- und p-Germanium, so findet man mit Hilfe des Massenwirkungsgesetzes (4) und der Einsteinschen Beziehung (13) für den Sättigungsstrom folgenden Ausdruck:

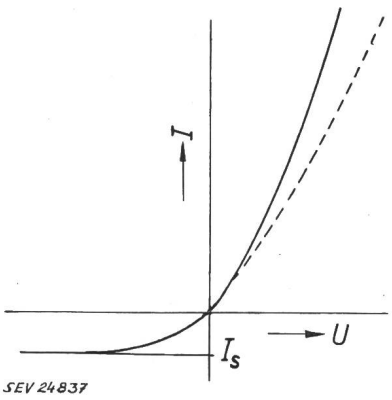

Fig. 10
Charakteristik eines p-n-Überganges
I Strom; I_s Sättigungsstrom; U Spannung

$$I_s = A \frac{kT}{e} \frac{b}{(1+b)^2} \sigma_i^2 \left(\frac{1}{\sigma_n L_p} + \frac{1}{\sigma_p L_n} \right) \tag{28}$$

Die Grösse kT/e hat die Dimension einer Spannung und beträgt bei Raumtemperatur ($T = 300\,°K$) ca. 0,025 V. Es genügen also sehr kleine Sperrspannungen, um bei einem p-n-Gleichrichter den Sättigungsstrom zu erreichen.

Überlagert man einem in der Durchlassrichtung vorgespannten p-n-Übergang eine kleine Wechselspannung, so beträgt der differentielle Leitwert:

$$G_d = \frac{dI}{dU} = \frac{e}{kT} I \approx 40 \, I \tag{29}$$

Dabei bedeutet I den Ruhestrom durch den Übergang. Man erhält also schon für kleine Werte von I hohe Wechselstromleitwerte.

Ist umgekehrt der Übergang in der Sperrichtung vorgespannt, ist sein Wechselstromleitwert abgesehen von Kriechwegen unendlich.

Der p-n-Übergang ist sehr stark temperaturabhängig. Man hat gesehen, dass σ_i und damit I_s mit zunehmender Temperatur stark ansteigen. Es verdoppelt sich der Wert von I_s bei Germanium für jede Zunahme der Temperatur um 10 °C. Bei gleichbleibender Spannung nimmt nach Gleichung (26) der Strom durch den p-n-Gleichrichter im gleichen Verhältnis zu.

Bei hohen Strömen muss man natürlich auch den Eigenwiderstand des Basismaterials mitberücksichtigen, wie dies in Fig. 10 gestrichelt gezeichnet ist. Ausserdem wurde bei der Herleitung der Beziehungen stillschweigend vorausgesetzt, dass die Menge der injizierten Minoritätsträger das elektrische Gleichgewicht nicht stört. Auch diese Voraussetzung ist nur für kleine Stromdichten zulässig. Gilt sie nicht mehr, so werden im Germanium zusätzliche Felder entstehen, die das Verhalten beeinflussen. Diese Erscheinung ist besonders bei Leistungstransistoren von Bedeutung. Sie soll deshalb später noch gestreift werden.

Für das Verhalten des Transistors ist es noch wichtig zu untersuchen, wie gross der in einem p-n-Übergang von den Löchern getragene Strom im Verhältnis zum Gesamtstrom ist. Man findet aus den bereits abgeleiteten Gleichungen sofort:

$$\frac{I_p}{I} = \frac{I_p}{I_p + I_n} = \frac{j_{ps}}{j_{ps} + j_{ns}} = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_n L_p}{\sigma_p L_n}} \tag{30}$$

Macht man also die p-Seite niederohmig (grosser Wert von σ_p) und die n-Seite hochohmig (kleiner Wert von σ_n), so wird fast der gesamte Strom durch die Löcher getragen. Man hat also eine Vorrichtung gefunden, die es erlaubt, in n-Germanium Löcher zu emittieren.

Das Verhältnis

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_n L_p}{\sigma_p L_n}} \approx 1 - \frac{\sigma_n L_p}{\sigma_p L_n} \qquad (31)$$

nennt man den *Emitterwirkungsgrad*, wobei die Näherung für Werte von γ in der Nähe von 1 gilt.

7. Oberflächeneffekte

Vergleicht man die nach Gleichung (28) berechneten Werte des Sättigungsstromes mit den an *p-n*-Gleichrichtern gemessenen Werten, so findet man, dass die Rechnung durchwegs zu kleine Sättigungsströme liefert. *p-n*-Gleichrichter haben heute fast immer eine Form, wie sie in Fig. 11 dargestellt ist. In ein dünnes Germaniumplättchen ist ein Indiumkügelchen legiert. Aus der flüssigen Phase von Indium mit Germanium rekristallisiert beim Abkühlen ein mit Indium angereichertes Germanium, also *p*-Germanium aus. Damit wird ein kreisförmiger *p-n*-Übergang auf dem *n*-Germanium gebildet. Der Leitwert der so entstehenden *p*-Schicht ist in allen praktischen Fällen bedeutend grösser als der Leitwert des *n*-Germaniumplättchens. Der Strom durch den Übergang ist also durch das Verhalten der Löcher bestimmt.

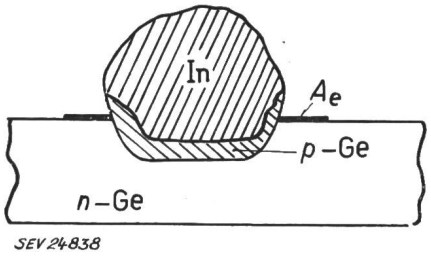

Fig. 11
Legierter *p-n*-Übergang
Die für die Oberflächenrekombination massgebende Fläche A_e ist stärker ausgezogen angedeutet
Ge Germanium; *In* Indium

Der Sättigungsstrom I_s kommt nach Gleichung (28) durch einen endlichen Wert der Diffusionslänge L_p oder L_n, also durch den endlichen Wert der Lebensdauer der Minoritätsträger zustande. Die Lebensdauer ist aber um so kleiner, je mehr Löcher und Elektronen pro Zeiteinheit rekombinieren. Bei der Ableitung der Gleichungen für den *p-n*-Übergang wurde nur die Rekombination durch die Werte von τ_p und τ_n im Innern des Materials berücksichtigt. Rekombinationszentren, die gleichzeitig auch Generationszentren sind, erscheinen vornehmlich in Kristalldefekten. Eine der schlimmsten Defektstellen ist, wie bereits einmal erwähnt, die Kristalloberfläche. Auf ihr tritt demnach auch die grösste Zahl der Rekombinationszentren auf. Man kann die Wirkung der Oberfläche dadurch berücksichtigen, dass man dem verwendeten Germaniumstück eine effektive Lebensdauer τ_e zuschreibt[1]). Diese effektive Lebensdauer τ_e setzt sich aus der Körperlebensdauer τ_v und der Oberflächenlebensdauer τ_s wie folgt zusammen:

$$\frac{1}{\tau_e} = \frac{1}{\tau_v} + \frac{1}{\tau_s} \qquad (32)$$

Die Oberflächenlebensdauer τ_s ist aber von der für die Oberflächenrekombination massgebenden Fläche abhängig. Damit ist der Wert von τ_e je nach der Geometrie der betrachteten Probe ein anderer. Für eine Probe mit grossem Volumen tritt der Einfluss der Oberfläche zurück, und man misst praktisch die Körperlebensdauer τ_v. Ist hingegen das Germaniumstück klein, wie bei dem in Fig. 11 betrachteten *p-n*-Übergang, ist die Lebensdauer praktisch durch die Oberfläche bestimmt.

Günstiger ist es, ein von der Geometrie unabhängiges Mass für die Güte der Oberfläche zu definieren. Man verwendet dazu den Strom I_{sr}, der zufolge der Rekombination in die Oberfläche fliesst. Er ist proportional der effektiven Fläche A_e und der Zahl des Löcherüberschusses p_z an der Oberfläche:

$$I_{sr} = e\, A_e\, p_z\, s \qquad (33)$$

Der Proportionalitätsfaktor s ist das gesuchte Mass für die Güte der Oberfläche. Man nennt ihn, da er die Dimension einer Geschwindigkeit hat, die *Oberflächen-Rekombinationsgeschwindigkeit.* Der Wert von s schwankt je nach der Behandlung der Oberfläche sehr stark. Eine gute Oberfläche hat einen s-Wert zwischen 50 und 300 cm/s, eine schlechte Oberfläche weist Oberflächen-Rekombinationsgeschwindigkeiten von einigen 1000 cm/s auf.

Man weiss heute genau, wie gute Oberflächen herzustellen sind. Durch das Lagern der Halbleitervorrichtungen in gewöhnlicher Atmosphäre oder durch Temperatureinflüsse kann die Oberfläche verdorben werden. Das Problem besteht also darin, einen Überzug zu finden, der die Oberfläche schützt, und man muss die Halbleiterprodukte so stabilisieren, dass die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit in Funktion der Temperatur und der Zeit konstant bleibt.

Wendet man diese Erkenntnisse auf die Berechnung des Sättigungsstromes eines *p-n*-Überganges an, so muss man in Gleichung (33) p_z durch p_n, d.h. die Konzentration der Minoritätsträger im *n*-Material ersetzen, und man erhält:

$$I_s = e\, p_n\, A_e\, s \qquad (34)$$

oder:

$$I_s = \frac{kT}{e} \cdot \frac{b}{(1+b)^2} \cdot \frac{\sigma_i^2}{\sigma_n}\, s\, A_e \qquad (35)$$

Für die Fläche A_e ist ein Kreisring um den Übergang einzusetzen, dessen Breite etwa der Diffusionslänge an der Oberfläche entspricht (Fig. 11). Der durch die Elektronen in der Oberfläche des *p*-Germaniums auftretende Sättigungsstrom kann vernachlässigt werden.

Dieser nach Gleichung (35) berechnete Wert von I_s ist bei normalen legierten *p-n*-Übergängen, wie ihn Fig. 11 darstellt, um ein mehrfaches grösser als der nach Gleichung (28) berechnete Wert.

Besonders wichtig wird die Oberflächenrekombination bei den Transistoren.

[1]) Da im weitern nur die Löcher berücksichtigt werden, ist der Index p weggelassen. Natürlich gelten analoge Überlegungen auch für die Rekombination der Elektronen auf der Oberfläche von *p*-Material.

8. Der *p-n-p*-Transistor

Der *p-n-p*-Transistor besteht aus einem Germaniumkristall, bei dem zwei *p*-Schichten durch eine sehr dünne *n*-Schicht getrennt sind. Die erste *p*-Schicht bezeichnet man als Emitter, die dünne *n*-Schicht als Basis und die letzte *p*-Schicht als Kollektor. Die Fig. 12a zeigt den schematischen Aufbau und die Fig. 12b den heute meist verwen-

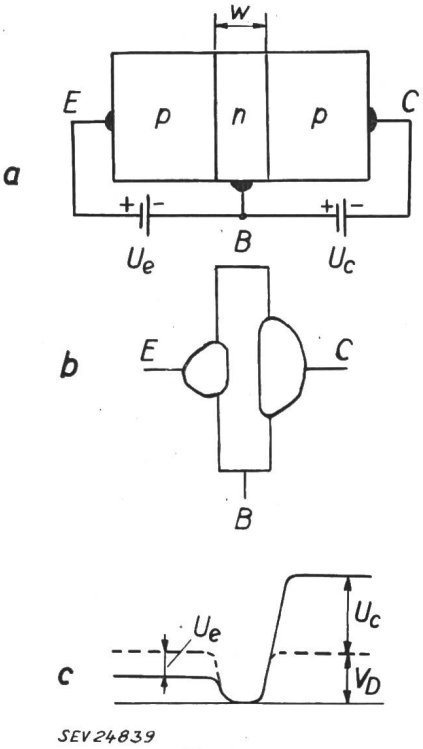

Fig. 12
p-n-Transistor
a Schematische Darstellung, mit positiv vorgespanntem Emitter *E* und negativ vorgespanntem Kollektor *C*. Die Basis *B* hat die Breite *w*
b legierter *p-n-p*-Transistor
c Potentialverlauf im Transistor. Die gestrichelte Kurve zeigt den Verlauf ohne Vorspannungen
U_e Emitter-Vorspannung; U_c Kollektor-Vorspannung; V_D Grenzschichtpotential

deten Aufbau eines legierten *p-n-p*-Transistors. Man hat hier in die beiden Seiten des Kristallplättchens ein Indiumkügelchen legiert. Es entstehen dadurch zwei *p-n*-Übergänge, nämlich einer zwischen Emitter und Basis und der zweite zwischen Basis und Kollektor.

Gibt man dem Emitter eine positive Vorspannung, so fliesst ein Strom in der Durchlassrichtung dieses *p-n*-Überganges, und es werden in bekannter Weise Löcher in die Basis injiziert. Es wird angenommen, dass die Zahl der in die Basis injizierten Löcher klein bleibt gegen die Zahl der darin vorhandenen Elektronen, so dass das Ladungsgleichgewicht nicht wesentlich gestört wird und sich damit auch kein Feld aufbaut. Unter dieser Voraussetzung bewegen sich die Löcher in der Basis allein durch die Diffusion. Ist die Breite w dieser Basisschicht klein gegen die Diffusionslänge der Löcher im *n*-Material, gelangt der grösste Teil der injizierten Löcher bis zum Kollektorübergang. Dieser hat aber im normalen Betriebsfall eine negative Vorspannung und sammelt damit alle Löcher, die am Kollektorübergang ankommen. Der Kollektorstrom setzt sich also aus dem Sättigungsstrom I_{c0} des Kollektorübergangs und einem bestimmten Anteil αI_e des Emitterstroms zusammen, d. h. es gilt:

$$I_c = \alpha I_e + I_{c0} \tag{36}$$

Der Kollektorstrom ist von der Kollektorspannung unabhängig, da bei gesperrtem Übergang eine sehr kleine Spannung von ca. 100 mV genügt, um alle am Übergang erscheinenden Löcher zu sammeln. Emitterseitig genügt aber eine kleine Spannungsänderung, um eine hohe Stromänderung hervorzurufen. Ist der Kollektor über einen hohen Widerstand R ($\alpha R \gg R_i$, R_i Eingangswiderstand des Emitterüberganges) an eine negative Spannungsquelle angeschlossen, erhält man eine Leistungsverstärkung der Grösse $\alpha R / R_i$. Für Wechselströme, deren Amplitude klein ist gegen die eingestellten Ruheströme, gilt ein Ersatzschema des Transistors, wie es die Fig. 13

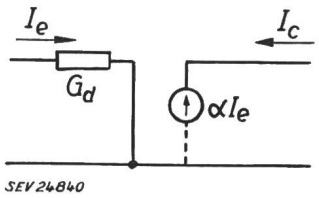

Fig. 13
Vereinfachtes Ersatzschema des Transistors
I_e Emitterstrom; I_c Kollektorstrom; G_d Leitwert des Emitter-Überganges; α Stromverstärkungsfaktor

zeigt. Der Eingangswiderstand R_i ist gleich dem reziproken Wert des differentiellen Widerstandes des in der Vorwärtsrichtung vorgespannten Emitterüberganges und damit gemäss Gleichung (29) stark von der Ruheeinstellung abhängig.

Die Grösse von α lässt sich auf Grund der für den *p-n*-Übergang gemachten Überlegungen leicht angeben. Da die Breite der Basis w klein gegen die Diffusionslänge der Löcher im *n*-Material ist, und die Löcherkonzentration am Kollektorübergang null sein muss, kann man ihren Verlauf in der Basis durch eine Gerade approximieren. Man erhält dadurch eine Näherung erster Ordnung, die um so besser ist, je grösser die Diffusionslänge L_p gegenüber w ist. Diese Kontentrationsverteilung ist in Fig. 14 dargestellt. Man erhält für den Konzentrationsgradienten in der Basis:

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{p_{z0}}{w} \tag{37}$$

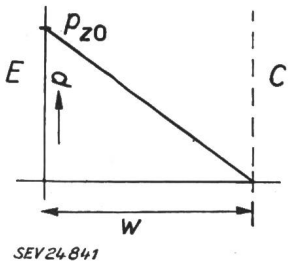

Fig. 14
Konzentrationsverlauf in der Basis des Transistors
E Emitter; *B* Basis; *C* Kollektor; *p* Löcherkonzentration; p_{z0} Überschusslöcherkonzentration beim Emitterübergang; w Basisbreite

und damit für die Sättigungsstromdichten der Emitterjunction:

$$j_{ps} = e\, p_n \frac{D_p}{w} = \frac{kT}{e} \cdot \frac{b}{(1+b)^2} \cdot \frac{\sigma_i^2}{\sigma_n w} \tag{38}$$

$$j_{ns} = e\, n_p \frac{D_n}{L_n} = \frac{kT}{e} \cdot \frac{b}{(1+b)^2} \cdot \frac{\sigma_i^2}{\sigma_p\, L_n} \qquad (39)$$

d. h. die Diffusionslänge L_p der Gleichungen des p-n-Überganges wird durch die Basisbreite w ersetzt.

Natürlich kann nur der von den Löchern getragene Anteil des Emitterstroms am Kollektorübergang wieder erscheinen. Somit ist der Wert von α proportional dem Emitterwirkungsgrad, der jetzt folgende Form hat:

$$\gamma = 1 - \frac{w\, \sigma_n}{L_n\, \sigma_p} \qquad (40)$$

Damit γ und mit ihm α gross sind, muss also der Leitwert der Basisschicht aus n-Material klein sein gegen den Leitwert des p-Germaniums des Emitters. Ferner nimmt der Emitterwirkungsgrad mit abnehmender Basisbreite w zu.

Von den in die Basis emittierten Löchern geht ein Teil durch Rekombination im Volumen und an der Oberfläche verloren. Die durch Rekombination in der Basis verschwindenden Elektronen erzeugen einen zusätzlichen Strom in die Basis. Ist A die Fläche des Emitterüberganges, so kann man aus dem bekannten Konzentrationsverlauf und dem Rekombinationsgesetz diese Basisströme leicht berechnen. Der von der Volumenrekombination herrührende Wert wird:

$$I_{B1} = \frac{1}{2}\, p_{z0}\, w\, \frac{e}{\tau_p}\, A \qquad (41)$$

und der von der Oberflächenrekombination herrührende:

$$I_{B2} = e\, s\, p_{z0}\, A_e \qquad (42)$$

A_e ist die für die Oberflächenrekombination massgebende Fläche. Der Löcherstrom I_{ep} in den Emitter ist durch die Diffusionsgleichung bestimmt und wird:

$$I_{ep} = e\, p_{z0}\, \frac{D_p}{w}\, A \qquad (43)$$

p_{z0} bedeutet die Löcherkonzentration am Emitterübergang gemäss Gleichung (23). Für das Verhältnis des Kollektorstroms zum Emitterlöcherstrom erhält man somit:

$$\beta = \frac{I_{ep} - I_{B1} - I_{B2}}{I_{ep}} = 1 - \frac{1}{2}\frac{w^2}{L_p^2} - \frac{s\, w A_e}{D_p\, A} \qquad (44)$$

Das Verhältnis α des gesamten Emitterstromes zum Kollektorstrom ist das Produkt vom Emitterwirkungsgrad γ und dem Transportfaktor β:

$$\alpha = \beta\gamma = \left(1 - \frac{\sigma_n\, w}{\sigma_p\, L_n}\right)\left(1 - \frac{1}{2}\frac{w^2}{L_p^2} - \frac{s\, w A_e}{D_p\, A}\right) \qquad (45)$$

Der Stromverstärkungsfaktor zwischen Emitter und Kollektor ist beim Flächen- oder Junction-Transistor, wie er anhand des Beispiels eines p-n-p-Transistors soeben berechnet wurde, immer kleiner 1. Er soll für gute Transistoren jedoch möglichst nahe an 1 kommen. Werte von 0,99 und noch grösser sind heute keine Seltenheit mehr. Sein Wert ist vom Strome selbst nicht abhängig und in den praktischen Fällen meist durch das Glied der Oberflächenrekombination bestimmt. Für die Fläche A_e ist wieder ein Kreisring um den Emitter und um den Kollektor einzusetzen. Die Breite dieser Ringe ist etwa gleich der Basisbreite w. Bei grossen Emitterströmen, wie sie in Leistungstransistoren auftreten, findet man eine Abnahme von α mit zunehmendem Emitterstrom. Wird nämlich die Zahl der in die Basis injizierten Löcher gross, wird das elektrische Ladungsgleichgewicht empfindlich gestört. Aus Neutralitätsgründen addiert sich in der Basis eine der injizierten Löcherzahl p_z gleich grosse Menge von n_z Elektronen zur ursprünglich vorhandenen Menge N_d. Dadurch wird die Leitfähigkeit der Basisschicht vergrössert, was einer Verkleinerung des Emitterwirkungsgrades gleichkommt. Bei hohen Injektionsdichten, d. h. bei hohen Emitterströmen nimmt der Wert von α mit steigendem Strom also stark ab. Überdies wird in der Basis ein Feld aufgebaut, das die Diffusion beschleunigt. Man kann diesen Effekt durch eine virtuelle Zunahme von D_p berücksichtigen.

Ein für die Kennzeichnung des Transistors gebräuchlicherer Wert als α ist die Stromverstärkung α' zwischen Basis und Kollektor. Es ist:

$$\alpha' = \frac{I_c}{I_b} = \frac{\alpha}{1-\alpha} \qquad (46)$$

Mit steigendem Emitterstrom steigt der Wert von α' zufolge der Zunahme von D_p zunächst an, durchläuft ein Maximum, und fällt bei hohen I_e-Werten etwa indirekt porportional von I_e ab.

Der Kollektornullstrom I_{c0}, der für das Verhalten des Transistors gemäss Gleichung (36) ebenfalls bestimmend ist, ist der Sättigungsstrom des Kollektorübergangs. Seine Grösse ist praktisch durch die Oberflächenrekombination und damit durch Gleichung (35) gegeben. Bei einem p-n-Übergang ist, wie schon gezeigt, die Dicke der Grenzschicht von der angelegten Spannung abhängig. Damit ist auch die Basisbreite w von der Spannung abhängig, und man erhält deshalb, wie *Early* in einem Artikel im Novemberheft 1952 der Proceedings of the Institute of Radio Engineers erstmals gezeigt hat, ausser einem endlichen Wert des Sperrwiderstandes R_s des Kollektorüberganges auch noch eine Rückwirkung der Grösse νu_c auf dem Eingang. Berücksichtigt man noch den Ohmschen Widerstand der Basis $R_{bb'}$, so erhält man auf Grund dieser physikalischen Überlegungen ein Wechselstromersatzschaltbild des Transistors, wie es die Fig. 15 zeigt.

Ausser dem besprochenen p-n-p-Transistor kann man auch einen sogenannten n-p-n-Transistor aufbauen. Dieser hat eine dünne Schicht von p-Germanium zwischen zwei Schichten von n-Germanium. Sein Verhalten ist grundsätzlich dasselbe. Es diffundieren nur die Elektronen durch die Basis, und man muss für seine Berechnung in den entsprechenden Formeln nur n und p vertauschen. Technologisch sind heute bereits eine Menge von Transistorarten bekannt, und es werden immer noch neue erprobt. So haben ausser dem erwähnten legierten (alloyed) Transistor, der Surface Barrier- (Oberflächengrenz-

schicht), der Diffusions- und der gezogene Transistor Bedeutung erlangt. Die physikalischen Grundlagen all dieser Transistoren bleiben jedoch dieselben.

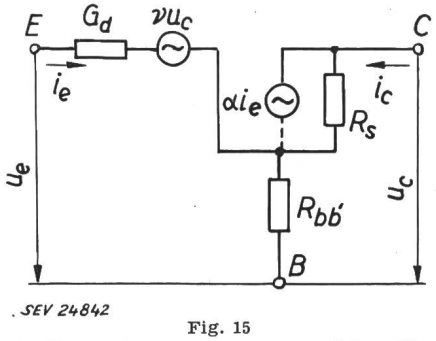

Fig. 15
Vollständiges Ersatzschema des Transistors für tiefe Frequenzen
i_e Emitterwechselstrom; i_c Kollektorwechselstrom; u_e Emitterwechselspannung; u_c Kollektorwechselspannung; R_s Sperrwiderstand des Kollektorüberganges; $R_{bb'}$ Basiswiderstand; ν Rückwirkungsfaktor der Kollektorspannung (weitere Symbole sind in den Legenden zu Fig. 13 und 14 erklärt)

9. Das Verhalten des Transistors bei hohen Frequenzen

Der Wert der Stromverstärkung α nimmt mit zunehmender Frequenz ab. Man kann sich diese Abnahme von α gut vorstellen, wenn man bedenkt, dass sich die Löcherkonzentration in der Basis mit der Frequenz auch ändern muss. Diese sich ändernde Ladungsschicht erzeugt aber einen kapazitiven Strom, der durch einen gleich grossen Elektronenstrom in die Basis kompensiert werden muss. Ist der Wert von α bei tiefen Frequenzen α_0, erhält man gemäss dieser Vorstellung einen Verlauf von α mit der Frequenz, wie ihn die folgende Gleichung gibt:

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + jf/f_{g\alpha}} \tag{47}$$

Die Frequenz $f_{g\alpha}$, für die der Wert von α auf 0,7 α_0 abgefallen ist, bezeichnet man als die Grenzfrequenz des Transistors. Die Grenzfrequenz steigt mit abnehmender Basisbreite w quadratisch an. Man ist deshalb heute bestrebt, die Basisschicht so dünn wie möglich zu machen. Während normale legierte Flächentransistoren eine Basisbreite von $w = 40$ μm und damit eine Grenzfrequenz von ca. 0,8 MHz aufweisen, sind schon seit einiger Zeit Transistoren mit einer Basisbreite von 10...15 μm erhältlich, die Grenzfrequenzen von 5...15 MHz haben. Man kann sich gut vorstellen, dass mit der Technik des Legierens noch dünnere Schichten sehr schwierig reproduzierbar herzustellen sind. Durch Diffusion von Akzeptorverunreinigungen in n-Material ist es in jüngster Zeit gelungen, sehr dünne p-Schichten von 1μ m und weniger herzustellen, die beim sogenannten Diffusionstransistor auf Grenzfrequenzen von einigen hundert MHz führen. Diese Diffusion hat nichts mehr mit der Diffusion der Minoritätsträger zu tun, sondern es ist eine Diffusion von chemischen Stoffen in den Halbleitern.

Adresse des Autors:
Franz Winiger, Dipl. El. Ing. ETH, Murwiesenstr. 40, Zürich 57.

Abaques pour le calcul de transformateurs pour haute fréquence, à couplage inductif

Par *W. Hartmann*, Morat

621.314.2.029.6

Le problème de l'adaptation d'une charge à un tube électronique par le moyen de transformateurs HF avec couplage inductif est résolu pour cinq types de transformateurs. Les équations principales sont représentées graphiquement et des exemples montrent l'emploi des abaques pour le calcul rationnel des transformateurs.

Die Anpassung einer Last an die Röhre mit Hilfe induktiv gekoppelter HF-Transformatoren wird besprochen, und die für die Berechnung notwendigen Gleichungen werden für 5 verschiedene Transformatortypen abgeleitet. Die praktisch wichtigsten Gleichungen sind graphisch dargestellt, und es wird gezeigt, wie die Transformatoren mit Hilfe von Nomogrammen auf einfache Weise berechnet und ihr Verhalten beurteilt werden kann.

1. Introduction

Pour le calcul de transformateurs pour haute fréquence, à couplage inductif, diverses méthodes sont applicables selon les propriétés qui intéressent plus particulièrement. Pour les émetteurs et les générateurs industriels, ces transformateurs servent surtout à l'adaptation d'une charge donnée au tube électronique. Dans ce cas, le transformateur est dimensionné de manière que la résistance de charge secondaire transmise au primaire corresponde à la résistance de travail optimum exigée pour le tube. Dans ce qui suit, nous calculerons cette transformation d'impédance pour les types de transformateurs représentés schématiquement par la fig. 1. En introduisant les coefficients de surtension des circuits primaire et secondaire, puis en procédant à quelques éliminations que justifie la pratique, il est possible d'exprimer et de représenter graphiquement, sous une forme très simple et claire, les relations essentielles pour le calcul des circuits. Des abaques permettent de juger de l'ensemble du problème et de constater immédiatement si une transformation d'impédance désirée est réalisable ou non, et dans quelles conditions.

Le circuit primaire de tous les transformateurs doit consister en un circuit oscillant à montage antirésonnant. Dans ce cas, la résistance de résonance de ce circuit oscillant constitue la résistance de travail du tube et le transformateur doit transmettre au primaire la résistance de charge du circuit secondaire, de telle sorte que l'on obtienne la résistance de résonance optimum désirée. Pour des amplificateurs de la classe C, par exemple, cette résistance résulte de la considération suivante: Le