Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke

Band: 60 (1969)

Heft: 21

Artikel: Physikalische Grundlagen und Funktionsweise der Feldeffekt-Transistoren

Autor: Baumann, E.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-916186

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: 16.07.2025

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

Physikalische Grundlagen und Funktionsweise der Feldeffekt-Transistoren [1])

Nach einem Vortrag von Prof. Dr. E. Baumann, gehalten an der 28. Schweiz. Tagung für elektrische Nachrichtentechnik vom 12. Juni 1969 in Fribourg

357 - 370

621.382.323

Der Zweck dieser Arbeit ist, die physikalischen Grundlagen zu erläutern, welche zum Verständnis der Funktionsweise der Feldeffekttransistoren (FET) notwendig sind. Wegen seines beschränkten Umfanges kann dieser Beitrag jedoch keinen Anspruch auf Vollständigkeit erheben; es werden nur die wichtigsten Aspekte der Halbleiterphysik kurz gestreift.

Die elektrischen Vorgänge im Halbleiter sind bekanntlich nicht mit Stofftransporten verbunden; die elektrischen Ströme werden nur von Elektronen und nicht durch Ionen verursacht. Man weiss auch, dass nur spezifische chemische Elemente für die Herstellung von Halbleiter-Bauelementen Anwendung finden können, vorwiegend Germanium (Ge) und Silizium (Si). Um eine Erklärung dafür zu finden, dass nicht jeder Stoff als Halbleiter verwendet werden kann, muss man sich mit einigen Baugesetzen der Kristalle kurz befassen.

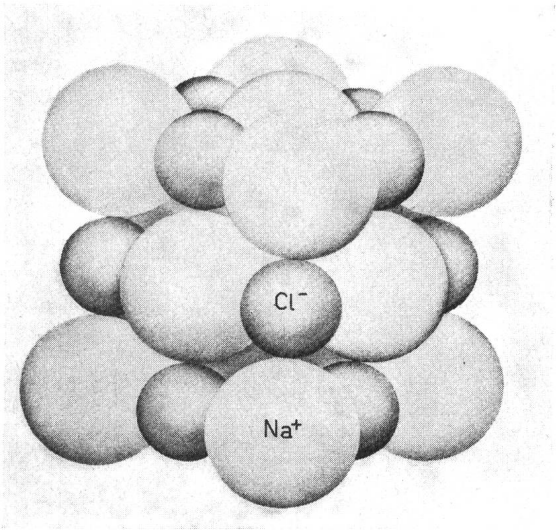

Fig. 1
Schematische Darstellung eines Natriumchlorid (NaCl)-Kristalls
Die Grösse der Kugeln ist ein Mass für die relativen Abmessungen der Na^+- und Cl^--Ionen

Fig. 1 zeigt einen Kristall von Natriumchlorid (NaCl), wobei die grösseren Kugeln die positiven Na^+-Ionen, die kleineren die negativen Cl^--Ionen darstellen. Die elektrostatischen Kräfte zwischen den verschiedenen Atomen sorgen für das Zusammenhalten des Kristalles. Die Aussenelektronen der Na- und Cl-Atomen sind starr im Kristall eingeordnet und können nicht ohne grossen Energieaufwand vom Gitter losgelöst werden. Da keine freien Ladungsträger, die zur Stromleitung beitragen könnten, vorhanden sind, ist NaCl ein Isolator.

Betrachtet man hingegen den Aufbau eines Ge- oder Si-Kristalles (Fig. 2), so stellt man folgendes fest:

a) Nur eine Art von Atomen ist vorhanden (keine Ionen-Bindung).

b) Die Bindung hat sog. kovalenten Charakter (die Valenzelektronen der Ge- oder Si-Atome gehören gleichzeitig zu zwei benachbarten Atomen; die entstehenden Austauschkräfte halten den Kristall zusammen).

c) Der Kristall ist in der hier gezeigten Form ein Isolator, da ebenfalls keine freien Ladungsträger vorhanden sind.

Die Bindung der Elektronen an einem vorgeschriebenen Platz ist nun aber wesentlich weniger stark als beim NaCl-Kristall, und es bedarf nur wenig Energie, um Elektronen vom Gitter loszulösen. Die Beobachtung bestätigt auch dieses Resultat: durch Erwärmen eines reinen Halbleiterkristalles, also durch Zufuhr thermischer Energie, kann die Leitfähigkeit des Kristalls erhöht werden; sie ist schon bei Raumtemperatur feststellbar.

Das Befreien eines Elektrons aus der Gitterstruktur hinterlässt einen leeren Platz; dieser «leere Platz» kann nun, wie sich physikalisch leicht beweisen lässt, zur Stromleitung beitragen, und zwar mit dem Charakter eines positiv geladenen Elektrons. Man bezeichnet dieses «im Kristallgitter fehlendes Elektron» als Defektelektron oder Loch.

Es soll nun untersucht werden, wie sich die Valenzelektronen eines Halbleiters im Kristallgitter (also in einem periodischen elektrostatischen Feld) verhalten.

Zur Beschreibung des Verhaltens des Elektrons genügt in vielen Fällen das Modell eines geladenen Teilchens (wie etwa bei der Berechnung der Elektronenbahnen in der Braunschen Röhre). Es stellt sich aber heraus, dass dieses Modell des Elektrons versagt, sobald man versucht, die Gesetzmässigkeiten der Atome damit zu erklären. Es muss also ein Modell entwickelt werden, das das Verhalten eines Elektrons im Innern eines Kristallgitters oder in Wechselwirkung mit Atomkernen richtig beschreiben kann. Einige klassische Experimente zeigen, dass das Elektron eine andere Form annimmt als die des geladenen, massenbehafteten Teilchens. (Fig. 3) zeigt ein Röntgenstrahlen-Beugungsdiagramm eines

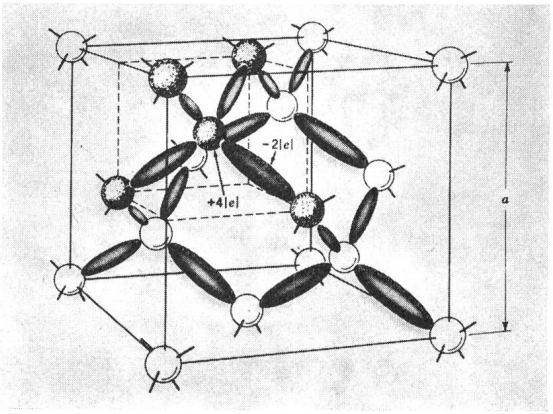

Fig. 2
Schematische Darstellung eines Germanium (Ge)-Kristalls
Die Verbindungen zwischen den einzelnen Atomen stellen die «Austausch-Kräfte» dar

[1]) Der Artikel wurde auf Grund des von Prof. Dr. E. Baumann gehaltenen Vortrages von *R. Lagadec* redigiert.

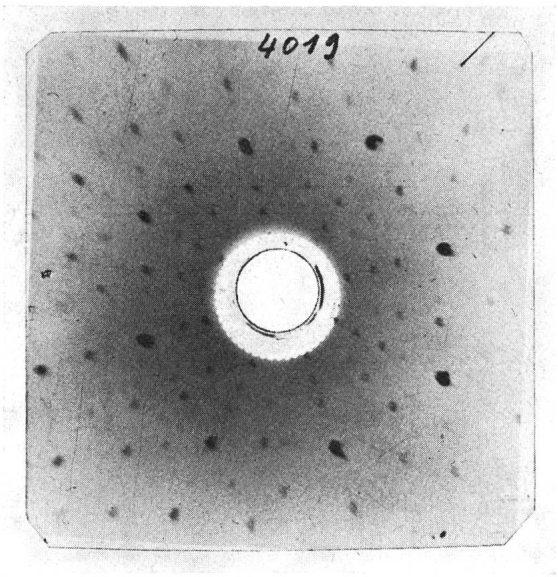

Fig. 3
Röntgenstrahlen-Beugungsdiagramm
(Laue-Diagramm)
Die Beugungsfigur gibt Auskunft über die kristalline Struktur des untersuchten Stoffes

Wolframkristalls. Die Erklärung des Bildes gelingt vollkommen, wenn man für den Wolframkristall eine periodische Struktur, für die Röntgenstrahlen eine Wellennatur annimmt.

Fig. 4 zeigt eine ähnliche Beugungsfigur, die man mit Elektronen erzeugt hat. Die Interpretation gelingt wiederum vollständig, wenn man annimmt, die Elektronen hätten auch Wellencharakter. Fig. 5 illustriert eine weitere Bestätigung für die Wellennatur der Elektronenstrahlen. Der Schatten der Kante auf der Beobachtungsebene sollte nach dem klassischen Elektronenmodell scharf und diskontinuierlich sein; die Intensitätsverteilung entspricht aber genau derjenigen, die man bei einem optischen Beugungsversuch beobachten kann. Das Elektron besitzt demzufolge als freies Teilchen Partikelcharakter, in Wechselwirkung mit Atomkernen zeigt es aber Wellencharakter.

Zur Überbrückung des scheinbaren Widerspruches zwischen diesen zwei Modellen der gleichen physikalischen Erscheinung wurde die Quantenphysik entwickelt. Am klarsten lassen sich die für uns interessanten Aspekte über den Weg der Schrödingerschen Wellenmechanik erläutern.

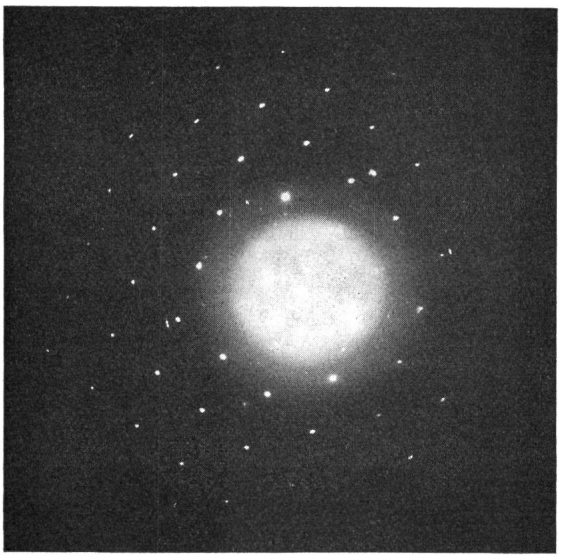

Fig. 4
Elektronendiffraktionsdiagramm
Die Beugungsfiguren illustrieren die Wellennatur der Elektronenstrahlen

In der Annahme, dass die Elektronen wegen ihrem Wellencharakter den gleichen Gesetzen folgen wie die Lichtquanten, kann man nach *Planck* schreiben:

$$E = h\,\nu \tag{1}$$

worin E die Energie des Elektrons, h das Plancksche Wirkungsquantum und ν die Frequenz der dem Elektron zugeschriebenen Welle ist. Weiter hat *de Broglie* postuliert, dass die Geschwindigkeit v des Elektrons als Teilchen gleichzusetzen ist der Gruppengeschwindigkeit v_g des dem Elektron

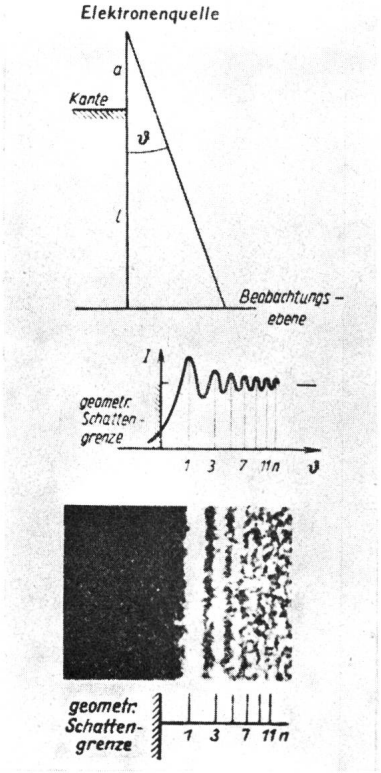

Fig. 5
Elektronenbeugung an einer Kante aus Aluminiumoxyd (Al_2O_3)
oben: Versuchsanordnung;
Mitte: Intensitätsverteilung.
Wellenlänge $6{,}6 \cdot 10^{-10}$ cm,
d. h. Energie $3{,}4 \cdot 10^4$ eV
$a = 3{,}5 \cdot 10^{-2}$ cm;
$l = 31{,}3$ cm

zugeordneten Wellenzuges. Benützt man weiter die daraus folgende, von *de Broglie* aufgestellte Beziehung:

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{p} \tag{2}$$

(λ Wellenlänge, m Masse und p Impuls, mit $p = m\,v$), so kann man zwischen den Parametern eines Elektrons folgende Zusammenhänge erkennen:

$$E = h\,\omega \tag{3}$$

und

$$p = \frac{h}{\lambda} \tag{4}$$

Weiter kann man aus dem Energiesatz sagen, dass die Gesamtenergie E eines Elektrons sich zusammensetzt aus der kinetischen Energie T und der potentiellen Energie V:

$$E = T + V \tag{5}$$

wobei im Falle des Atomgitters die potentielle Energie V eine periodische Ortsfunktion ist und das Gitterpotential darstellt. Durch Umformung der Gleichungen, welche den

Table 1-2 A Portion of the Periodic Table

III	IV	V
B	C	
Al	Si	P
Ga	Ge	As
		Sb

Fig. 6
Ausschnitt aus dem periodischen System der Elemente
Kolonne III: Akzeptoren
IV: Halbleiter
V: Donoren

Wellenzug des Elektrons beschreiben, kommt man schliesslich zur Wellengleichung:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{h^2} [E - V(x)] \psi = 0 \qquad (6)$$

worin ψ (x, t), die sog. Schrödingersche Wellenfunktion, etwa dem Ausdruck $U = V$ (x, t) bei der Wellengleichung einer elektrischen Leitung entspricht.

Es können eine Reihe von Analogien zwischen den Parametern der Wellengleichungen des Elektrons und der elektrischen Leitung aufgestellt werden, wie etwa:

$$\omega \longleftrightarrow \frac{2\pi}{h} E$$

$$\frac{2\pi}{\lambda} \longleftrightarrow \frac{2\pi}{h} p$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + (\omega^2 LC) u = 0 \longleftrightarrow \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{h^2} [E - V(x)] \psi = 0$$

Es ist dabei ersichtlich, dass der Parameter «Energie» in der Schrödingerschen Gleichung eine ähnliche Rolle spielt wie der Parameter «Frequenz» bei der Wellengleichung der Leitung.

Das Potential V in einem Kristall ist periodisch. Nun weiss man aber, dass eine Leitung mit örtlich periodisch veränderlichen Leitungskonstanten im Frequenzbereich auch periodische, alternierende Sperr- und Durchlassbereiche aufweist. Ähnlich kann man in einem periodischen elektrostatischen Feld alternierende «verbotene» und «erlaubte» Energiebereiche erwarten.

Eine Berechnung ergibt, dass in der Regel viel mehr den Elektronen zur Verfügung stehende Plätze vorhanden sind,

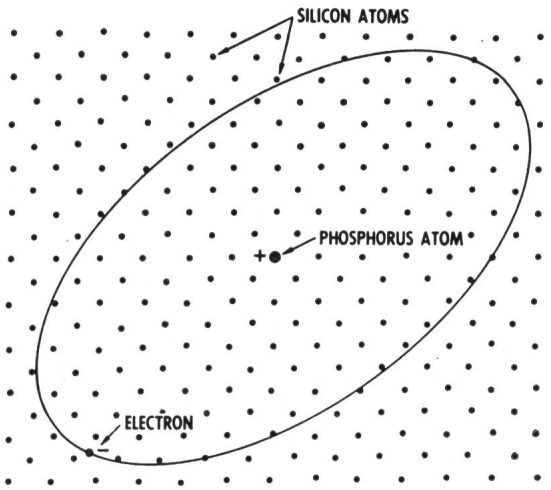

Fig. 7
Schematische Darstellung eines Si-Kristalles mit einem Phosphor-Fremdatom (Donor)
Das fünfte Elektron ist nur schwach an seinem Ursprungsatom gebunden

als es Elektronen gibt. Wichtig ist deshalb die Frage nach der Verteilung der Elektronen auf den Energieniveaus, d. h. auf den Plätzen. Statistische Betrachtungen zeigen, dass es ein Niveau E_f (das sog. Fermi-Niveau) gibt, derart, dass beim absoluten Nullpunkt alle vorhandenen Plätze unterhalb von E_f besetzt, alle anderen frei sind. Bei einer Erwärmung des Kristalles gehen immer mehr Elektronen über E_f in den ersten Durchlassbereich, das sog. Leitungsband (deshalb auch der positive Temperaturkoeffizient des Widerstandes eines Halbleiters).

Fig. 6 zeigt einen Ausschnitt aus dem periodischen System der Elemente, mit den Halbleitern Ge und Si in der Mitte, daneben die dreiwertigen Atome B, Al und Ga und die fünfwertigen Atome P, As und Sn. «Substitutionsmischkristalle», welche entstehen, wenn in einem Ge- oder Si-Gitter Atome durch Drei- bzw. Fünfwertiges ersetzt werden, besitzen nun besondere Eigenschaften. Fig. 7 zeigt ein solches Si-Gitter mit einem einzigen Phosphor-Fremdatom. Vier der fünf Valenzelektronen des Phosphoratoms übernehmen die gleiche Funktion wie die vier Si-Valenzelektronen; das fünfte Elektron bewegt sich auf einer weiten Bahn und kann sehr leicht von seinem ursprünglichen Ort entfernt werden.

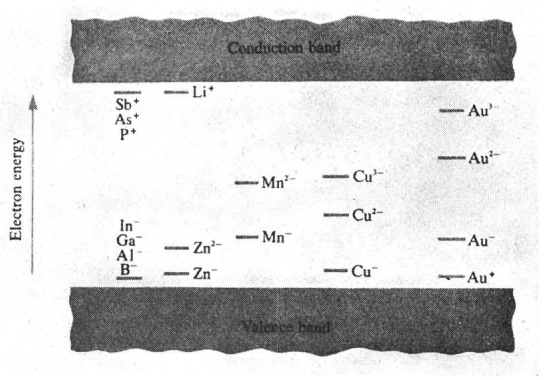

Fig. 8
Energieniveaux von verschiedenen Akzeptoren und Donoren bezüglich Germanium

In Fig. 8 sieht man die Energie, die notwendig ist, um ein solches Elektron ins Leitungsband zu befördern (bzw. um ein ähnlich entstandenes Loch, bei Dotation mit einem dreiwertigen Atom, ins Valenzband übergehen zu lassen). Kristalle, welche mit fünfwertigen Fremdatomen dotiert sind, nennt man n-dotiert, solche, die mit dreiwertigen Atomen dotiert sind, p-dotiert. In Fig. 9 sind die Energieverhältnisse bei p- und n-dotiertem Silizium illustriert.

Von grösster Wichtigkeit sind nun die Verhältnisse bei einem abrupten Übergang, im gleichen Kristall, zwischen einer p- und einer n-Zone (sog. p-n junction). An der Trennstelle sind, wie aus Fig. 10 ersichtlich, keine beweglichen Ladungsträger vorhanden; der Übergang von der n- zur p-Konzentration ist wegen der Gesetze der Diffusion kontinuierlich. (n-Träger sind in das p-Gebiet eindiffundiert und umgekehrt.) Zurück bleiben die ionisierten Donor- bzw. Akzeptoratome, welche in der sog. «Raumladungszone» ein elektrisches Feld erzeugen. Die von diesem Feld und von den Diffusionskräften hervorgerufenen Ladungsverschiebungen heben sich im Gleichgewicht auf; das an der Übergangsstelle vorhandene elektrische Feld hat zur Folge, dass zwischen der n- und der p-Zone — ohne Anlegen einer äus-

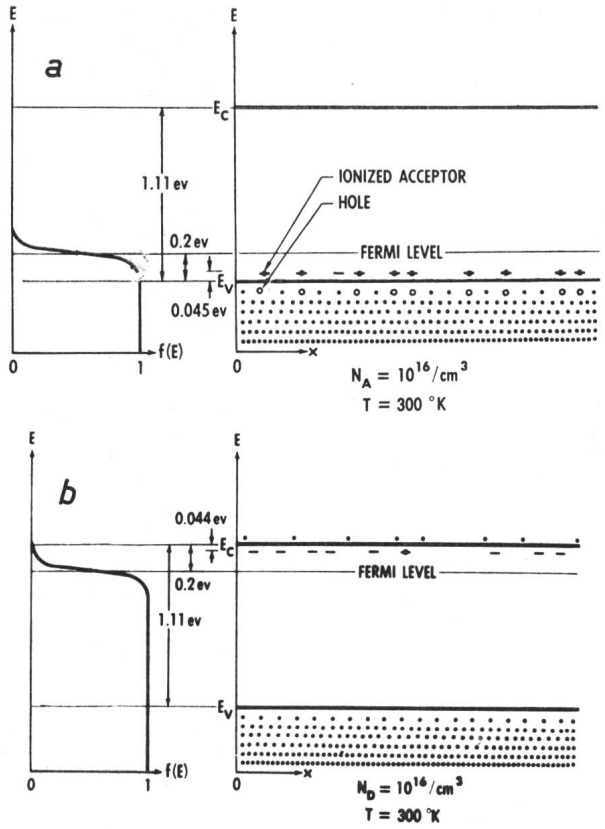

Fig. 9
Die Energie-Verhältnisse für p- und n-dotiertes Silizium

seren Spannung — eine Potentialdifferenz existiert, welche von den Konzentrationen in den zwei Gebieten sowie der Art des gewählten Halbleiters abhängt. Erhöht man diese Potentialdifferenz durch Anlegen einer gleichgepolten äusseren Spannung, so wird die Breite der ladungsfreien mittleren Zone vergrössert, und es wird weiterhin kein Strom fliessen. Bei der umgekehrten Polarität der angelegten Spannung kann aber der Diffusionsstrom ungehindert weiterfliessen, da die nun reduzierten elektrischen Feldstärken das Gleichgewicht nicht mehr halten können: der pn-Übergang hat demzufolge eine Diodencharakteristik.

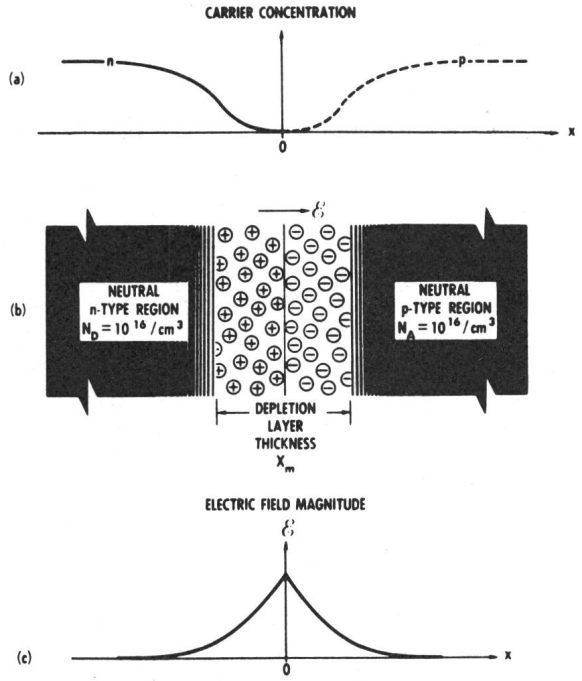

Fig. 10
Die Verhältnisse an einer pn-Junction
a Trägerkonzentration
b Raumladungszone
c Elektrisches Feld in der Nähe der Junction

Durch enge Kopplung zweier solcher pn-Übergänge entsteht der bipolare Transistor (Fig. 11), der durch seine drei verschieden dotierten Zonen (Emitter, Basis und Kollektor) charakterisiert ist sowie durch die Tatsache, dass negative und positive Ladungsträger sein Verhalten bestimmen.

Fig. 12 zeigt nun den Aufbau eines «n-Kanals FET». Als Grundmaterial dient hier n-dotiertes Silizium, auf welchem zwei p-dotierte Zonen angebracht werden. Kontakte sind zusätzlich an den p-Schichten («Gate») sowie an den zwei Enden des Kanals («Drain» und «Source») angebracht; die zwei p-Schicht-Kontakte sind weiter Ohmisch verbunden.

Es sei jetzt die Strecke Drain-Source über den Widerstand R_1 an die Spannungsquelle U_{batt} angeschlossen. Der fliessen-

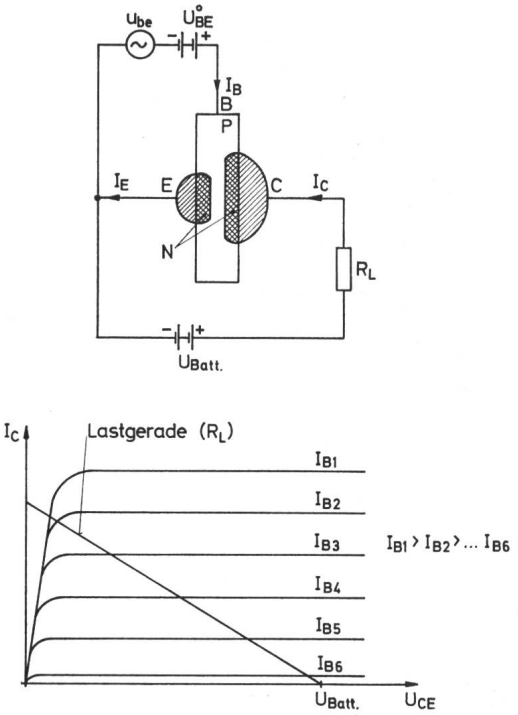

Fig. 11
Bipolarer Transistor mit seiner Kollektor-Emitter-Charakteristik
(Parameter ist der Basisstrom)

de Strom wird durch R_1 und den Widerstand des Kanals, der selber Funktion der Abmessungen und der Leitfähigkeit der n-Zone ist, bestimmt. Wird nun zusätzlich eine Spannung zwischen Source und Drain angelegt, so entsteht bei richtiger Polarität in der Umgebung der p-Zone eine Verarmungsschicht, wo keine Ladungsträger vorhanden sind. Der Querschnitt, der für die Stromleitung zwischen Drain und Source zur Verfügung steht, wird kleiner; bei wachsender Batteriespannung U_{batt} kommt es zu einer Charakteristik mit konstantem Strom, und das Verhalten eines FET ist mit demjenigen einer Elektronenröhre vergleichbar. Die entsprechende Charakteristik (Fig. 12) ist derjenigen einer Pentode sehr ähnlich.

Fig. 13 zeigt den schematischen Aufbau eines MOS-FET (= Metall Oxyd Semiconductor FET), dessen Herstellung mit wesentlich grösseren Schwierigkeiten verbunden ist, als es beim herkömmlichen FET der Fall ist. (Erst seit der Ent-

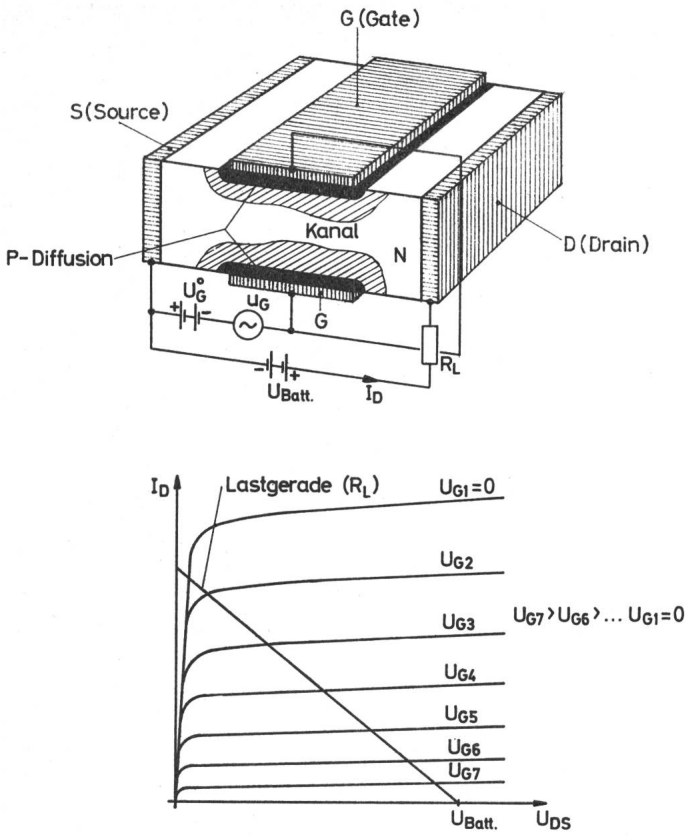

Fig. 12
Der FET: Schematischer Aufbau und Drain-Source-Kennlinie
Parameter ist die Gate-Source-Spannung

wicklung der Planartechnik konnten die Oberflächenzustände, die für den MOS-FET von entscheidender Bedeutung sind, beherrscht werden.) Hier sind wieder die drei Elektroden, Gate, Source und Drain, vorhanden; im vorliegenden Fall sind Source und Drain eindiffundierte n-dotierte Zonen, während der Grundkristall p-Charakter hat. Der Gate ist aber hier an eine isolierende SiO_2-Schicht angebracht.

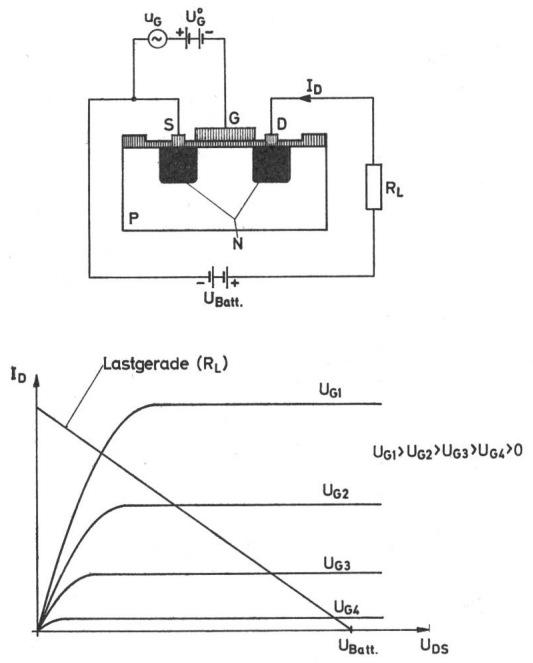

Fig. 13
Der MOS-FET: Schematischer Aufbau, Betriebszustand und Drain-Source-Kennlinie
Parameter ist die Gate-Source-Spannung

Zur Erklärung der Funktionsweise des MOS-FET benützt man Fig. 13, welche einen n-Kanal MOS-FET zeigt. Werden zwischen Source und Drain sowie zwischen Gate und Source Spannungen angelegt, so bildet sich zwischen Source und Drain ein n-Kanal, der sog. «Inversionskanal», und es kann Strom zwischen den zwei n-Zonen Drain und Source fliessen. Die Dicke der Inversionsschicht sowie ihre Ladungsträgerkonzentration können von der am Gate vorhandenen Ladung her gesteuert werden.

Es soll zuletzt noch das Zustandekommen der Inversionsschicht plausibel gemacht werden:

Die Schrödingersche Gleichung hat die Gestalt:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{h^2}[E - V(x)]\,\psi = 0 \qquad (7)$$

Es sei jetzt die Potentialenergie um einen Betrag ΔV geändert, was dem Anlegen einer Spannung entspricht:

$$V' = V + \Delta V \qquad (8)$$

Die Schrödingersche Gleichung heisst jetzt:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{h^2}[E - \Delta V - V(x)]\,\psi = 0 \qquad (9)$$

Man kann dies nun so interpretieren, als wäre das Energiespektrum um einen Betrag ΔV verschoben, sonst aber unverändert. Geht man vom p-dotierten Kristall aus, so hat

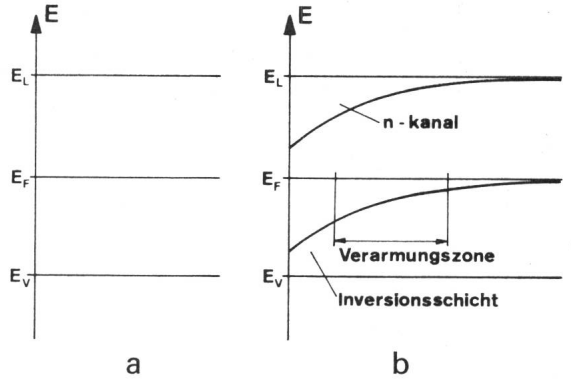

Fig. 14
Zur Entstehung der Inversionsschicht: Energiespektrum ohne (*a*) und mit (*b*) angelegter Spannung

das Energiespektrum die in Fig. 14a gezeigte Konfiguration. Eine äussere Spannung mit der richtigen Polarität wird das Energiespektrum nach unten verschieben, wie aus Fig. 14b ersichtlich ist. In der Oberflächenzone ist nun das Leitungsband beim Fermi-Niveau, ähnlich ist das Valenzband weiter entfernt vom Fermi-Niveau, und der Kristall hat in der Nähe der Oberfläche n-Charakter. Man sieht auch, wie die Dicke des n-Kanals durch die äussere Spannung bequem gesteuert werden kann.

Eine derart kurze Behandlung der physikalischen Grundlagen der FET vermag nicht, die Gründe für die ausserordentliche Wichtigkeit der Feldeffekt-Halbleiterbauelemente zu erläutern; diese sind vielmehr auf der Seite der technologischen Realisierbarkeit (man denke vor allem an die integrierten digitalen MOS-Schaltkreise) und der vielseitigen Verwendbarkeit zu suchen. Wichtige Aspekte der Anwendung von FET und MOS-FET werden in den nächsten zwei Beiträgen dieser Tagung behandelt.