

MINIMOS - ZWEIDIMENSIONALE MODELLIERUNG VON MOS-TRANSISTOREN

S.SELBERHERR, A.SCHÜTZ, H.PÖTZL

Institut für Allgemeine Elektrotechnik und Elektronik

1040 Wien, Gußhausstraße 27

1. Einleitung.

Die Höchstintegration (VLSI) von MOS-Schaltungen machte die computerunterstützte Simulation für den Entwurf moderner MOS-Transistoren zur unbedingten Notwendigkeit, im besonderen, weil experimentelle Untersuchungen sehr zeitraubend, oft auch sehr teuer und manchmal überhaupt nicht durchführbar sind. Die analytischen Modelle für MOS-Transistoren, welche bislang veröffentlicht wurden, beruhen auf gewissen Annahmen, welche zumeist derartige physikalische Einschränkungen bedeuten, daß nur eine sehr begrenzte Analyse und Vorhersagbarkeit von Transistoreigenschaften erzielt werden kann. Insbesondere verlieren die einfachen Modelle mit dem fortschreitenden Grad der Miniaturisierung immer mehr ihre Anwendbarkeit. Um nun moderne MOS-Transistoren in einer brauchbaren Weise zu beschreiben, ist man gezwungen numerische Modelle mit höherer Genauigkeit zu verwenden.

In den letzten Jahren wurden mehrere Versuche gemacht, Computer-Simulationsprogramme mit zweidimensionalen Modellen als Grundlage und ohne tiefgreifende physikalische Einschränkungen zu entwickeln /1/ - /10/. Aber in fast jedem Fall war eine breite Anwendbarkeit dieser Programme aufgrund mangelnder numerischer Stabilität, zu großem Speicherplatz- und Rechenzeitbedarf oder zu geringem Durchsatz nicht gewährleistet.

MINIMOS ist ein sehr benutzerorientiertes Programmpaket zur zwei-dimensionalen Simulation planarer MOS-Transistoren.

Die Verwendung modernster Programmiermethoden garantiert höchstmögliche Flexibilität und die benötigten niedrigen Computerkosten. Die implementierte dynamische Speicherplatzverwaltung ermöglicht einen extrem gesteigerten Durchsatz. Die Kernteile der Lösungsroutinen sind in Maschinensprache geschrieben damit kurze Laufzeiten gewährleistet sind. Die Eingabesprache ist leicht zu merken und richtet sich strukturell nach einem Vorschlag für eine einheitliche Syntax von CAD-Programmen /11/.

Im Abschnitt 2 dieses Artikels wird das physikalische Modell, das MINIMOS zugrunde liegt, vorgestellt; im Abschnitt 3 die numerische Realisierung erläutert und im Abschnitt 4 einige typische Ergebnisse gezeigt und diskutiert.

2. Das physikalische Modell.

Um eine beliebige Halbleiterstruktur für alle möglichen Arbeitsbedingungen genau zu analysieren, müssen die klassischen Halbleitergrundgleichungen, die in der folgenden Art als erstes von van Roosbroeck /12/ angegeben worden sind, gelöst werden.

$$\operatorname{div} \epsilon \operatorname{grad} \psi = -q (p - n + N_D^+ - N_A^-) \quad (1)$$

(Poissongleichung)

$$\operatorname{div} J_n - q \frac{\partial n}{\partial t} = qR \quad (2)$$

$$\operatorname{div} J_p + q \frac{\partial p}{\partial t} = -qR \quad (3)$$

(Kontinuitätsgleichungen)

$$J_n = -q (\mu_n n \operatorname{grad} \psi - D_n \operatorname{grad} n) \quad (4)$$

$$J_p = -q (\mu_p p \operatorname{grad} \psi + D_p \operatorname{grad} p) \quad (5)$$

(Stromgleichungen)

Diese Gleichung können mittels eines Iterationsverfahrens nach Gummel /13/ für den statischen Fall gelöst werden. Normiert man (1) - (5) nach de Mari /14/, erhält man die folgende einfachere Form der Grundgleichungen :

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \psi = n - p - C$$

$$\operatorname{div} J_n = R$$

$$\operatorname{div} J_p = -R \quad (6)$$

$$J_n = -\mu_n (n \operatorname{grad} \psi - \operatorname{grad} n)$$

$$J_p = -\mu_p (p \operatorname{grad} \psi + \operatorname{grad} p)$$

Um diese Gleichungen zu erhalten, muß man folgende Annahmen machen :

homogene Dielektrizitätskonstanten im Halbleiter und im Oxid.

$$\epsilon_{SM} = \text{Const.} , \quad \epsilon_{OXID} = \text{Const.} \quad (7)$$

totale Ionisation der Störstellen

$$C = N_D - N_A = N_D^+ - N_A^- \quad (8)$$

Das im MINIMOS verwendete Modell trifft einige weitere Vereinfachungen, die im allgemeinen für die MOS-Transistor Simulation unkritisch sind.

keine Entartung

$$n_i = \text{Const.} \quad (\text{kein Bandgap-Narrowing}) \quad (9)$$

keine Rekombination und Generation

$$R = \emptyset \quad (10)$$

kein Majoritätsträgerstrom

$$\text{für den n-Kanal Transistor: } J_p = \emptyset \quad (11)$$

$$\text{für den p-Kanal Transistor: } J_n = \emptyset$$

homogene Temperaturverteilung im ganzen Transistor

$$T = \text{Const.} \quad (12)$$

Die Simulationstemperatur wird zwar konstant gehalten, kann aber im Bereich von 250 K bis 450 K variiert werden.

Damit führt das Modell zu dem folgenden nichtlinearen System partieller Differentialgleichungen für den n-Kanal Transistor :

$$\begin{aligned} \text{div grad} \psi &= \exp(\psi - \phi_n) - \exp(\phi_p - \psi) - C \\ \text{div } J_n &= \emptyset \\ J_n &= -\mu_n n \text{ grad } \phi_n \\ \phi_p &= \text{const} \quad (\text{das bedeutet: } J_p = \emptyset) \end{aligned} \quad (13a)$$

für den p-Kanal Transistor :

$$\begin{aligned} \text{div grad } \psi &= \exp(\psi - \phi_n) - \exp(\phi_p - \psi) - C \\ \text{div } J_p &= \emptyset \\ J_p &= -\mu_p p \text{ grad } \phi_p \\ \phi_n &= \text{const} \quad (\text{das bedeutet: } J_n = \emptyset) \end{aligned} \quad (13b)$$

An dieser Stelle sollte angemerkt werden, daß eine direkte Berechnung von Substratströmen mit diesem Modell nicht möglich ist, da Rekombination und Generation vernachlässigt worden sind und das Quasiferminiveau der Majoritätsträger als konstant angenommen worden ist.

Eine einigermaßen zufriedenstellende Abschätzung des Subtrastromes kann jedoch durch die Integration der Ionisationsrate im ganzen Bauelement erzielt werden /15/, wodurch die Rechtfertigung der gemachten Vereinfachungen gegeben ist.

Der wichtigste Eingabeparameter ist zweifellos das Dotierungsprofil. Da zweidimensionale Dotierungsprofile bislang noch nicht sehr detailliert untersucht worden sind, bietet MINIMOS mehrere Möglichkeiten ein Dotierungsprofil zu spezifizieren /16/. Erstens kann eine Näherung mit in vielen Fällen ausreichender Genauigkeit von MINIMOS direkt berechnet werden. Dazu werden geschlossene analytische Ausdrücke nach /17/ - /19/ verwendet. Zweitens kann SUPREM, das Stanford University Process Engineering Models Programm /20/, zur sehr genauen Berechnung des Kanalprofiles und des Source-Drain Profiles angewendet werden, wobei nur mehr eine Anpassung in lateraler Richtung notwendig ist. Drittens kann ein Dotierungsprofil auch punktweise angegeben werden. Das ist natürlich sehr kompliziert, bietet aber die Möglichkeit DIMOS Transistoren, oder sogar noch komplexere Strukturen zu simulieren.

Als zu modellierende physikalische Parameter bleiben die Thermospannung (U_T), die intrinsische Dichte (n_i) und die Ladungsträgerbeweglichkeiten (μ_n, μ_p).

$$\begin{aligned} U_T &= U_T(T) = \frac{kT}{q} \quad (V) \\ n_i &= n_i(T) = 3.88 \cdot 10^{16} T^{3/2} \text{EXP}(-7000/T) \quad (\text{cm}^{-3}) \\ \mu_n &= \mu_n(T, E_P, E_T, Y, C, n) \quad (\text{cm}^2/\text{Vs}) \\ \mu_p &= \mu_p(T, E_P, E_T, Y, C, p) \quad (\text{cm}^2/\text{Vs}) \end{aligned} \quad (14)$$

Da die bislang publizierten Beweglichkeitsmodelle /21/ - /23/ sich weitgehend als nicht zufriedenstellend erwiesen, mußte ein neues Modell entwickelt werden /24/. Die Beweglichkeit wird hier als Funktion der Temperatur (T), der elektrischen Feldkomponente parallel zur Richtung des Stromflusses (E_p), der elektrischen Feldkomponente normal zur Si-SiO₂ Grenzschicht (E_T), dem Abstand zur Grenzschicht (y), der Störstellendichte (C), sowie der freien Ladungsträgerdichten (n, p) modelliert. Die implementierten Formeln sind detailliert im Anhang A angegeben.

3. Die numerische Behandlung.

In den folgenden Erläuterungen wird nur auf n-Kanal Transistoren Bezug genommen, da der einzige Unterschied für p-Kanal Transistoren in einigen Vorzeichen und Konstanten liegt.

Das mit (13) definierte System von Differentialgleichungen mit dem elektrischen Potential (Ψ) und dem Quasiferminiveau der Elektronen (ϕ_n) als physikalische Primärvariable muß linearisiert werden und kann dann entweder iterativ /13/ oder simultan gelöst werden. Die simultane Lösung birgt bedeutende numerische Schwierigkeiten und bietet nur unter gewissen Bedingungen Vorteile /10/, sodaß im allgemeinen der iterative Weg vorzuziehen ist /16/. Zur Lösung wurden die Differentialgleichungen mit Hilfe finiter Differenzen diskretisiert. Die zur Simulation verwendete Transistorgeometrie ist in Bild 1 zu sehen.

a) Die Poissongleichung.

Linearisiert man die erste Gleichung von (13a) erhält man :

$$\begin{aligned} \psi_{\text{EXACT}} &= \psi + \delta \\ \text{div grad } \delta - \delta (n+p) &= n-p-C-\text{div grad } \psi + O(\delta^2) \end{aligned} \quad (15)$$

(15) stellt eine elliptische Differentialgleichung, eine sogenannte "Helmholtzgleichung" dar. Die Diskretisierung dieser Gleichung in finite Differenzen bietet keine Schwierigkeiten und kann mit Standardmethoden durchgeführt werden /25/, /26/. Mit Sorgfalt muß nur die Grenzschicht diskretisiert werden (Linie BE in Bild 1), da hier die Raumladung unstetig ist. Im Oxid vereinfacht sich die Poissongleichung zur Laplacegleichung.

$$\text{div grad } \psi = 0 \quad (16)$$

b) Die Randbedingungen für das elektrische Potential.

Die Kontakte (AB : Source, CD : Gate, EF : Drain, GH : Bulk) werden als ohm'sch angenommen. Das Potential wird daher dort auf den Wert der angelegten Spannung plus dem durch die Dotierung eingebauten Potential festgehalten. An der Grenzschicht muß der Gauß'sche Satz (17) erfüllt werden, der auch die Grundlage für die Diskretisierung darstellt :

$$\left(\epsilon_{OX} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right)_{OX} = \left(\epsilon_{SEM} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right)_{SEM} \quad (17)$$

An den vertikalen Rändern (AH, CB, DE, FG) muß die laterale Feldstärkenkomponente verschwinden. Dies kann mit Hilfe des "Spiegelungsprinzips" /25/ leicht realisiert werden.

c) Die Kontinuitätsgleichung.

Zur Lösung der Kontinuitätsgleichung wurde die Differenzen näherung von Scharfetter und Gummel /23/ auf zwei Ortskoordinaten erweitert. Wegen des großen Gültigkeitsbereichs dieser Differenzengleichungen, was der Hauptgrund für die Wahl dieser Methode war, sind selbst für sehr genaue Rechnungen nur wenige Gitterpunkte erforderlich. Es sollte aber trotzdem hier angemerkt werden, daß es noch einige andere Verfahren zur Diskretisierung der Kontinuitätsgleichung gibt (z.B. /2/,/4/).

d) Die Randbedingungen für die Kontinuitätsgleichung.

Am Source-Kontakt (AB) und am Drain-Kontakt (EF) wird die Trägerdichte auf den Dotierungswert gesetzt und festgehalten.

An der Grenzschicht (BE) wird keine Normalstromkomponente zugelassen. An den vertikalen Rändern (AH,FG) muß die Lateralstromkomponente verschwinden. Am Bulk-Kontakt (HG) wird überhaupt kein Stromfluß zugelassen. Einige Einzelheiten über die Differenzgleichungen sind im Anhang B angegeben. Als Grundlagenliteratur ist eventuell /25/ - /27/ zu empfehlen.

e) Gitter und Anfangslösung.

Das verwendete Gitter ist nicht äquidistant und wird von MINIMOS vollautomatisch unter Berücksichtigung des zu simulierenden Arbeitspunktes und des Dotierungsprofils generiert. Als eine der Richtlinien für die Gittergeneration ist der Potentialsprung zwischen zwei benachbarten Gitterpunkten zu nennen. Es wird getrachtet diesen möglichst immer kleiner als 10 Thermospannungen zu halten. Das kleinste Gitter hat 25 mal 25 Punkte; die maximale Größe ist 60 mal 60 Punkte. Da die aktuelle Gittergröße wesentlich die benötigte Rechenzeit und den Speicherplatzbedarf bestimmt, muß die optimale Gittergröße sehr sorgfältig abgeschätzt werden. Mit analoger Sorgfalt muß die Anfangslösung berechnet werden. In MINIMOS werden eindimensionale Näherungen gefolgt von der simultanen Lösung der zweidimensionalen Poissongleichung und der eindimensionalen Kontinuitätsgleichung verwendet. Nach diesem Simulationsschritt wird das Gitter optimiert und die Anfangslösung neu berechnet bis eine ideale Konfiguration von Gitter und Anfangslösung erreicht ist.

f) Die Lösung.

Die Methode von Stone /28/ hat sich sowohl für die Poissongleichung als auch die Kontinuitätsgleichung als optimal herausgestellt. Die Relaxationsmethoden /20/, /22/ sind wegen des zu großen Rechenzeitbedarfs ungeeignet. Die Methode von Dupont, Kendall und Rachford /29/ ist bezüglich des Rechenzeitbedarfs ziemlich gleichwertig, die Datenaufbereitung ist jedoch schwieriger. Als Iterationsparameter wird ein Satz von sechs oder neun Werten zyklisch variiert, ähnlich dem Vorschlag von Stone. Im Falle der Poissongleichung kann man den Maximalwert des Iterationsparameters recht gut, wie in /28/ erläutert, abschätzen. Für die Kontinuitätsgleichung hat sich ein relativ kleiner Wert ($\emptyset.25$) als ideal herausgestellt. Eine theoretische Verifikation dieses Wertes war nicht möglich. Wahrscheinlich ist jedoch die relativ schlechte Kondition der Kontinuitätsgleichung dafür verantwortlich. Örtlich variierende Iterationsparameter, wie Jesshope /30/ vorgeschlagen hat, wurden ausprobiert, brachten aber keine wesentliche Verbesserung mit sich. Als Abbruchkriterium für den Iterationsprozeß wird ein maximaler Potentialfehler von 10^{-4} Thermo spannungen verlangt. Diese Genauigkeit erreicht man mit 3 bis 100 Iterationen, was hauptsächlich vom Arbeitspunkt abhängt. Die totale Rechenzeit für einen Arbeitspunkt liegt damit zwischen 5 und 60 Sekunden auf einem CDC Cyber 74 Computer.

4. Ergebnisse.

Es ist schwierig Beispiele zu finden, die sowohl für den erfahrenen Leser von Interesse sind als auch leicht verständlich für allgemein an der Simulation Interessierte ohne spezifische Kenntnisse auf dem MOS-Gebiet. Ein geeignetes Beispiel dieser Art, das eine typische Anwendung von MINIMOS zeigt, ist die Analyse des Einflusses der Ionenimplantation auf Kurz-Kanal-Transistoren. Zu diesem Zweck wurden drei Transistoren, deren Daten im folgenden direkt mittels der MINIMOS Eingabesätze (Bild 2) angegeben werden, simuliert.

Die erste Zeile jedes der drei Eingabesätze ist eine Überschrift, mit der der Ausdruck gekennzeichnet wird. Die weitere Syntax basiert auf einem Schlüsselwort, Parameter = Wert Struktur und ist selbstverständlich vollkommen frei formatiert. Die zweite Zeile mit "DEVICE" als Schlüsselwort beschreibt Typ und Geometrie des Transistors. Spezifiziert wurde ein n-Kanal Bauelement (CHANNEL = N) mit Aluminium Gate (GATE = AL) einer Oxiddicke von 500 \AA (TOX = 500.E-8), einer Kanalweite von 10 Mikrometer ($W = 10.E-4$) und einer Kanallänge von einem Mikrometer ($L = 1.E-4$). Mit der "BIAS" Direktive wird der Arbeitspunkt beschrieben. Eine Drain-Spannung von 2 V ($UD = 2.$) und eine Gate-Spannung von ($UG = \emptyset$) wurde gewählt. Wenn die Substratvorspannung nicht explizit angegeben ist, wird der Wert \emptyset V von MINIMOS angenommen. Die "PROFILE" Direktive dient zur Angabe der Substratdotierung und des Source-Drain-Profiles. In diesem Beispiel wurde der einfachste Weg der Definition eines Dotierungsprofils gewählt, die direkte Berechnung mit MINIMOS.

Eine Substratdotierung von 10^{15}cm^{-3} (NB = 1.E 15) und eine Source-Drainimplantation mit Phosphor (ELEM = PH) einer Implantationsdosis von 10^{15}cm^{-2} (DOSE = 1.E 15) und einer Implantationsenergie von 40 keV (AKEV = 40) ist angegeben. Die Implantation wird durch ein Schutzoxid mit einer Dicke von 500 \AA (TOX = 500.E-8) gemacht und bei 1000°C (TEMP = 1000) 900 Sekunden (TIME = 900) ausgeheilt. Im zweiten Eingabesatz ist zuzüglich eine "IMPLANT" Direktive enthalten, mit welcher eine Kanalimplantation mit Bor (ELEM = B), einer Dosis von $3 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$ (DOSE = 3.E 11) und einer Energie von 20 keV (AKEV = 20) spezifiziert ist. Ausgeheilt wird bei 900°C (TEMP = 900) 900 Sekunden (TIME = 900) lang. Der dritte Eingabesatz beinhaltet eine zweite "IMPLANT" Direktive für eine zweite, tiefere Kanalimplantation mit Bor (ELEM = B), einer Dosis von $2 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$ (DOSE = 2.E 11) und einer Energie von 120 keV (AKEV = 120). Es wird von MINIMOS angenommen, daß beide Kanalimplantationen gemeinsam ausgeheilt werden. Es ist sicherlich gut bekannt, daß der erste Transistor aus diesen Beispielen durch den Kurzkanaleffekt eine leicht negative Schwellspannung hat und daß die erste, seichte Kanalimplantation dazu dient die Schwellspannung auf einen positiven Wert zu verschieben. Die tiefe Kanalimplantation dient dazu eventuell auftretende "Punch through" Probleme zu eliminieren. Diese Effekte werden im folgenden anhand von 3-D Bildern der Verteilung der relevanten, physikalischen Größen im Transistorinneren erläutert.

Die berechneten Dotierungsprofile sind in den Bildern 3 - 5 zu sehen. Man kann gut die Source-Drain pn-Übergangstiefe mit 3000 \AA ablesen. Die Oberflächenkonzentration in den hochdotierten Source-Drain Gebieten beträgt etwa $5 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$.

Die effektive Kanallänge wird durch die Unterdiffusion auf ungefähr 0,6 Mikrometer reduziert. Die seichte Kanalimplantation ist gut in den Bildern 4, 5 zu erkennen. Bild 5 zeigt weiters die tiefe Implantation zur Unterdrückung des "Punch through" Effektes. Die Schwellspannung wurde durch die tiefe Implantation kaum beeinflusst.

Bild 6 zeigt die Verteilung des elektrischen Potentials im ersten Transistor. Der Drainkontakt ist rechts zu denken. In den Verarmungszonen der in Sperrichtung gepolten Drain-Bulk Diode fällt das Potential annähernd linear ab; in den hochdotierten Source-Drain Gebieten ist es ziemlich konstant. Eine kleine Barriere erkennt man in der Source-Kanal Diode. Die Potentialverteilung in den Transistoren 2 und 3 wird hier nicht gezeigt, da kein merklicher Unterschied ersichtlich ist.

Bild 7 zeigt die Elektronendichteverteilung im ersten Transistor. Die Oberflächenkonzentration im Kanal ist relativ hoch, was durch die leicht negative Schwellspannung bedingt ist. Der Arbeitspunkt liegt somit im Bereich starker Inversion. Sehr gut ist in der Nähe des Drain-Kontaktes eine Trägerverarmung zu erkennen, welche die sogenannte "Pinch -off" Zone repräsentiert.

Bild 8 zeigt die Elektronendichteverteilung im zweiten Transistor. Die Oberflächenkonzentration ist, wie erwartet, durch die Kanalimplantation deutlich gesunken. Jetzt erkennt man aber eine Art Trägerkanal in einer Tiefe von etwa 2000 \AA , welcher durch den "Punch through" Effekt verursacht wird, was die Stromdichteverteilung noch wesentlich deutlicher zeigen wird.

Bild 9 zeigt die Elektronendichteverteilung im dritten Transistor. Die zweite Kanalimplantation erzwang einen monotonen Dichteabfall von der Oberfläche in das Transistorinnere, was deutlich die Unterdrückung des "Punch through" Effektes anzeigt.

Bild 10 zeigt die Lateralstromdichteverteilung im ersten Transistor. Zwecks besserer Sichtbarkeit ist auf der rechten Seite dieses Bildes das Komplement dieser Verteilung gezeichnet. Im Source-seitigen Teil des Kanals wird der Strom durch die transversale Feldkomponente gezwungen an der Oberfläche zu fließen. Jedoch schon in der Mitte des Kanals, ein typischer Kurzkanaleffekt, spreizt der Stromfluß durch den Einfluß der Drainspannung auf. Es sollte auch angemerkt werden, daß der Kanal relativ weit ist. Die Ursache hierfür ist in einer Überlagerung von Inversionsstrom und "Punch through" Strom zu finden.

Die Lateralstromdichte und das zugehörige Komplement für den zweiten Transistor ist in Bild 11 zu sehen. Man erkennt einen massiv ausgeprägten "Punch through" Effekt. Der Stromfluß findet in einem weiten Kanal im Substrat statt. Nur ein kleiner Rest des Inversionsstromes ist an der Oberfläche zu erkennen.

Bild 12 zeigt die Lateralstromdichteverteilung im dritten Transistor. Der "Punch through" Kanal ist gänzlich verschwunden; der gesamte Stromfluß findet an der Oberfläche statt. Die zwei zuzüglichen Spitzen in diesen Zeichnungen sind keineswegs zufällig, sondern einfach physikalisch begründbar. Der Stromfluß beginnt in einer schmalen Schicht unter dem Source-Kontakt.

Er spreizt jedoch sofort im niederohmigen Source-Gebiet auf, wird aber am Anfang des Kanals durch das transversale Feld wieder an die Oberfläche gezogen. Durch die Drainspannung wird der Kanal dann wieder aufgeweitet. Da der gesamte Strom jedoch durch den Drainkontakt fließen muß, wird er unter dem Kontakt wieder zusammengedrängt.

Die Ausgangskennlinie für eine Gate-Spannung von 1 V zeigt Bild 13. Für Vergleichszwecke sind die Simulationsergebnisse ohne Beweglichkeitsmodellierung als strichlierte Kurven eingezeichnet. Der starke Einfluß dieses Effektes ist deutlich zu erkennen und ist für den ersten Transistor besonders ausgeprägt.

Bild 14 zeigt die Unterschwellspannungskennlinien für zwei verschiedene Drainspannungen. Die durchgezogenen Kurven bedeuten 2 V, die gestrichelten 100 m V. Bei 100 m V ist die Steilheit für alle drei Transistoren identisch. Sie wird durch den zusätzlichen "Punch through" Strom bei 2 V Drainspannung für Transistor 1 und 2 beträchtlich vermindert. Die Verschiebung der Kennlinie bei unterschiedlichen Drainspannungen, welche durch den Kurzkanal-Effekt verursacht wird, ist beim dritten Transistor minimal.

5. Zusammenfassung.

In diesem Artikel wird ein benutzerorientiertes Programm zur zweidimensionalen numerischen Simulation planarer MOS-Transistoren vorgestellt. Mit ausgefeilter Programmier-technik und modernen numerischen Algorithmen werden niedrige Computerkosten erreicht. Als hauptsächliche Motivation für die Entwicklung dieses Programmes sind die folgenden Gründe zu nennen :

- um das grundlegende Verständnis moderner MOS-Transistoren zu vertiefen.
- um ein Bindeglied zwischen Technologie-modellierung und computerunterstütztem Schaltungsentwurf zu schaffen.
- um ein einfach bedienbares aber sehr genaues MOS-Simulationsprogramm zur Verfügung stellen zu können.

Es wurde gezeigt, daß die genannten Forderungen befriedigend erfüllt werden konnten. Insbesondere ermöglicht die Kenntnis der Verteilung wichtiger physikalischer Größen wie Ladungsträgerdichten und Stromdichten einen tiefen Einblick in die Funktion eines Bauelementes, welcher auf keine andere Weise in dieser Art gewonnen werden kann.

Besonderer Dank sei der Siemens AG, München für die Bereitstellung von Testtransistoren gewidmet.

Anhang A.

In diesem Abschnitt werden kurz die Formeln für Elektronen- und Löcherbeweglichkeit erläutert. Eine detaillierte Ableitung mit Angabe aller Literaturstellen ist in /24/ zu finden.

a) Elektronenbeweglichkeit.

Die Beweglichkeit wird im wesentlichen aus zwei Komponenten zusammengesetzt.

$$\mu_n(T, E_p, E_T, Y, C, n) = \left(1/\mu_{LI}^\beta + 1/\mu_{EPET}^\beta \right)^{-1/\beta}$$

Die verwendete Verknüpfung ist eine Art Mathiessenregel mit einem temperaturabhängigen Gewicht /32/.

$$\beta = 2.57 \cdot 10^{-2} T^{0.66}$$

Die Komponente μ_{LI} beschreibt den Einfluß der Gitterstreuung der Störstellenstreuung und die Abschirmung der Störstellen durch die freien Ladungsträger als Funktion der Temperatur.

$$\mu_{LI} = \mu_{LI}(T, C, n)$$

Die Komponente μ_{EPET} beschreibt den Einfluß der Geschwindigkeits-sättigung und der Oberflächenstreuung sowohl als Funktion der Temperatur als auch des Abstands von der Si-SiO₂ Grenzschicht.

$$\mu_{EPET} = \mu_{EPET}(T, E_p, E_T, Y)$$

μ_{LI} selbst wird wieder aus zwei Komponenten zusammengesetzt; μ_L bedeutet die Gitterbeweglichkeit und μ_I die Störstellenbeweglichkeit nach Brooks /33/.

$$\mu_L = 7.12 \cdot 10^8 T^{-2.3} \quad \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \right)$$

$$\mu_I = \frac{7.3 \cdot 10^{17} T^{1.5}}{C \cdot f \left(\frac{1.52 \cdot 10^{15} T^2}{n} \right)} \quad \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \right)$$

$$\text{mit } f(x) = \ln(1+x) - \frac{x}{1+x}$$

μ_L und μ_I werden mit der Formel von Debye /34/ verknüpft.

$$\mu_{LI} = \mu_L \left(1 + g \left(\left(\frac{6\mu_L}{\mu_I} \right)^{1/2} \right) \right)$$

$$\text{mit } g(x) = x^2 \left(\text{Ci}(x) \cos(x) + \sin(x) \left(\text{Si}(x) - \frac{\pi}{2} \right) \right)$$

Auch μ_{EPET} setzt sich aus zwei Anteilen zusammen; μ_{EP} beschreibt den Einfluß der Geschwindigkeitssättigung und μ_{ET} modelliert die Oberflächenstreuung.

$$\mu_{EP} = \frac{1.53 \cdot 10^9 T^{-0.87}}{-E_p} \cdot \left(\frac{y+10^{-7}}{y+2 \cdot 10^{-7}} \right)^{1/2} \quad \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \right)$$

$$\mu_{ET} = 10^8 \cdot (y+2 \cdot 10^{-7})^{1/2} \cdot h(E_T)^{-1/2} \quad \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \right)$$

$$\text{mit } h(x) = x + (x^2)^{1/2}$$

Die beiden Anteile werden empirisch mittels einer Mathiessenregel mit einem Gewicht von 2 verknüpft.

$$\mu_{EPET} = \left(1/\mu_{EP}^2 + 1/\mu_{ET}^2 \right)^{-1/2}$$

Selbstverständlich sind so manche Konstanten in dieser Ausführung diskussionswürdig und werden möglicherweise aufgrund zukünftiger Forschungsergebnisse modifiziert. Die zitierten Werte ergaben jedenfalls optimale quantitative Übereinstimmung von Simulation und Messung in den bislang betriebenen Untersuchungen.

b) Löcherbeweglichkeit.

Strukturell werden identische Formeln zur Modellierung der Löcherbeweglichkeit verwendet wie für die Elektronenbeweglichkeit. Daher sind in diesem Abschnitt nur die entsprechenden Formeln zusammengefaßt um die relevanten Konstanten aufzuzeigen.

Mit $\mu_L = 1.35 \cdot 10^8 T^{-2.2}$ $(\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}})$

und $\mu_I = \frac{5.6 \cdot 10^{17} T^{1.5}}{C \cdot f \left(\frac{2.5 \cdot 10^{15} T^2}{p} \right)}$ $(\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}})$

gilt $\mu_{LI} = \mu_L \left(1 + g \left(\left(\frac{6\mu_L}{\mu_I} \right)^{1/2} \right) \right)$.

Mit $\mu_{EP} = \frac{1.62 \cdot 10^8 T^{-0.52}}{E_P} \cdot \left(\frac{y+2 \cdot 10^{-7}}{y+4 \cdot 10^{-7}} \right)^{1/2}$ $(\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}})$

und $\mu_{ET} = 2.6 \cdot 10^8 \cdot (y+4 \cdot 10^{-7})^{1/2} \cdot h(-E_T)^{-1/2}$ $(\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}})$

gilt $\mu_{EPET} = (1/\mu_{EP}^2 + 1/\mu_{ET}^2)^{-1/2}$

Mit $\beta = 0.46 T^{0.17}$

ergibt sich $\mu_p(T, E_P, E_T, Y, C, p) = (1/\mu_{LI}^\beta + 1/\mu_{EPET}^\beta)^{-1/\beta}$.

Die Funktionen f, g, h sind identisch für Elektronen- und Löcherbeweglichkeit.

Anhang B.

In diesem Abschnitt werden die diskreten Formen der Poisson- und Kontinuitätsgleichung für finite Differenzen angegeben. Fig. 15 zeigt die im folgenden verwendete Nomenklatur für einen allgemeinen Knotenpunkt.

a) Die Poissongleichung im Halbleiter.

$$\text{Mit } e_{ij} = 0.5(x_i + x_{i-1})(y_j + y_{j-1})$$

$$\text{und } f_{ij} = (y_j + y_{j-1})/x_i$$

$$g_{ij} = (x_i + x_{i-1})/y_j$$

$$r_{ij} = 1/(e_{ij}(n_{ij} + \exp(\phi_p - \psi_{ij})) + f_{ij} + f_{i-1j} + g_{ij} + g_{ij-1})$$

$$a_{ij} = f_{ij} r_{ij}$$

$$b_{ij} = f_{i-1j} r_{ij}$$

$$c_{ij} = g_{ij} r_{ij}$$

$$d_{ij} = g_{ij-1} r_{ij}$$

$$\begin{aligned} \text{gilt } \delta_{ij} = & a_{ij}(\delta_{i+1j} + \psi_{i+1j} - \psi_{ij}) + b_{ij}(\delta_{i-1j} + \psi_{i-1j} - \psi_{ij}) + \\ & + c_{ij}(\delta_{ij+1} + \psi_{ij+1} - \psi_{ij}) + d_{ij}(\delta_{ij-1} + \psi_{ij-1} - \psi_{ij}) + \\ & + e_{ij} r_{ij}(C_{ij} - n_{ij} + \exp(\phi_p - \psi_{ij})). \end{aligned}$$

b) Die Poissongleichung an der Grenzschicht.

$j = k$ kennzeichne die Grenzschichtlinie

Mit $\gamma = \epsilon_{\text{OXID}} / \epsilon_{\text{SEM}}$

$$e_{ik} = 0.5(x_i + x_{i-1})y_k$$

$$f_{ik} = (y_k + \gamma y_{k-1}) / x_i$$

$$g_{ik} = (x_i + x_{i-1}) / y_k$$

$$r_{ik} = 1 / (e_{ik} (n_{ik} + \exp(\phi_p - \psi_{ik})) + f_{ik} + f_{i-1k} + g_{ik} + \gamma g_{ik-1})$$

$$a_{ik} = f_{ik} r_{ik}$$

$$b_{ik} = f_{i-1k} r_{ik}$$

$$c_{ik} = g_{ik} r_{ik}$$

$$d_{ik} = \gamma g_{ik-1} r_{ik}$$

gilt

$$\begin{aligned} \delta_{ik} = & a_{ik} (\delta_{i+1k} + \psi_{i+1k} - \psi_{ik}) + b_{ik} (\delta_{i-1k} + \psi_{i-1k} - \psi_{ik}) + \\ & + c_{ik} (\delta_{ik+1} + \psi_{ik+1} - \psi_{ik}) + d_{ik} (\delta_{ik-1} + \psi_{ik-1} - \psi_{ik}) + \\ & + e_{ik} r_{ik} (C_{ik} - n_{ik} + \exp(\phi_p - \psi_{ik})). \end{aligned}$$

c) Die Kontinuitätsgleichung im Halbleiter.

Mit $\xi(x) = \frac{x}{\exp(x)-1}$ (Bernoulli Funktion)

$$e_{ij} = \frac{\mu_M \xi(\psi_{ij} - \psi_{i+1j})}{x_i (x_i + x_{i-1})}$$

$$f_{ij} = \frac{\mu_{M-1} \xi(\psi_{ij} - \psi_{i-1j})}{x_{i-1} (x_i + x_{i-1})}$$

$$g_{ij} = \frac{\mu_N \xi(\psi_{ij} - \psi_{ij+1})}{y_j (y_j + y_{j-1})}$$

$$h_{ij} = \frac{\mu_{N-1} \xi(\psi_{ij} - \psi_{ij-1})}{y_{j-1} (y_j + y_{j-1})}$$

$$r_{ij} = \frac{1}{e_{ij} + f_{ij} + g_{ij} + h_{ij}}$$

$$a_{ij} = e_{ij} r_{ij} \exp(\psi_{ij} - \psi_{i+1j})$$

$$b_{ij} = f_{ij} r_{ij} \exp(\psi_{ij} - \psi_{i-1j})$$

$$c_{ij} = g_{ij} r_{ij} \exp(\psi_{ij} - \psi_{ij+1})$$

$$d_{ij} = h_{ij} r_{ij} \exp(\psi_{ij} - \psi_{ij-1})$$

gilt $n_{ij} = a_{ij} n_{i+1j} + b_{ij} n_{i-1j} + c_{ij} n_{ij+1} + d_{ij} n_{ij-1}$.

d) Die Kontinuitätsgleichung an der Grenzschicht.

$j = k$ kennzeichne die Grenzschichtlinie

Mit $\xi(x) = \frac{x}{\exp(x) - 1}$

$$e_{ik} = \frac{\mu_M \xi(\psi_{ik} - \psi_{i+1k})}{x_i (x_i + x_{i-1})}$$

$$f_{ik} = \frac{\mu_{M-1} \xi(\psi_{ik} - \psi_{i-1k})}{x_{i-1} (x_i + x_{i-1})}$$

$$g_{ik} = \frac{\mu_N \xi(\psi_{ik} - \psi_{ik+1})}{y_k^2}$$

$$r_{ik} = \frac{1}{e_{ik} + f_{ik} + g_{ik}}$$

$$a_{ik} = e_{ik} r_{ik} \exp(\psi_{ik} - \psi_{i+1k})$$

$$b_{ik} = f_{ik} r_{ik} \exp(\psi_{ik} - \psi_{i-1k})$$

$$c_{ik} = g_{ik} r_{ik} \exp(\psi_{ik} - \psi_{ik+1})$$

gilt $n_{ik} = a_{ik} n_{i+1k} + b_{ik} n_{i-1k} + c_{ik} n_{ik+1}$.

Die Bernoulli Funktion $\xi(x)$ muß sehr sorgfältig ausgewertet werden um höchstmögliche Genauigkeit zu erreichen /31/.

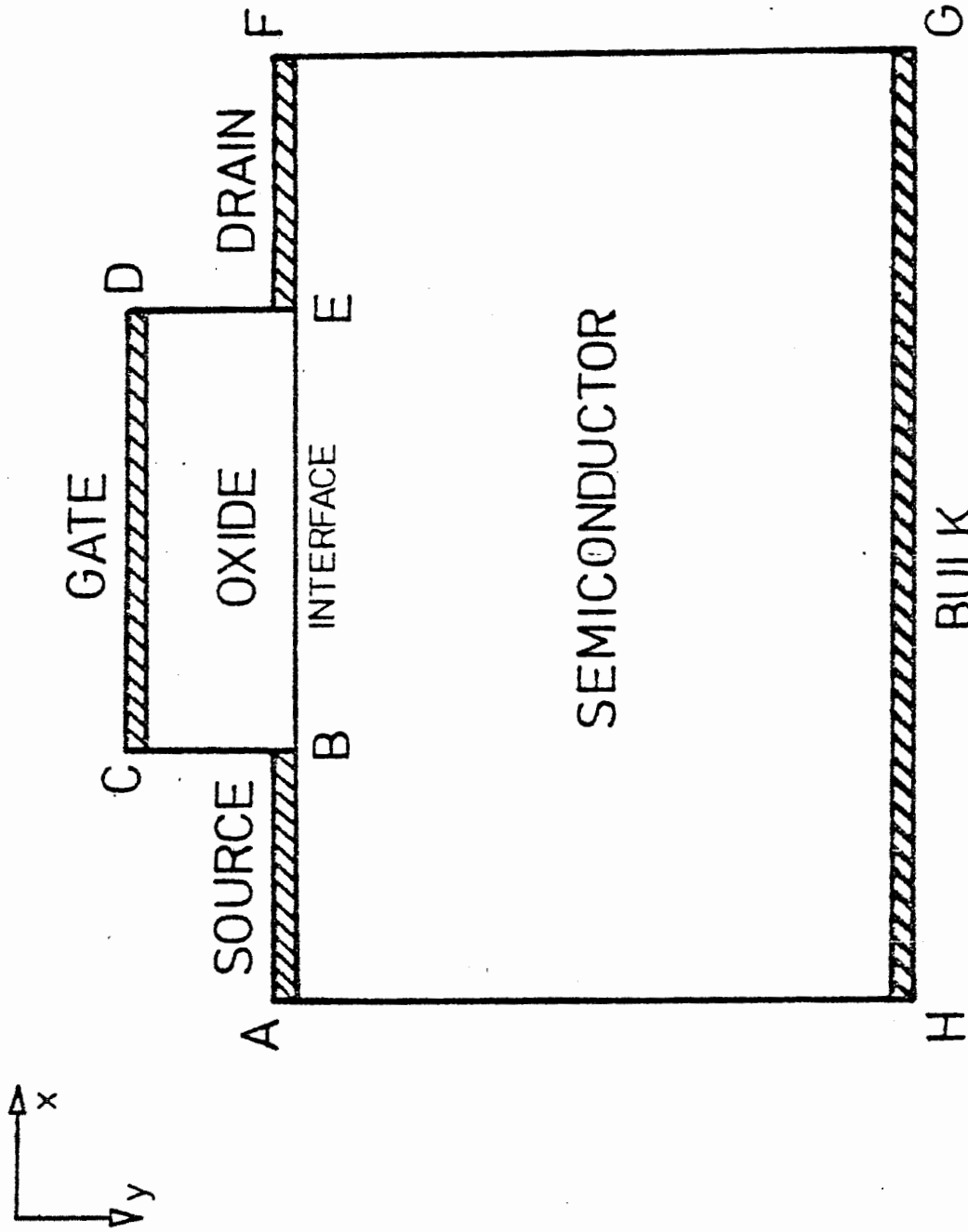


Bild 1. Die Simulationsgeometrie

ONE - MICRON ANALYSIS (DEVICE 1)

DEVICE CHANNEL=N GATE=AL TOX=500.E-8 W=10.E-4 L=1.E-4
BIAS UD=2. UG=0.
PROFILE NB=1.E15 ELEM=PH DOSE=1.E15 AKEV=40 TOX=500.E-8
+ TEMP=1000 TIME=900
END

ONE - MICRON ANALYSIS (DEVICE 2)

DEVICE CHANNEL=N GATE=AL TOX=500.E-8 W=10.E-4 L=1.E-4
BIAS UD=2. UG=0.
PROFILE NB=1.E15 ELEM=PH DOSE=1.E15 AKEV=40 TOX=500.E-8
+ TEMP=1000 TIME=900
IMPLANT ELEM=B DOSE=3.E11 AKEV=20 TEMP=900 TIME=900
END

ONE - MICRON ANALYSIS (DEVICE 3)

DEVICE CHANNEL=N GATE=AL TOX=500.E-8 W=10.E-4 L=1.E-4
BIAS UD=2. UG=0.
PROFILE NB=1.E15 ELEM=PH DOSE=1.E15 AKEV=40 TOX=500.E-8
+ TEMP=1000 TIME=900
IMPLANT ELEM=B DOSE=3.E11 AKEV=20 TEMP=900 TIME=900
IMPLANT ELEM=B DOSE=2.E11 AKEV=120
END

Bild 2. Einige typische Eingabesätze

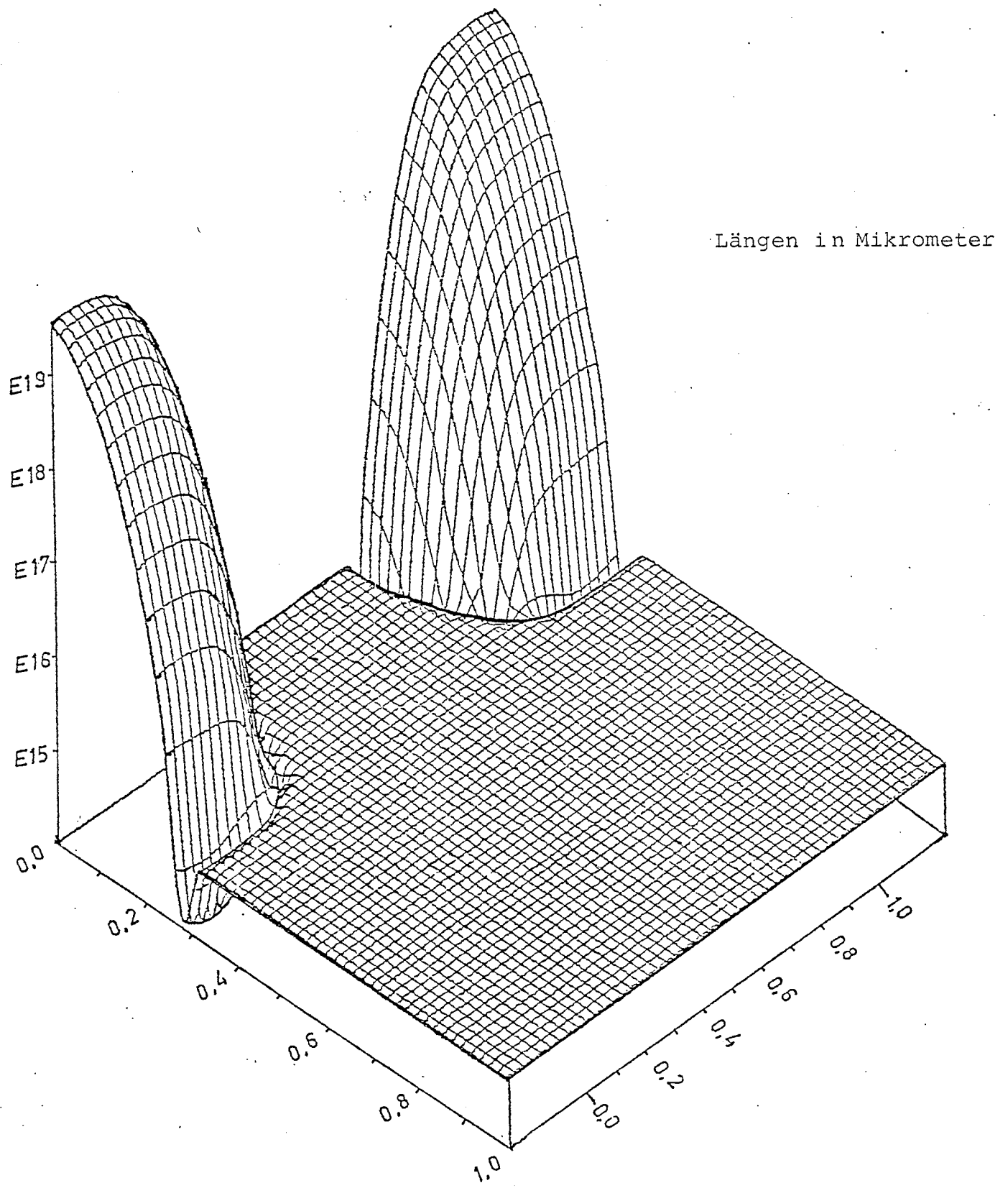


Bild 3. Dotierungsprofil des 1. Transistors (cm^{-3})

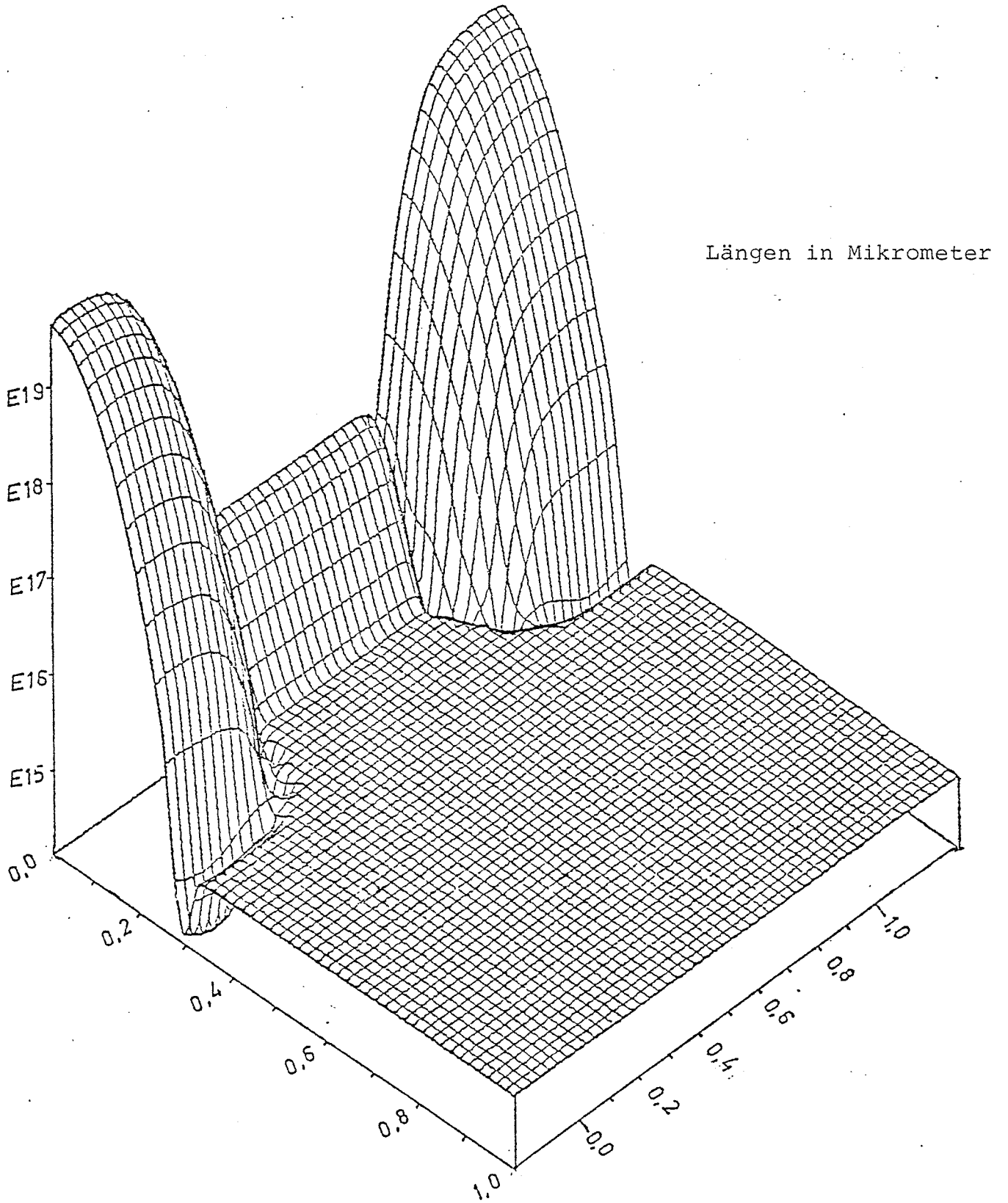


Bild 4. Dotierungsprofil des 2. Transistors (cm^{-3})

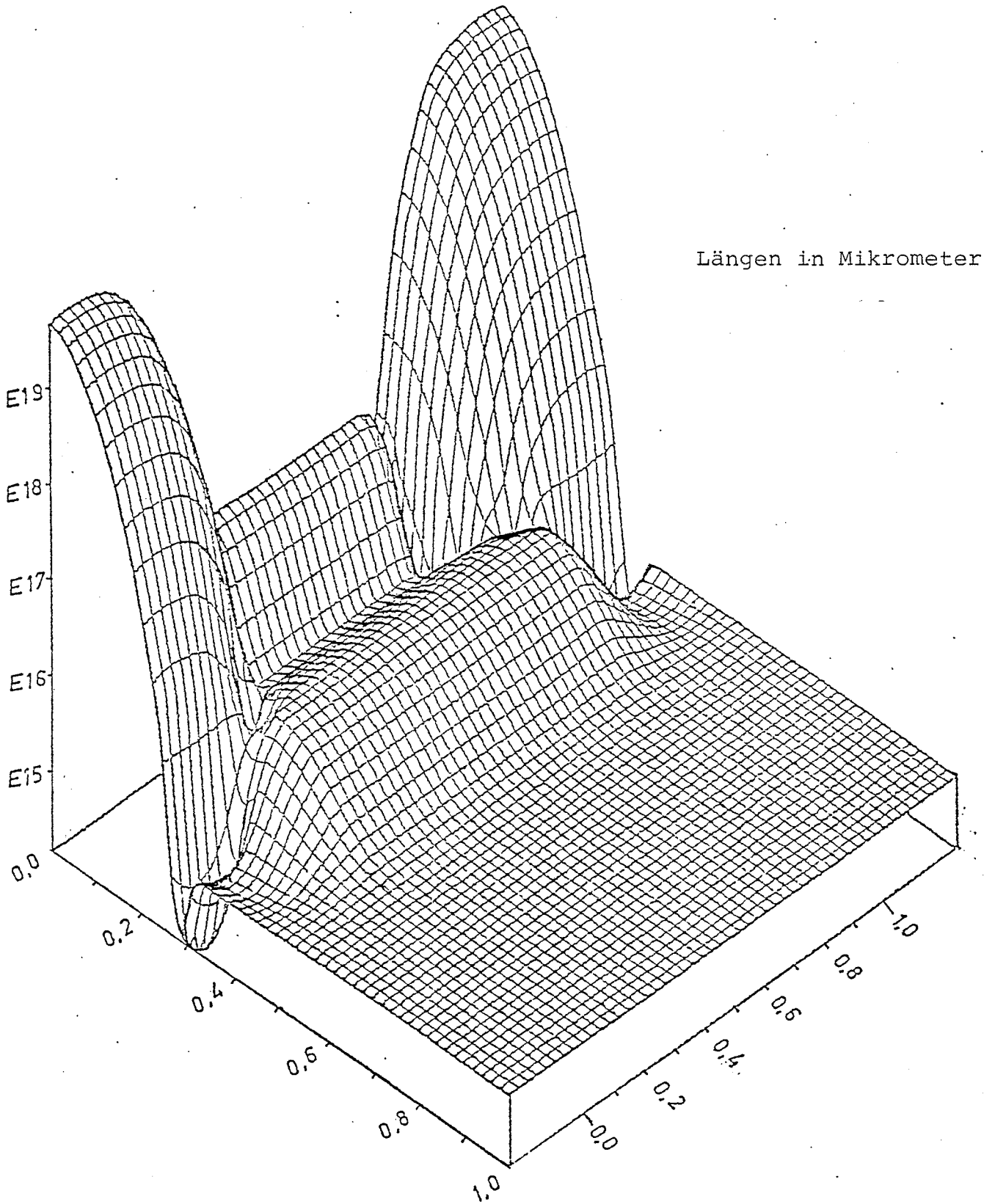


Bild 5. Dotierungsprofil des 3. Transistors (cm^{-3})

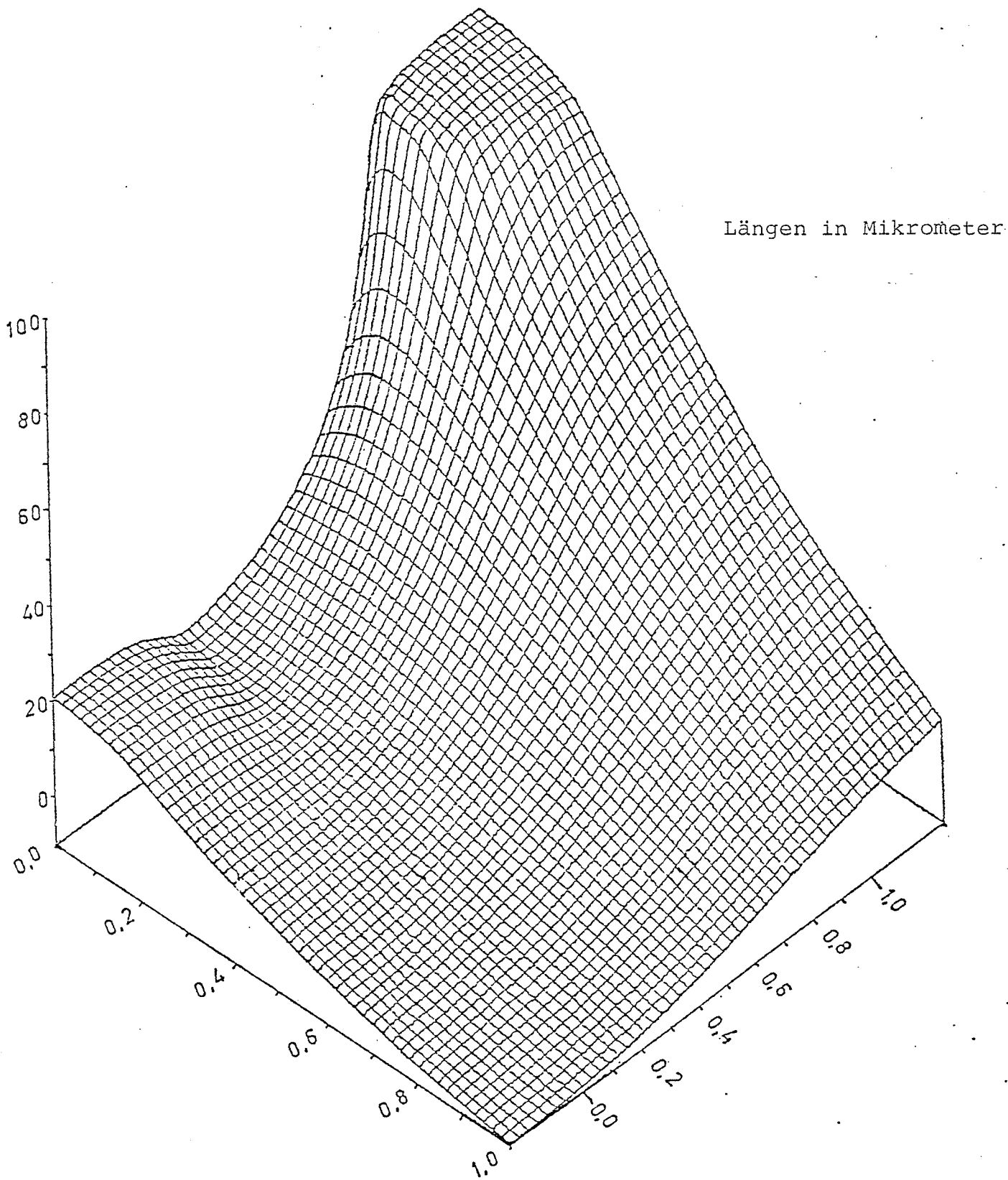


Bild 6. Potentialverteilung im 1. Transistor ($\frac{kT}{q}$)

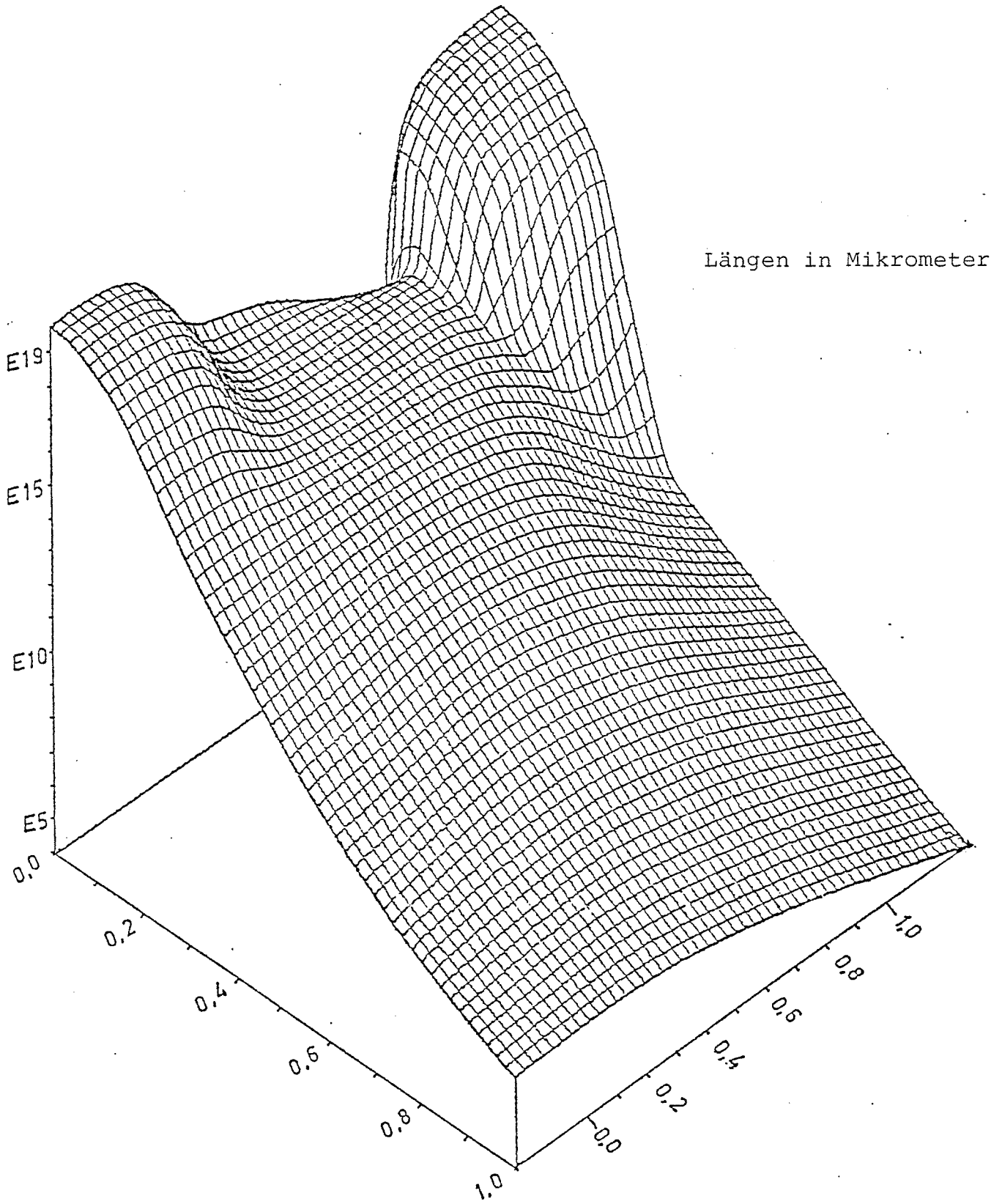


Bild 7. Elektronendichteverteilung im 1. Transistor (cm^{-3})

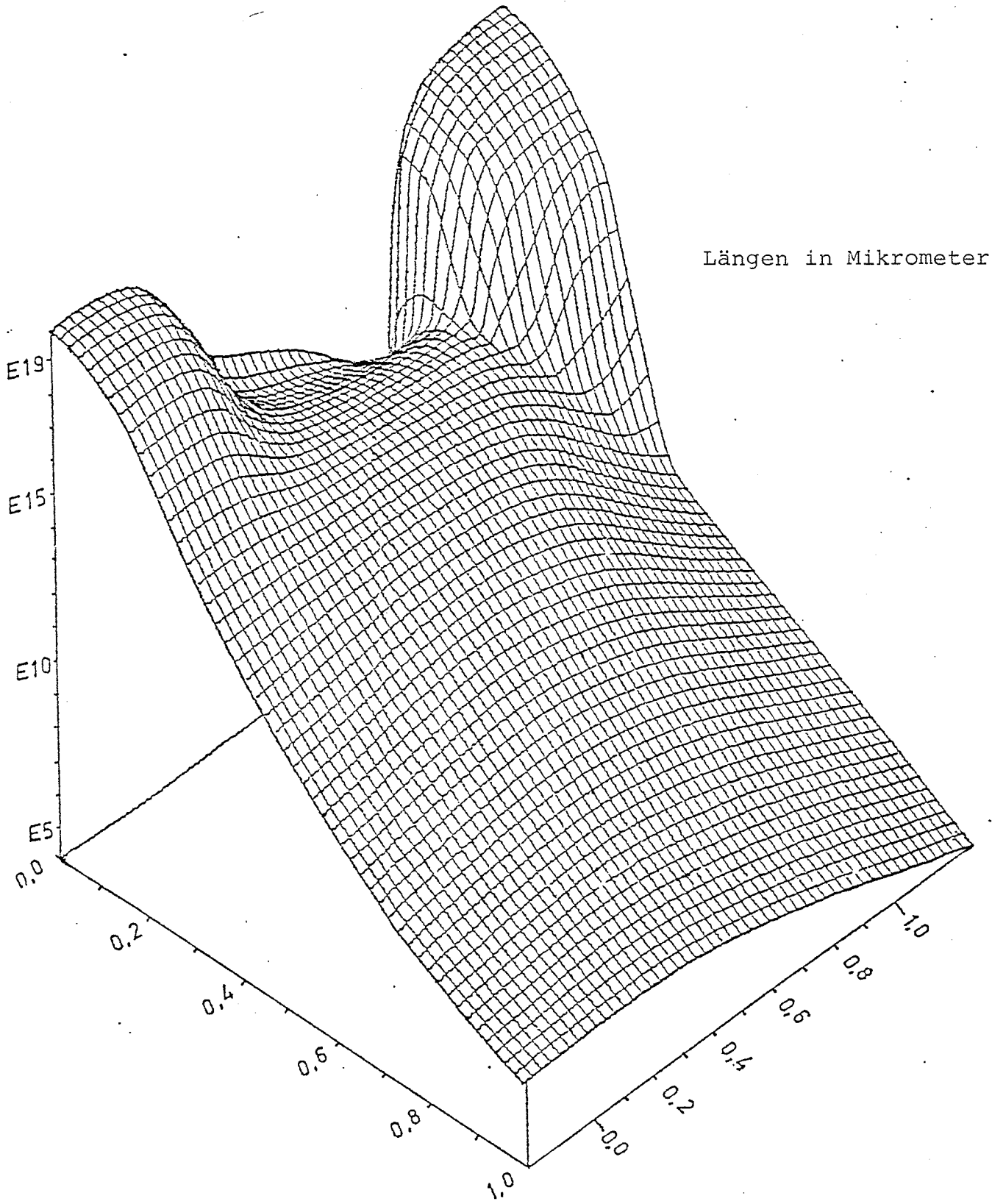


Bild 8. Elektronendichteverteilung im 2-Transistor (cm^{-3})

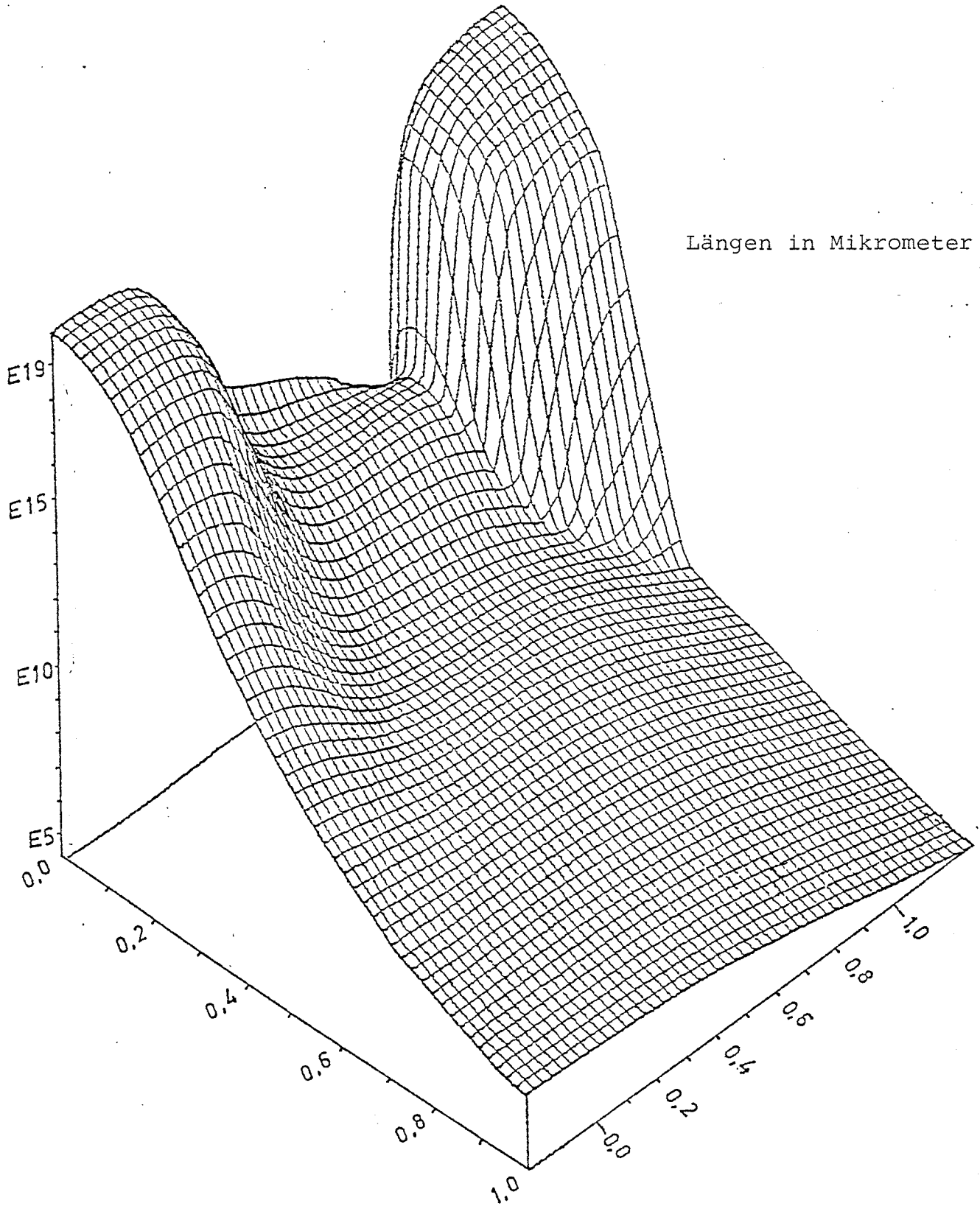


Bild 9. Elektronendichteverteilung im 3-Transistor (cm^{-3})

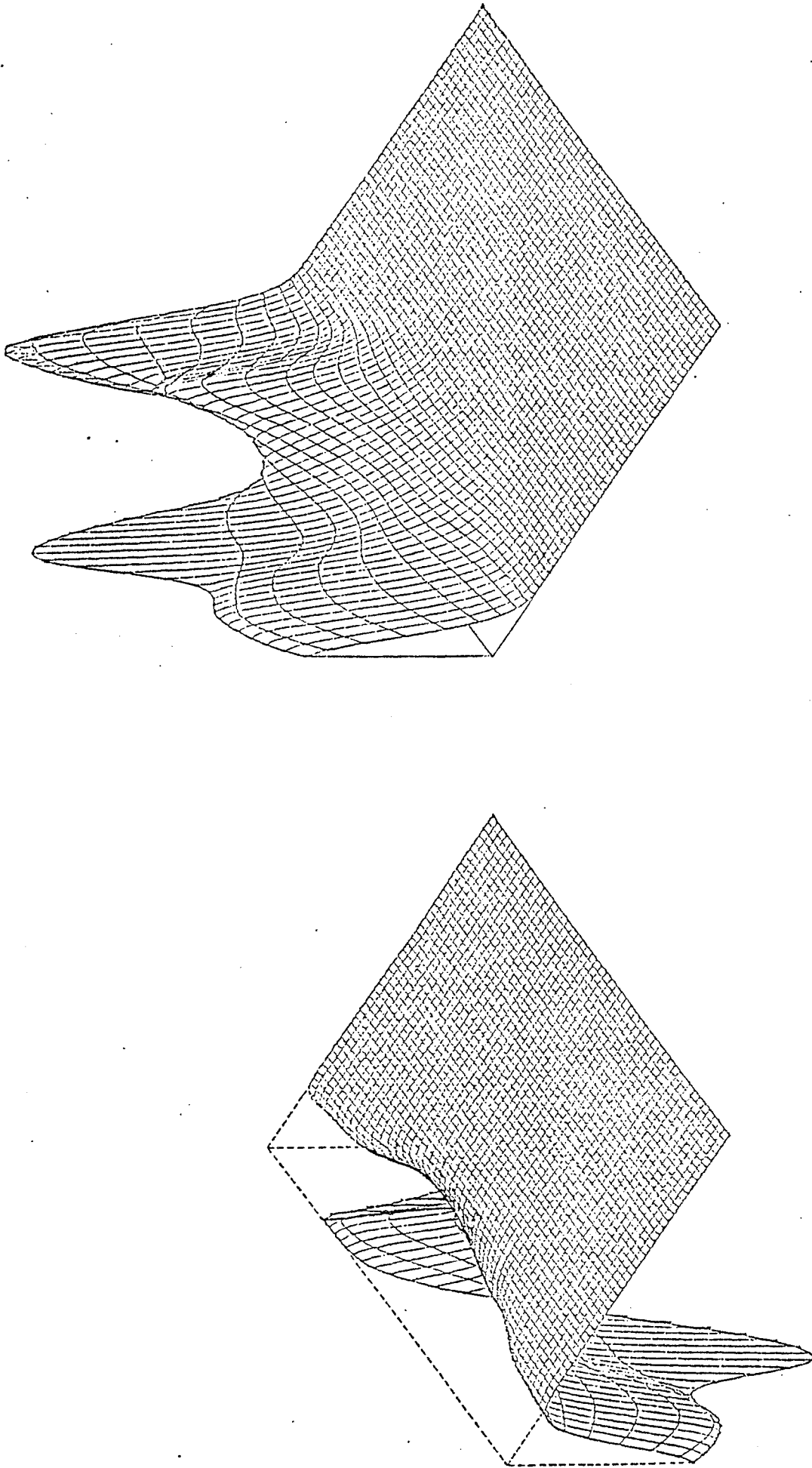


Bild 10. Lateralstromdichteverteilung im 1. Transistor

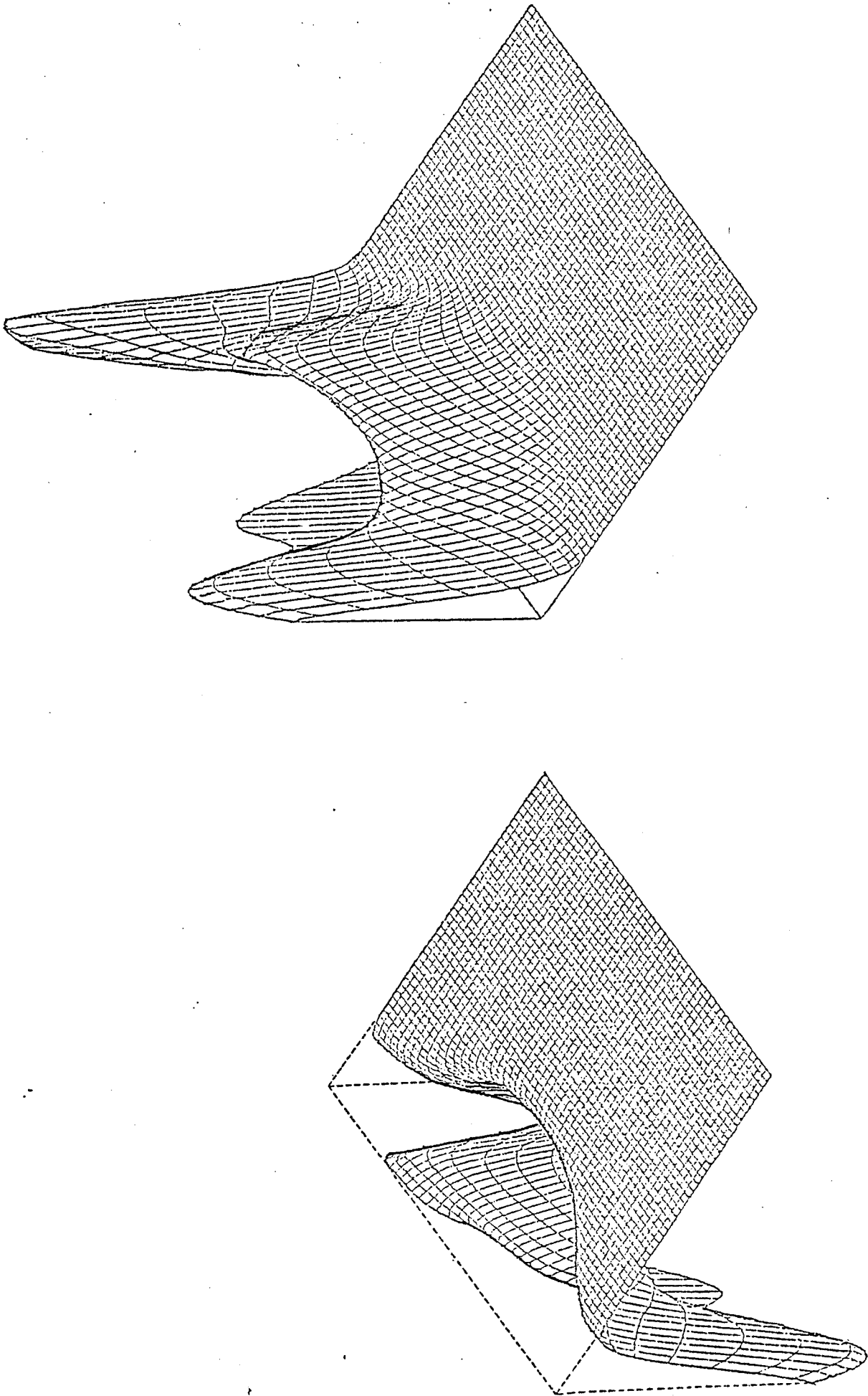


Bild 11. Lateralstromdichteverteilung im 2.Transistor

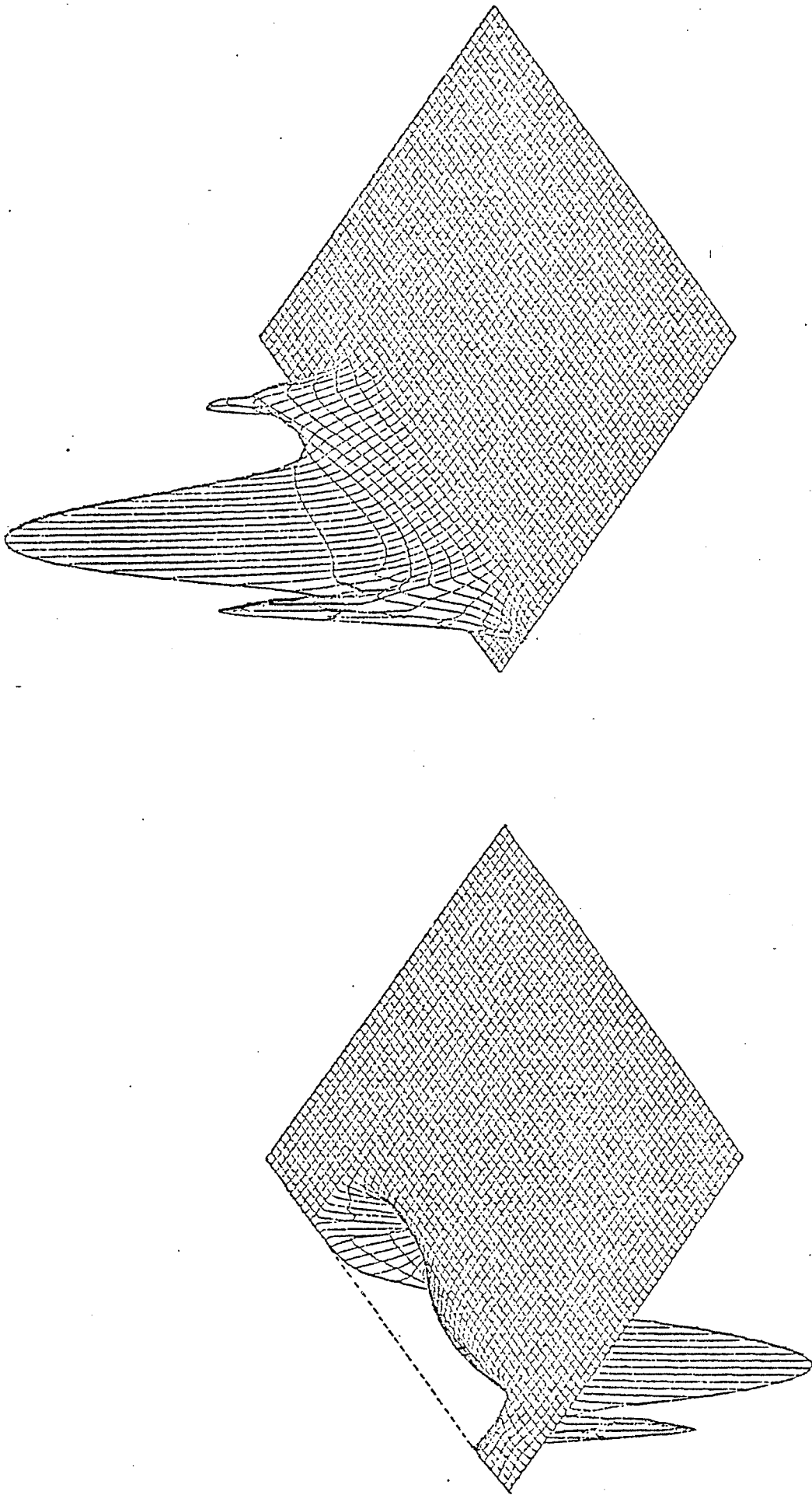


Bild 12. Lateralstromdichteverteilung im 3-Transistor

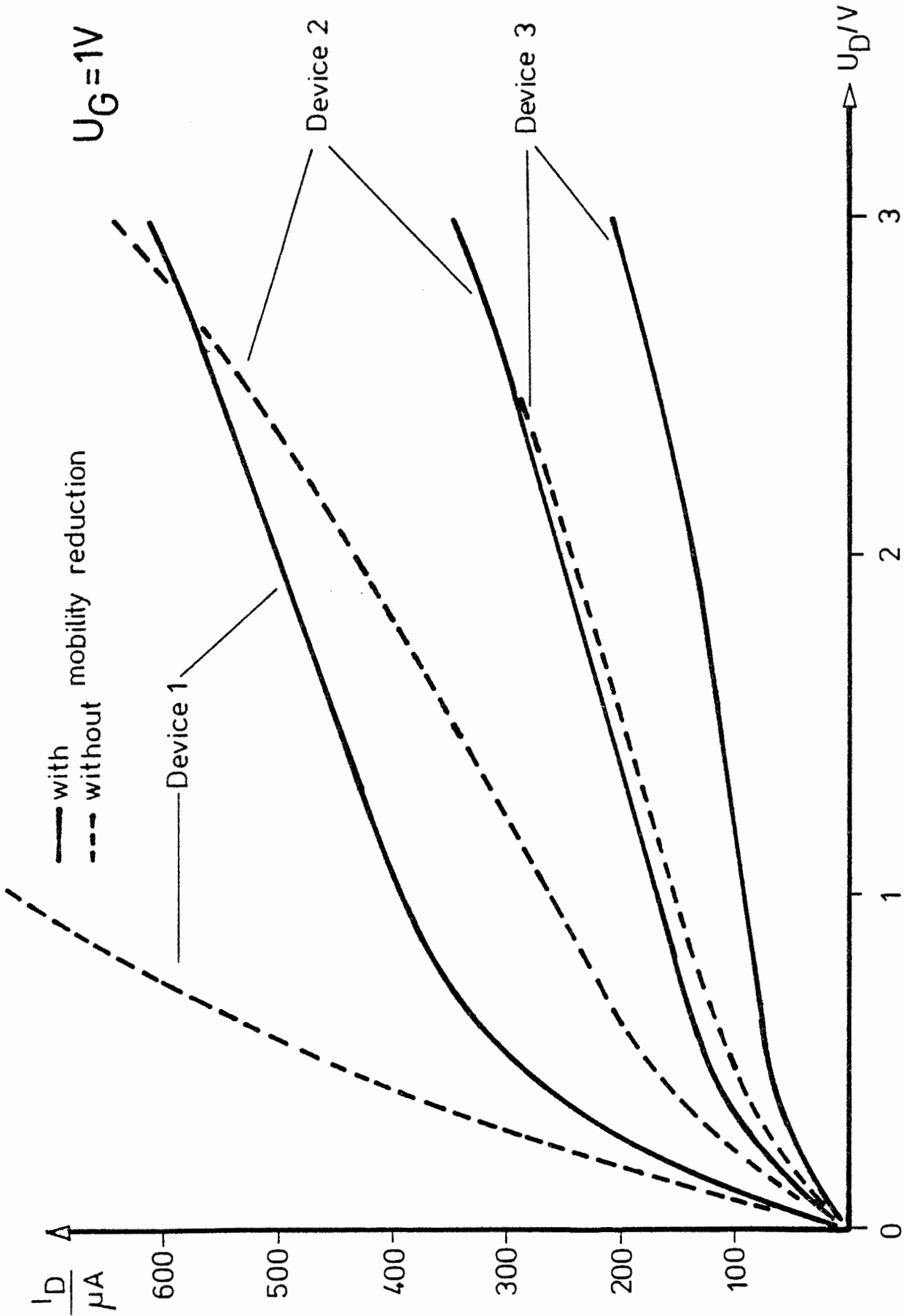


Bild 13. Ausgangskennlinien

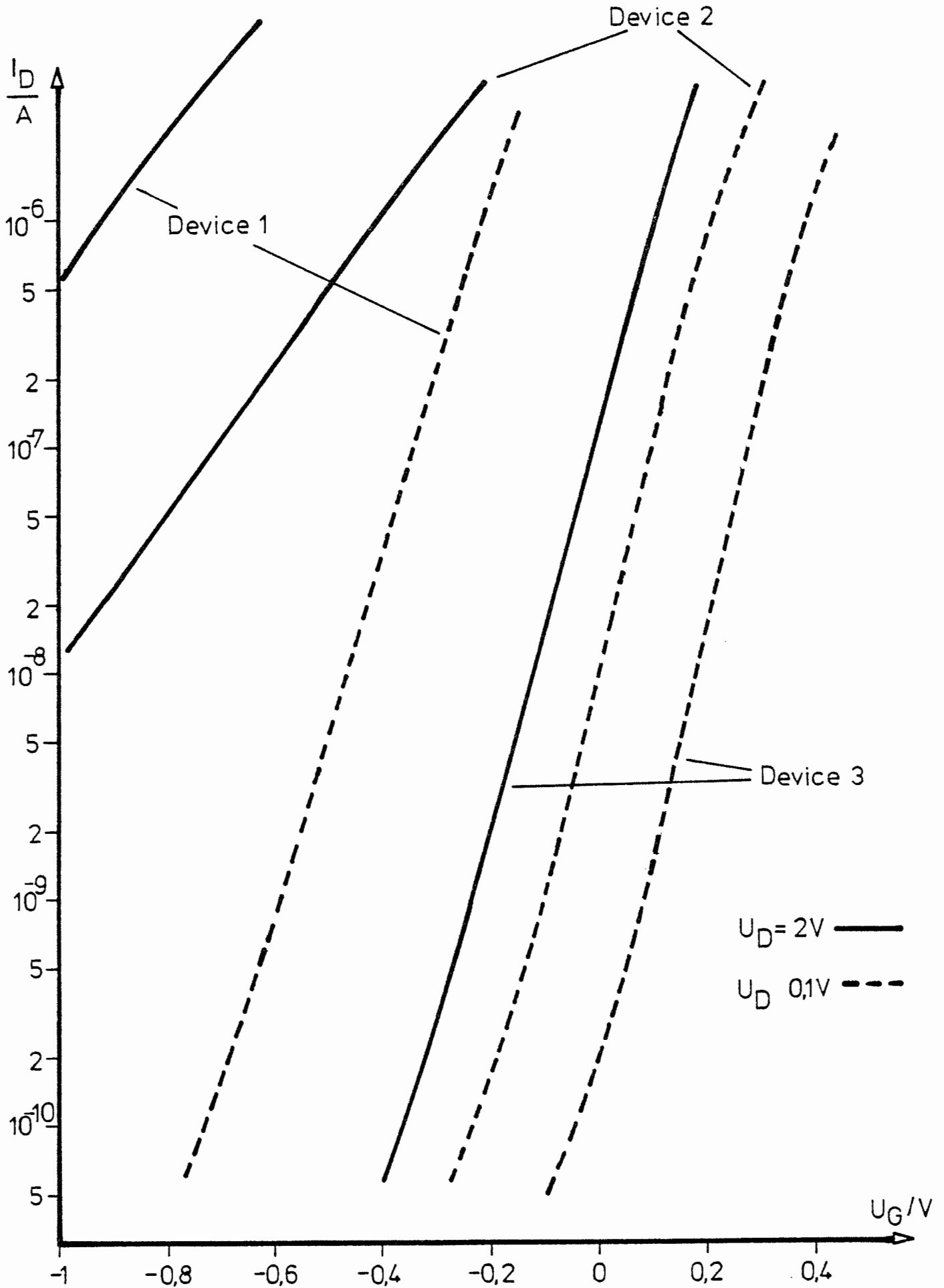


Bild 14. Unterschwellspannungskennlinien

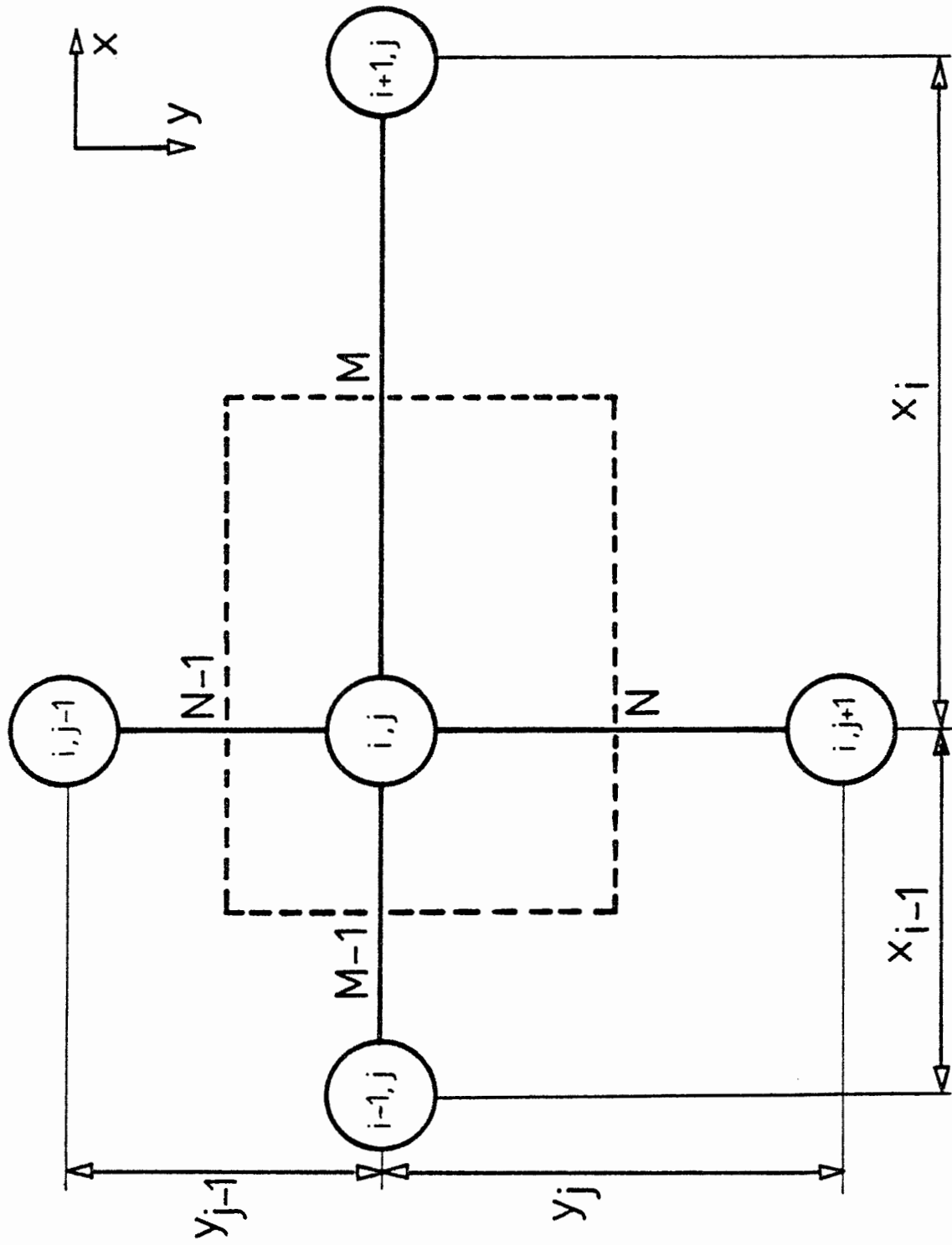


Bild 15. Ein typischer Knotenpunkt

- /1/ KENNEDY D.P., O`BRIEN R.R.
" Two dimensional analysis of J.F.E.T. structures containing a low conductivity substrate".
Electron. Letters Vol.7 pp. 714-716 (1971)
- /2/ VANDORPE D., BOREL J., MERCKEL G., SAINTOT P.
" An accurate two-dimensional numerical analysis of the MOS transistor".
Solid State Electron. Vol.15 pp. 547-557 (1972)
- /3/ SLOTBOOM J.W.
" Computer aided two-dimensional analysis of bipolar transistors"
IEEE Trans. Electron Devices Vol.ED-20 pp. 669-679 (1973)
- /4/ MOCK M. S.
"A two-dimensional mathematical model of the insulated gate field effect transistor".
Solid State Electron. Vol.16 pp. 601-609 (1973)
- /5/ HEIMEIER H.H.
"A two-dimensional numerical analysis of bipolar transistors".
IEEE Trans. Electron. Devices Vol.ED-20 pp.708-714 (1973)
- /6/ MANCK O., HEIMEIER H.H., ENGL W.L.
" High injection in a two-dimensional transistor".
IEEE Trans. Electron Devices Vol.ED-21 pp. 403-409 (1974)
- /7/ GAUR S.P., NAVON D.H.
" Two-dimensional carrier flow in a transistor structure under non isothermal conditons".
IEEE Trans. Electron Devices Vol.ED-23 pp. 50-57 (1976)

- /8/ KOTANI N., KAWAZU S.
" Computer analysis of punch through in MOSFETs ".
Solid State Electron. Vol.22 pp. 63-70 (1979)
- /9/ TOYABE T., ASAI S.
" Analytical models of threshold voltage and breakdown
voltage of short channel MOSFETs derived from two-dimen-
sional analysis".
IEEE Trans. Electron Devices Vol.ED-26 pp. 453-461 (1979)
- /10/ COTRELL P.E., BUTURLA E.M.
"Two-dimensional static and transient simulation of mobile
carrier transport in a semiconductor ".
Proceedings NASECODE I conference pp.31-64 (1979)
- /11/ NEWTON A.R., CRAWFORD J.D., PEDERSON D.O.
"Computer aids to LSI and digital systems design".
Katholieke Universiteit Leuven, Summercourse 1978, Belgium
- /12/ VAN ROOSBROECK W.V.
"Theory of flow of electrons and holes in germanium and
other semiconductors".
Bell System Techn.J. Vol.29 pp. 560-607 (1950)
- /13/ GUMMEL H.K.
" A self consistent iterative scheme for one-dimensional
steady state transistor calculations".
IEEE Trans. Electron Devices Vol.ED-11 pp.445-465 (1964)
- /14/ DE MARI A.
" An accurate numerical steady state one-dimensional
solution of the pn-junction ".
Solid State Electron. Vol. 11 pp. 38-58 (1968)

- /15/ TOYABE T., YAMAGUCHI K., ASAI S., MOCK M.
" A numerical model of avalanche breakdown in MOSFETs ".
IEEE Trans. Electron Devices Vol.ED-25 pp. 825-832 (1978)
- /16/ SELBERHERR S., FICHTNER W., PÖTZL H.W.
"MINIMOS - a program package to facilitate MOS device
design and analysis".
Proceedings NASECODE I pp. 275-279 (1979)
- /17/ KENNEDY D.P., O'BRIEN R.R.
" Analysis of the impurity atom distribution near the
diffusion mask for a planar pn-junction".
IBM J. Res. Develop. pp.179-186 (1965)
- /18/ LEE H.G., SANSBURY J.D., DUTTON R.W., MOLL J.L.
" Modeling and measurement of surface impurity profiles
of lateral diffused regions".
IEEE J. Solid-State Circuits Vol. SC-13 pp. 455-461 (1978)
- /19/ RYSSEL H., RUGE I.
"Ionenimplantation".
TEUBNER, Stuttgart, (1978)
- /20/ ANTONIADIS D., HANSEN S., DUTTON R.
" Suprem II - a program for IC process modelling and
simulation ".
Technical Report No. 5019-2 Stanford Electr. Labs. (1978)
- /21/ CAUGHEY D.M., THOMAS R.E.
" Carrier mobilities in silicon empirically related to
doping and field ".
IEEE Proceedings Vol.-55 pp. 2192-2193 (1967)

- /22/ YAMAGUCHI K.
" Field dependent mobility model for two-dimensional numerical analysis of MOSFETs ".
IEEE Trans. Electron Devices Vol.ED-26 pp.1068-1074 (1979)
- /23/ SCHARFETTER D.L., GUMMEL H.K.
"Large-signal analysis of a silicon read diode oscillator".
IEEE Trans. Electron Devices Vol.ED-16 pp. 64-77 (1969)
- /24/ SELBERHERR S., SCHÜTZ A., PÖTZL H.W.
"A new mobility model for the two-dimensional MOS device simulation".
to be published
- /25/ FORSYTHE G.E., WASOW W.R.
" Finite difference methods for partial differential equations ".
WILEY, New York, (1960)
- /26/ VARGA R.S.
"Matrix iterative analysis".
PRENTICE - HALL, New York, (1962)
- /27/ MARSAL D.
" Die numerische Lösung partieller Differentialgleichungen ".
Bibliographisches Institut, Mannheim, (1976)
- /28/ STONE H.L.
" Iterative solution of implicit approximations of multi-dimensional partial differential equations ".
SIAM J. Num. Anal. Vol.5 pp. 530-558 (1968)

- /29/ DUPONT T., KENDALL R.D., RACHFORD H.H.
" An approximate factorization procedure for solving self-adjoint elliptic difference equations ".
SIAM J. Num. Anal. Vol. 5 pp. 559-573 (1968)
- /30/ JESSHOPE C.
" Bipolar transistor modelling with numerical solutions to the two-dimensional DC and transient problems ".
Ph.D. Thesis, University of Southampton (1976)
- /31/ HART J.F., CHENEY E.W., LAWSON C.L., MAEHLI H.J. et.al.
"Computer approximations".
WILEY, New York, (1968)
- /32/ CANALI C., MAJNI G., MINDER R., OTTAVIANI G.
"Electron and hole drift velocity measurements in silicon and their empirical relation to electric field and temperature."
IEEE Trans. Electron Devices Vol.ED-22 pp. 1045-1047 (1975)
- /33/ BROOKS H.
"Theory of the electrical properties of germanium and silicon."
Advances in Electronics and Electron Physics Vol 7 pp. 85-182
(1955)
- /34/ DEBYE P.P., CONWELL E.M.
"Electrical properties of n-type germanium".
Phys.Rev. Vol. 93 pp. 693-706 (1954)