

Numerische Analyse der Bulk-Barrier-Diode

von Erasmus Langer*, Siegfried Selberherr* und Hermann Mader**

Eine selbstkonsistente numerische Analyse von Bulk-Barrier-Dioden (BBD) wird vorgestellt, welche mittels eines Computerprogrammes unter Berücksichtigung der Effekte zweiter Ordnung durchgeführt worden ist. Die prinzipielle Funktionsweise einer BBD wird anhand von gerechneten Verteilungen der relevanten physikalischen Größen im Inneren der BBD erläutert. Gemessene und gerechnete Kennlinien, welche auf Grund der sorgfältigen Modellierung der physikalischen Parameter der Simulation gute Übereinstimmung aufweisen, werden verglichen. Die Sensitivität von Kennlinien gegenüber kleinen Änderungen des Dotierungsprofils wird aufgezeigt, und die Vor- und Nachteile einer BBD im Vergleich zu einer herkömmlichen Siliziumdiode und einer Schottky-Diode werden diskutiert.

Numerical Analysis of Bulk-Barrier Diodes

A selfconsistent numerical analysis of Bulk-Barrier Diodes (BBD) is presented. The principal way of operation of a BBD is explained. A computer program which can accurately model second order effects is used to achieve basic understanding of the internal electric behaviour of a BBD. The distributions of the relevant physical quantities in the interior of a BBD are discussed. Measured and simulated characteristics which show good agreement, owing to the carefully modeled physical parameters, are compared. Investigations of the sensitivity to minute variations of the doping profile are presented. The advantages and disadvantages of a BBD compared to a standard silicon diode and a Schottky diode are discussed.

1. Einleitung

Bulk-Barrier-Dioden (BBD) sind relativ neue Bauelemente [19], welche auf Grund ihrer vorteilhaften Eigenschaften zahlreiche Anwendungsmöglichkeiten aufweisen. Der Stromtransport erfolgt bei BBD im wesentlichen durch die Majoritätsträger und wird durch eine „Bulk-Barriere“, welche durch technologische Standardschritte einstellbar ist, gesteuert. Auf den ersten Blick erscheint die BBD mit einer Schottky-Diode, welche ebenfalls ein Majoritätsträgerbauelement ist, vergleichbar; der bemerkenswerteste Unterschied besteht darin, daß sich die Barriere der Schottky-Diode am Metall-Halbleiter-Übergang befindet und durch technologische Schritte nicht einflußbar ist.

Dieser Beitrag beschäftigt sich mit einer numerischen Analyse der BBD mit Hilfe eines Computerprogrammes. Das diesem Programm zugrundeliegende physikalische Modell wird im Kapitel 2 besprochen; die fundamentalen Gleichungen werden erörtert und alle getroffenen Annahmen erklärt. Die bei der Modellierung der physikalischen Parameter verwendeten Formeln werden im Kapitel 3 behandelt. Es ist nicht die Aufgabe dieses Beitrags, das numerische Lösungsverfahren zu beschreiben, insbesondere da unsere Analyse nur eindimensional ist. Diodenanalysen dieser Art sind bereits 1968 veröffentlicht worden [9], [10] und kürzlich veröffentlichte Artikel handeln von zwei-

dimensionalen transienten [3], [4], [7], [20] oder sogar dreidimensionalen Analysen [5]. Für viele praktische Anwendungen ist unser eindimensionales Halbleitersimulationsprogramm jedoch ausreichend und hat den Vorteil der sehr sorgfältigen Modellierung der physikalischen Parameter [16]. Im Kapitel 4 werden die Verteilungen der physikalischen Größen für verschiedene Arbeitspunkte besprochen, um die für die Funktionsweise einer BBD verantwortlichen Effekte zu veranschaulichen. Im Kapitel 5 wird ein Vergleich zwischen Messung und Simulation vorgestellt, durch den die Anwendbarkeit des physikalischen Modells bestätigt wird.

2. Das physikalische Modell

Das physikalische Modell basiert auf den bekannten Halbleitergrundgleichungen [25], die gelöst werden müssen, um eine genaue Analyse des Trägertransports in einer beliebigen Halbleiterstruktur zu erzielen. Diese Gleichungen (1) bis (5) stellen mathematisch ein nichtlineares Randwertproblem dar, welches nur numerisch gelöst werden kann:

Poissongleichung

$$\frac{d}{dx} \left(\varepsilon \frac{d\psi}{dx} \right) = -q(p - n + N_D^+ - N_A^-), \quad (1)$$

Kontinuitätsgleichungen

$$\text{für Elektronen} \quad \frac{dJ_n}{dx} = qR, \quad (2)$$

$$\text{für Löcher} \quad \frac{dJ_p}{dx} = -qR, \quad (3)$$

* Dipl.-Ing. E. Langer, Dr. S. Selberherr, Institut für Physikalische Elektronik, Technische Universität, Gußhausstraße 27, A-1040 Wien.

** Dr. H. Mader, Siemens AG, Zentrale Forschung und Entwicklung, Otto-Hahn-Ring 6, D-8000 München 83.

Stromgleichungen

Elektronen $J_n = -q \left(\mu_n n \frac{d\psi}{dx} - D_n \frac{dn}{dx} \right), \quad (4)$

Löcher $J_p = -q \left(\mu_p p \frac{d\psi}{dx} + D_p \frac{dp}{dx} \right). \quad (5)$

Im folgenden sollen einige Annahmen, welche auf Grund physikalischer Überlegungen getroffen worden sind, erläutert werden. Der Grund für diese Annahmen liegt nicht so sehr darin, daß das Lösen des Gleichungssystems vereinfacht werden soll, sondern vielmehr in der Beschleunigung des Computerprogrammes ohne signifikanten Verlust an Genauigkeit.

Die Boltzmannstatistik wird als ausreichend erachtet, um die Trägerdichtenverteilungen zu beschreiben. Auf Grund dieser Annahme ist es nicht möglich, Bauelemente mit extrem hoher Dotierung zu simulieren. Für eine Dotierungskonzentration von $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ist der durch die Einführung der Boltzmannstatistik auftretende Fehler im allgemeinen noch durchaus akzeptabel.

Boltzmannstatistik

Elektronen $n = n_i \exp \left(\frac{\psi - \varphi_n}{U_T} \right), \quad (6)$

Löcher $p = n_i \exp \left(\frac{\varphi_p - \psi}{U_T} \right). \quad (7)$

Zur Beschreibung der Diffusionskonstanten werden die Einstein-Relationen herangezogen. Diese Annahme ist direkt mit der Boltzmannstatistik und der ursprünglichen Form der Stromgleichungen (4) und (5) verbunden, bei deren Herleitung kein Unterschied zwischen Elektronen- und Gittertemperatur gemacht worden ist [21].

Einstein-Relationen

Elektronen $D_n = \mu_n U_T, \quad (8)$

Löcher $D_p = \mu_p U_T. \quad (9)$

Die Dielektrizitätszahl wird isotrop und konstant angenommen, was im Fall von Silizium keine Einschränkung bedeutet, da dieses als elementarer Halbleiter ein Diamantgitter aufweist [21].

Die Störstellen werden als vollständig ionisiert betrachtet, da für den interessierenden Temperaturbereich von 250 K bis 450 K eine Teilionisation nicht einbezogen werden muß [21].

3. Die physikalischen Parameter

Um möglichst genaue Simulationsergebnisse zu erhalten, müssen die auftretenden physikalischen Parameter sorgfältig modelliert werden. Die wichtigsten dieser Parameter, welche im folgenden besprochen werden, sind die Eigenleitungskonzentration, die Trägerbeweglichkeiten und der Rekombinations/Generationsterm.

Die Eigenleitungskonzentration wird temperatur- [12] und dotierungsabhängig [22] gemäß den Formeln (10) und (11) modelliert. Auf Grund der dotierungsabhängigen Eigenleitungskonzentration

ist der Effekt „bandgap-narrowing“ enthalten, so daß mäßige Entartung simuliert werden kann. Da die Temperaturabhängigkeit der effektiven Massen bis jetzt noch nicht einwandfrei geklärt ist, ist dieser Effekt in Gl. (10) nicht enthalten.

Eigenleitungskonzentration

$n_i(T) = 6,43 \cdot 10^{15} \left(\frac{T}{K} \right)^{3/2}. \quad (10)$

$\cdot \exp \left[\frac{4,07 (T/K)^2}{T/K + 1108} - \frac{6730}{T/K} \right] \text{ cm}^{-3},$

$n_i(N, T) = n_i(T) \exp \left\{ \frac{52,2 \text{ K}}{T} \left[\ln \frac{N}{N_0} + \left[\left(\ln \frac{N}{N_0} \right)^2 + 0,5 \right]^{1/2} \right] \right\} \text{ cm}^{-3} \quad (11)$

mit $N = N_D^+ + N_A^-, \quad N_0 = 10^{17} \text{ cm}^{-3}.$

Bei den Ladungsträgerbeweglichkeiten müssen verschiedene Streumechanismen berücksichtigt werden. Die temperaturabhängige Gitterstreuung kann durch ein einfaches Potenzgesetz beschrieben werden (12).

Gitterstreuung

$\mu_0(T) = A (T/K)^{-\sigma} \text{ cm}^2/\text{Vs},$
 $A_n = 7,12 \cdot 10^8 \text{ cm}^2/\text{Vs}, \quad (12)$
 $A_p = 1,32 \cdot 10^8 \text{ cm}^2/\text{Vs},$
 $g_n = 2,3, \quad g_p = 2,2.$

Die Gitterbeweglichkeit wird durch Streuung an ionisierten Störstellen reduziert. Es gibt eine Vielzahl von Artikeln, welche das Problem der Störstellenstreuung behandeln, und man muß grundsätzlich zwischen theoretisch fundierten Modellen [11], [17] und heuristischen Formeln [1], [6] unterscheiden. Im Hinblick auf die günstigere Rechenzeit bei der selben geforderten Genauigkeit verwenden wir eine heuristische Formel (13), welche sowohl die Streuung an ionisierten Störstellen als auch die Elektron-Loch-Streuung temperaturabhängig modelliert, wobei letztere in niedrig dotierten Gebieten bei hoher Injektion besonders wichtig ist.

Störstellenstreuung

$\mu_N(N, T) = a \mu_0(T) + b(1 - a) \text{ cm}^2/\text{Vs}, \quad (13)$

$a = \frac{1}{1 + (T/300 \text{ K})^c (N/N_0)^d},$

$N = 0,67 (N_D^+ + N_A^-) + 0,33 (n + p),$

$b_n = 55,24 \text{ cm}^2/\text{Vs}, \quad b_p = 49,7 \text{ cm}^2/\text{Vs},$

$c_n = -3,8, \quad c_p = -3,7,$

$d_n = 0,73, \quad d_p = 0,7,$

$N_{0n} = 1,072 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}, \quad N_{0p} = 1,606 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}.$

In Gebieten, in denen das elektrische Feld relativ groß ist, muß die Sättigung der Driftgeschwindigkeit berücksichtigt werden [21]. Dies kann durch

eine abermalige Reduktion der Trägerbeweglichkeiten erfolgen. Die heuristische Formel (14) beschreibt diesen physikalischen Effekt durch eine leicht temperaturabhängige Sättigungsgeschwindigkeit und eine gewichtete Mathiessen-Regel [14], [15].

Geschwindigkeitssättigung

$$\mu_{NE}(E, N, T) = \frac{\mu_N(N, T)}{\{1 + [\mu_N(N, T) \cdot |E| / v_s]^{1/\hbar}\}} \text{ cm}^2/\text{Vs}, \quad (14)$$

$$v_{sn} = 1,53 \cdot 10^9 (T/K)^{-0,87} \text{ cm/s},$$

$$h_n = 2,57 \cdot 10^{-2} (T/K)^{0,66},$$

$$v_{sp} = 1,62 \cdot 10^8 (T/K)^{-0,52} \text{ cm/s},$$

$$h_p = 0,46 (T/K)^{0,17}.$$

Um die Stromübernahme von Majoritäts- und Minoritätsstrom schon bei einer einfachen Diode, den Lawinendurchbruch bei hohem elektrischen Feld oder die Strombegrenzung bei Hochinjektion simulieren zu können, muß die Träger-Rekombination und -Generation so sorgfältig wie möglich modelliert werden (15).

Rekombination/Generation

$$R = R_{\text{Rek}} - R_{\text{Gen}} = R_{\text{SRH}} + R_I + R_{\text{Aug}}. \quad (15)$$

Die thermische Generation/Rekombination wird durch einen Shockley-Read-Hall-Term modelliert (16), wobei die Trägerlebensdauern dotierungsabhängig zu simulieren sind [8].

Thermische Rekombination/Generation

$$R_{\text{SRH}} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_p(n + n_1) + \tau_n(p + n_1)} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}, \quad (16)$$

$$\tau = \tau_0 / (1 + N/N_0), \quad N = N_D^+ + N_A^-,$$

$$\tau_{0n} = 3,95 \cdot 10^{-5} \text{ s}, \quad \tau_{0p} = 3,52 \cdot 10^{-5} \text{ s},$$

$$N_{0n} = 7,1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}, \quad N_{0p} = 7,1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}.$$

Die Stoßionisation kann durch einen exponentiell vom elektrischen Feld abhängigen Generations-term modelliert werden (17) [24]. Es soll jedoch angemerkt werden, daß diese Art der „Avalanche“-Simulation relativ grob im Vergleich zu exakteren Überlegungen ist.

Stoßionisation

$$R_I = -\frac{1}{q} [\alpha_n(E) |J_n| + \alpha_p(E) |J_p|] \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}, \quad (17)$$

$$\alpha(E) = A \exp(-b/|E|),$$

$$A_n = 7,03 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}, \quad A_p = 1,582 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1},$$

$$b_n = 1,23 \cdot 10^6 \text{ V/cm}, \quad b_p = 2,036 \cdot 10^6 \text{ V/cm}.$$

Um die Bedingungen für Hochinjektion analysieren zu können, muß die Augerrekombination als Gegensatz zur Stoßionisation mit berücksichtigt werden, wobei schon eine einfache Formel wie Gl. (18) zufriedenstellende Ergebnisse liefert.

Augerrekombination

$$R_{\text{Aug}} = (C_n n + C_p p)(pn - n_i^2) \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}, \quad (18)$$

$$C_n = 2,8 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6/\text{s}, \quad C_p = 9,9 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^6/\text{s}.$$

4. Das interne Verhalten von Bulk-Barrier-Dioden

Unseren Untersuchungen liegt eine BBD mit einem p⁺np-Dotierungsprofil, einer Länge von 470 µm und einer Fläche von 0,5 mm² zugrunde. Im folgenden soll die prinzipielle Funktionsweise einer BBD erklärt werden: Das n-Gebiet ist relativ dünn, so daß dieses bereits ohne angelegte Spannung an freien Elektronen verarmt ist – die p⁺np-Diode befindet sich im „punch-through“ [23]. Legt man eine positive Spannung zwischen das p- und das p⁺-Gebiet, so ist der p⁺n-Übergang – zukünftig der erste Übergang genannt – in Sperr- und der np-Übergang – der zweite Übergang – in Flußrichtung gepolt. Da die Dotierung im p⁺-Gebiet höher als im n-Gebiet ist, dehnt sich die Raumladungszone dieser rückwärts gepolten Diode hauptsächlich in das n-Gebiet aus. Zuzufolge des „punch-through“ fließt schon bei relativ geringen Spannungen ein Löcherstrom vom p- zum p⁺-Gebiet – die BBD ist in Flußrichtung gepolt. Die Kniespannung einer BBD kann durch die Dotierungskonzentration und die Dicke des n-Gebietes, das heißt also mittels technologischer Schritte, eingestellt werden.

Legt man eine negative Spannung zwischen das p- und p⁺-Gebiet, so ist der zweite Übergang rückwärts gepolt. Dieser Übergang ist auf Grund der niedrigen Substratdotierung imstande zu sperren, da sich die Verarmungszone im wesentlichen in das Substratgebiet ausdehnt – die BBD ist in Sperrrichtung gepolt. Für analytische Untersuchungen der eben beschriebenen Vorgänge sei auf [18], [19] verwiesen.

Da das Dotierungsprofil das Verhalten der BBD in extrem kritischer Weise beeinflusst, wurde der Modellierung des Dotierungsprofils große Bedeutung beigemessen und mit Hilfe von SUPREM, dem Stanford University PProcess Engineering Models program [2], durchgeführt. Im Bild 1 kann man für das implantierte n-Gebiet eine Dicke von 200 nm ablesen.

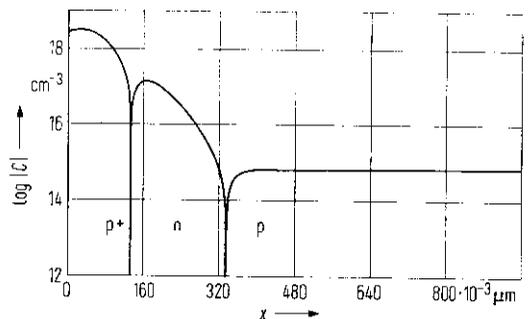


Bild 1. Dotierungsprofil der untersuchten p⁺np-BBD.

Bild 2 zeigt die Potentialverteilungen im Inneren der BBD für verschiedene Arbeitspunkte. Man

kann erkennen, daß die Barriere mit steigender Spannung kleiner wird. (Es ist zu bemerken, daß die Barriere bei Rückwärtspolung mit steigender Sperrspannung ebenfalls abnimmt.)

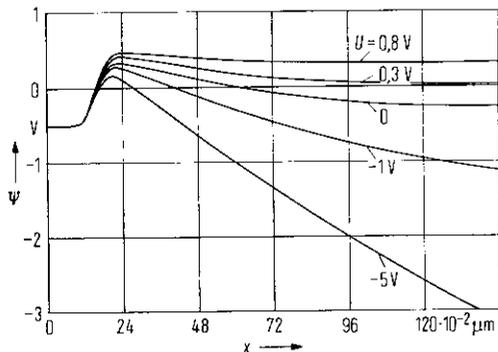


Bild 2. Potentialverteilungen.

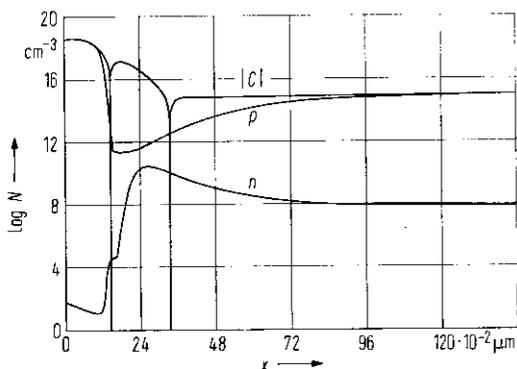


Bild 3. Verteilungen der Trägerdichten bei 0,8 V.

Bild 3 stellt die Trägerdichtenverteilungen bei einer angelegten Flußspannung von 0,8 V dar. Bei diesem Arbeitspunkt ist die Löcherdichte im gesamten Bauelement größer als die Elektronendichte, welche im n-Gebiet auf Grund des „punch-through“-Effektes stark vermindert ist. Der Knick in der Elektronendichte am ersten Übergang ist auf thermische Generation zurückzuführen.

Bild 4 zeigt die Trägerdichtenverteilungen für eine Sperrspannung von -1,0 V. Die Raumladungszone des zweiten — in Sperrichtung gepolten — Übergangs ist deutlich zu sehen.

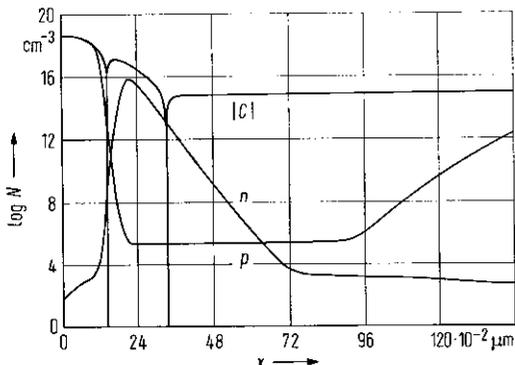


Bild 4. Verteilungen der Trägerdichten bei -1 V.

5. Vergleich mit der Messung

Bild 5 zeigt einen Vergleich zwischen simulierter und gemessener [13] Kennlinie der im Kapitel 4 besprochenen BBD, wobei das vorhergesagte Diodenverhalten zutreffend ist. Die Kniespannung —

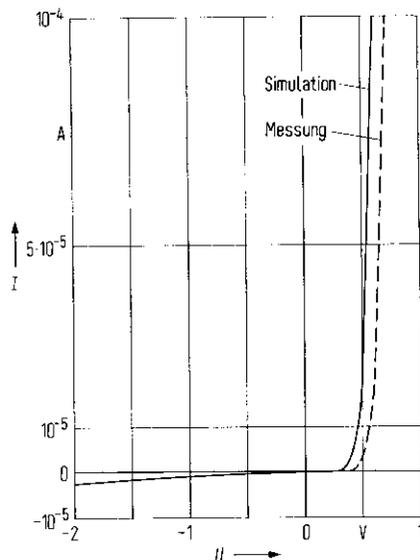


Bild 5. Vergleich zwischen gemessener und simulierter Kennlinie.

sofern man bei einer exponentiellen Kennlinie von einer solchen sprechen kann — ist gewiß kleiner als bei einer herkömmlichen Siliziumdiode. Die Verschiebung der Kennlinien im Flußbereich ist zu gering, als daß man von schlechter Übereinstimmung sprechen könnte. Sie hat ihre Ursache in der Unbestimmtheit des Dotierungsprofils, was durch die Bilder 6 und 7 bestätigt wird.

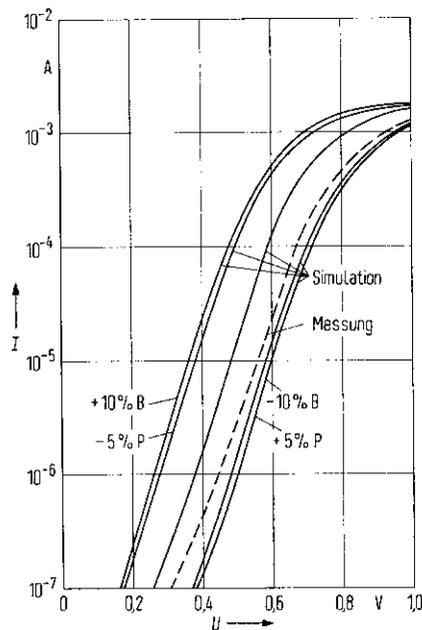


Bild 6. Kennlinien in Flußrichtung; Sensitivität bezüglich des Dotierungsprofils.

Bild 6 zeigt die Flußkennlinien einer BBD. Es konnte gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment erzielt werden. In dieses Bild sind zusätzliche simulierte Kennlinien für kleine Änderungen der Implantationsparameter eingezeichnet. Die Verschiebung der Kennlinien zufolge dieser Änderungen ist so ausgeprägt, daß es sich hierbei keinesfalls um einen Fehler in der Simulation handeln kann. Abschließend sei bemerkt, daß man beim Entwurf eines Herstellungsprozesses einer BBD große Vorsicht walten lassen muß, um eine gewünschte Kniespannung zu erhalten.

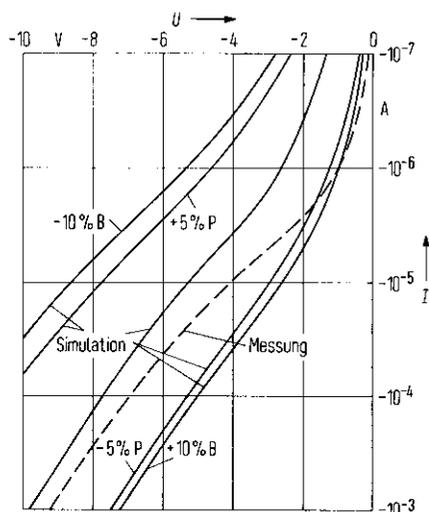


Bild 7. Kennlinien in Sperrrichtung; Sensitivität bezüglich des Dotierungsprofils.

Bild 7 stellt die Sperrkennlinien der BBD in ähnlicher Form wie Bild 6 dar. Es ergibt sich ein näherungsweise exponentiell von der Spannung abhängiger Sättigungsstrom. Kleine technologische Änderungen ergeben ähnliche Verschiebungen wie bei den Flußkennlinien. Das Sperrverhalten einer BBD ist nicht so gut wie bei einer herkömmlichen Siliziumdiode, was beim Entwurf einer Schaltung berücksichtigt werden muß.

6. Abschließende Bemerkungen

Wägt man alle Vor- und Nachteile ab, so eröffnet sich für die BBD ein weites Anwendungsfeld. BBD sind Majoritätsträgerbauelemente mit diodenähnlichem Verhalten. Die Kniespannung von BBD kann mittels herkömmlicher technologischer Schritte eingestellt werden, was einen großen Vorteil gegenüber einer Siliziumdiode darstellt.

Mit unserem Computerprogramm zur Simulation von beliebigen Siliziumdioden kann das Verhalten der BBD in befriedigender Weise vorausgesagt bzw. analysiert werden. Diese Anwendung ist wesentlich komplizierter als die Analyse einer herkömmlichen Diode, da die BBD auf eine Vielzahl von Parametern höchst empfindlich reagiert. Trotzdem ist eine gute quantitative Übereinstimmung zwischen Simulationsergebnis und Messung erreicht worden, weil besonderes Gewicht auf die entsprechende

Modellierung der Effekte zweiter Ordnung gelegt worden ist. Eine thermische Analyse kann mit dem Programm ebenfalls durchgeführt werden; auf sie wurde hier verzichtet, da es sich dabei für die BBD um einen Effekt dritter Ordnung handelt. Eine analytische Modellbildung, welche zufolge der Eindimensionalität des Problems naheliegender wäre, hat der numerischen Simulation gegenüber den Nachteil, daß das reale Dotierungsprofil nicht ausreichend exakt mit einbezogen werden kann.

Diese Arbeit wurde vom „Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung“ (Projekt Nr. S22/11) unterstützt. Die Autoren danken Dipl.-Ing. D. Schornböck und dem Rechenzentrum der Technischen Universität Wien für die ausgezeichnete Computerbetreuung und Prof. Dr. H. Pözl für die vielen nützlichen Diskussionen.

(Eingegangen am 16. Juni 1981.)

Schrifttum

- [1] Antoniadis, D. A., Gonzales, A. G. und Dutton, R. W., Boron in near-intrinsic (100) and (111) silicon under inert and oxidizing ambients. *J. Electrochem. Soc.* **125** [1978], 813–819.
- [2] Antoniadis, D. A., Hansen S. und Dutton, R. W., Suprem II — a program for IC process modeling and simulation. *Stanford Tech. Rep. Nr. 5019-2*, 1978.
- [3] Barnes, J. J. und Lomax, R. J., Transient 2-dimensional simulation of a submicrometre gate-length M.E.S.F.E.T. *Electron. Letters* **11** [1975], 519–521.
- [4] Buturla, E. M. und Cotrell, P. E., Simulation of semiconductor transport using coupled and decoupled solution techniques. *Solid-State Electron.* **23** [1980], 331–334.
- [5] Buturla, E. M. et al., Three-dimensional finite element simulation of semiconductor devices. *Proc. Internat. Solid-State Circuits Conf.*, 1980, S. 76–77.
- [6] Caughey, D. M. und Thomas, R. E., Carrier mobilities in silicon empirically related to doping field. *Proc. IEEE* **52** [1967], 2192–2193.
- [7] Cotrell, P. E. und Buturla, E. M., Two-dimensional static and transient simulation of mobile carrier transport in a semiconductor. *Proc. NASECODE I Conf.*, 1979, S. 31–64.
- [8] D'Avanzo, D. C., Modeling and characterization of short-channel double diffused MOS transistors. *Stanford Tech. Rep. Nr. G-201-6*, 1980.
- [9] De Mari, A., An accurate numerical steady-state one-dimensional solution of the p-n junction. *Solid-State Electron.* **11** [1968], 33–58.
- [10] De Mari, A., An accurate numerical one-dimensional solution of the p-n junction under arbitrary transient conditions. *Solid-State Electron.* **11** [1968], 1021–1053.
- [11] Debye, P. P. und Conwell, E. M., Electrical properties of n-type germanium. *Phys. Rev.* **93** [1954], 693–706.
- [12] Gaensslen, F. H. und Jaeger, R. C., Temperature dependent threshold behaviour of depletion mode MOS-FET's. *Solid-State Electron.* **22** [1979], 423–430.
- [13] Georgoulas, N., Private Mitteilung.
- [14] Jacoboni, C. et al., A review of some charge transport properties of silicon. *Solid-State Electron.* **20** [1977], 77–89.
- [15] Jaggi, R. und Weibel, H., High-field electron drift velocities and current densities in silicon. *Helvetica Phys. Acta* **42** [1969], 631–632.

- [16] Langer, E., Numerische Simulation der Halbleiterdiode. Diplomarbeit, Technische Universität Wien, 1980.
- [17] Li, S. S. und Thurber, W. R., The dopant density and temperature dependence of electron mobility and resistivity in n-type silicon. *Solid-State Electron.* **20** [1977], 609—616.
- [18] Mader, H., Kennlinien von Halbleiter-Vielschichtstrukturen. Dissertation, Technische Universität München, 1976.
- [19] Mader, H., European patent Nr. 0003101979.
- [20] Manck, O., Numerische Analyse des Schaltverhaltens eines zweidimensionalen bipolaren Transistors. Dissertation, Technische Hochschule Aachen, 1975.
- [21] Seeger, K., *Semiconductor physics*. Springer-Verlag, Wien 1973.
- [22] Slotboom, J. W. und De Graaff, H. C., Measurements of bandgap narrowing in Si bipolar transistors. *Solid-State Electron.* **19** [1976], 857 —862.
- [23] Sze, S. M., *Physics of semiconductor devices*. J. Wiley & Sons, New York 1969.
- [24] Temple, V. A. und Adler, M. S., Calculation of the diffusion curvature related avalanche breakdown in high-voltage planar pn-junctions. *Transact. IEEE ED-22* [1975], 910—916.
- [25] Van Rosbroeck, W. V., Theory of flow of electrons and holes in germanium and other semiconductors. *Bell Syst. tech. J.* **29** [1950], 560—607.