

## NOTIZEN

**Einfluß von Randkrümmungen auf die Durchbruchspannung von Silicium-Dioden**

Von K.-H. ZSCHAUER

Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium  
der Siemens & Halske AG, München(Z. Naturforschg. **19 a**, 653—655 [1964]; eingegangen am 22. Februar 1964)

Die Durchbruchspannungen von Silicium-Planardioden nehmen zu kleinen Eindringtiefen des pn-Übergangs hin stark ab. Dieser Effekt wird durch den Einfluß der Krümmung in der Randzone der Dioden erklärt. Die mit einem einfachen Modell unter Zugrundelegung des Avalanche-Effekts berechneten Durchbruchspannungen stimmen quantitativ mit experimentell bestimmten Werten überein.

Silicium-Dioden, die durch Diffusion mit Oxydmaskierung hergestellt werden (Planar-Dioden), zeigen Durchbruchspannungen, die zum Teil erheblich unter den Werten liegen, die man für Mesastrukturen bei sonst gleichen Bedingungen erhält. Für diese Abweichungen kommt neben anderen Effekten vor allem der Einfluß der Geometrie dieser Dioden in Betracht, da ihr pn-Übergang neben einem ebenen Teil meist eine gekrümmte Randzone (siehe Abb. 1) besitzt, die wegen des veränderten Potentialverlaufs das Durchbruchverhalten beeinflusst.

Quantitative Angaben hierüber erfordern neben der Kenntnis des Durchbruchmechanismus (ZENER-Effekt, Avalanche-Effekt) die Ermittlung des Potentialverlaufs im Halbleiter. Die folgenden Berechnungen für Si beziehen sich auf den Avalanche-Effekt und wurden in analoger Weise ausgeführt, wie bereits früher von anderen Autoren<sup>1</sup> die Durchbruchspannungen ebener pn-Übergänge berechnet worden sind.

Es wird ein abrupter pn-Übergang mit einseitig hoher Dotierung vorausgesetzt, wobei die Raumladungszone sich praktisch nur in das Grundmaterial erstreckt. Damit ergibt sich eine Abhängigkeit der Durchbruchspannung von der Eindringtiefe des pn-Übergangs, die mit den experimentell gefundenen Werten gut übereinstimmt (vgl. Abb. 4).

**Näherungsweise Berechnung der Durchbruchspannung**

Die Berechnung wird mit folgenden vereinfachenden Annahmen durchgeführt, die zu übersichtlichen mathematischen Ausdrücken führen.

a) Der gekrümmte Teil des pn-Übergangs wird hinsichtlich der Potentialverteilung und des Durchbruchs-

verhaltens durch einen Zylinder mit dem Radius  $r_0$  (= Eindringtiefe des pn-Übergangs) angenähert.

b) Die Zahl der beweglichen Ladungsträger in der Raumladungszone wird für die Bestimmung des Potentials vernachlässigt, außerhalb der Raumladungszone wird die Feldstärke  $E = 0$  gesetzt.

c) Der Avalanche-Durchbruch wird durch eine von der Feldstärke abhängige, für Elektronen und Löcher gleiche (effektive) Ionisationsrate  $\alpha(E)$  beschrieben.

Mit den Voraussetzungen a) und b) erhält man für einen zylindrischen pn-Übergang bei einem Störstellenprofil

$$N(r) = \begin{cases} -N_1 & \text{für } r < r_0 \\ N_2 & \text{für } r > r_0 \end{cases}, \quad N_1 \gg N_2$$

für den Feldstärkeverlauf und die Spannung am pn-Übergang die Ausdrücke:

$$E(r) = E_0 \frac{r_0}{r} - \frac{e N_2}{2 \epsilon \epsilon_0} \left( r - \frac{r_0^2}{r} \right) \quad \text{und} \quad (1a)$$

$$U = \frac{r_0}{2} \left[ \left( E_0 + \frac{e N_2 r_0}{2 \epsilon \epsilon_0} \right) \ln \left( 1 + \frac{2 E_0 \epsilon \epsilon_0}{e N_2 r_0} \right) - E_0 \right] - U_D. \quad (1b)$$

Dabei bedeuten:

|        |                            |                       |                             |
|--------|----------------------------|-----------------------|-----------------------------|
| $U$    | Spannung am pn-Übergang,   | $r$                   | Koordinate,                 |
| $U_D$  | Diffusionsspannung,        | $e$                   | Elementarladung,            |
| $E(r)$ | Feldstärke,                | $\epsilon \epsilon_0$ | Dielektr.-Konstante,        |
| $E_0$  | Feldstärke für $r = r_0$ , | $w$                   | Breite der Raumladungszone. |

Behandelt man den ZENER-Durchbruch von zylindrischen pn-Übergängen<sup>2</sup>, dann erhält man die gesuchte Durchbruchspannung einfach durch Einsetzen der Durchbruchfeldstärke  $E_z$  an Stelle von  $E_0$ . Beim Avalanche-Durchbruch jedoch muß die folgende Bedingung<sup>3</sup> erfüllt sein:

$$\int_{r_0}^{r_0+w} \alpha(E) dr = 1. \quad (2)$$

Dabei darf die Ionisationsrate nach CHYNOWETH<sup>4</sup> in einem gewissen Feldstärkebereich durch

$$\alpha(E) = a \exp\{-b/E\} \quad (3)$$

angenähert werden. Damit lautet die Bedingung (2)

$$a \int_{r_0}^{r_0+w} \exp\{-b/E(r)\} dr = 1.$$

<sup>1</sup> J. MASERJAN, J. Appl. Phys. **30**, 1613 [1959]. — D. P. KENNEDY u. R. R. O'BRIEN, IRE Trans. Electron Devices, Vol. ED-9, No. 6 [1962].

<sup>2</sup> H. L. ARMSTRONG, IRE Trans. Electron Devices, Vol. ED-4, No. 1 [1957].

<sup>3</sup> Dieser Ausdruck entspricht der in ebenen pn-Übergängen gültigen Durchbruchbedingung  $\int a dx = 1$ . Vgl. K. G. MCKAY, Phys. Rev. **94**, 877 [1954].

<sup>4</sup> A. G. CHYNOWETH, J. Appl. Phys. **31**, 1161 [1960].



Nach Einsetzen des Feldstärkeverlaufs nach Gl. (1 a) erhält man hieraus

$$a \int_{r_0}^{r_0+w} \exp \left\{ -b \left/ \left( E_{DB} \frac{r_0}{r} - \frac{e N_2}{2 \epsilon \epsilon_0} \left( r - \frac{r_0^2}{r} \right) \right) \right\} dr = 1. \quad (4)$$

Dieses Integral kann für nicht zu kleine Werte von  $r_0/w$  näherungsweise durch eine Reihenentwicklung des Exponenten nach Potenzen von  $(r-r_0)$  gelöst werden. Bricht man diese Entwicklung nach der zweiten Potenz ab, so ergibt Gl. (4) nach Ausführung der Integration

$$a \sqrt{\frac{E_{DB}}{b}} \frac{E_{DB} \epsilon \epsilon_0}{e N_2} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\exp \left\{ -\frac{b}{E_{DB}} \left( 1 - \frac{1}{4} \frac{A^2}{B} \right) \right\}}{\sqrt{B}} \left[ 1 - \Phi \left( \frac{1}{2} \sqrt{\frac{b}{E_{DB}}} \frac{A}{\sqrt{B}} \right) \right] = 1. \quad (5)$$

Dabei sind

$$A = 1 + \frac{E_{DB} \epsilon \epsilon_0}{e N_2 r_0}, \quad B = 1 + \frac{3}{2} \frac{E_{DB} \epsilon \epsilon_0}{e N_2 r_0}, \quad \Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt.$$

Mit der aus (5) gewonnenen „Avalanche-Durchbruchsfeldstärke“  $E_{DB}$  ergibt sich nach Einsetzen an Stelle von  $E_0$  in Gl. (1) die entsprechende Durchbruchsspannung  $U_{DB}$ :

$$U_{DB} = \frac{r_0}{2} \left[ \left( E_{DB} + \frac{e N_2 r_0}{2 \epsilon \epsilon_0} \right) \ln \left( 1 + \frac{2 E_{DB} \epsilon \epsilon_0}{e N_2 r_0} \right) - E_{DB} \right] - U_D. \quad (6)$$

In Abb. 2 ist die durch numerische Auswertung der Gln. (5) und (6) gewonnene Abhängigkeit der Durchbruchsspannung von der Grunddotierung mit der Eindringtiefe als Parameter dargestellt. Für die Konstanten  $a$  und  $b$  wurden die Werte

$$a = 1,4 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}, \quad b = 1,8 \cdot 10^6 \text{ V cm}^{-1}$$

eingesetzt, die die Auswertung der MILLERSchen Kurve<sup>5</sup> für die Durchbruchsspannung ebener pn-Übergänge mit abruptem Störstellenprofil liefert.

Aus (6) läßt sich noch eine nützliche Näherungsformel gewinnen. Entwickelt man für große  $r_0/w$ , so folgt

$$U_{DB}(\text{Zylinder}) \approx U_{DB}(\text{eben}) \left( 1 - \frac{E_{DB} \epsilon \epsilon_0}{3 e N_2 r_0} \right) = U_{DB}(\text{eben}) \left( 1 - \frac{w_{DB}}{3 r_0} \right).$$

Dabei ist  $w_{DB}$  die Breite der Raumladungszone des entsprechenden ebenen pn-Übergangs beim Durchbruch. Setzt man für  $E_{DB}$  eine mittlere Feldstärke ein ( $\approx 4,5 \cdot 10^5 \text{ V cm}^{-1}$ ), so erhält man eine einfache Abschätzung, nach der die Durchbruchsspannungen eines zylindrischen und des entsprechenden ebenen pn-Übergangs

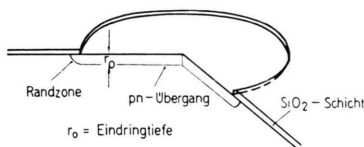


Abb. 1. Schnitt durch eine Planardiode.

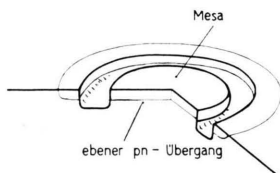


Abb. 3. Planardiode nach Mesaätzung.

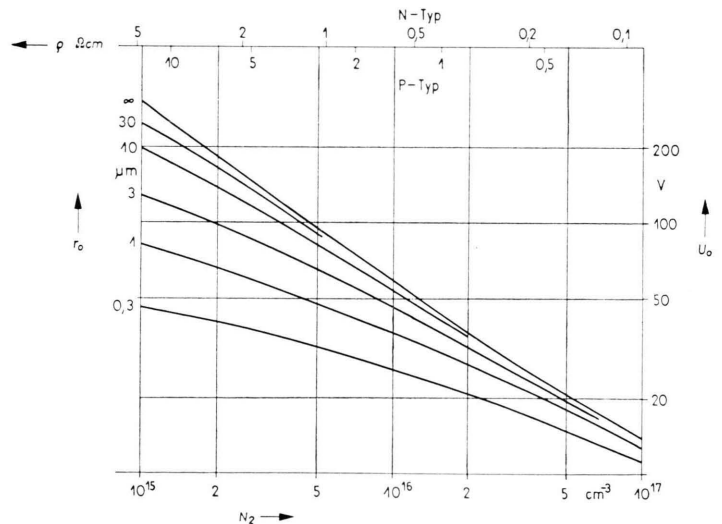


Abb. 2. Abhängigkeit der Durchbruchsspannung für zylindrische pn-Übergänge von Grundkonzentration und Eindringtiefe.

<sup>5</sup> S. L. MILLER, Phys. Rev. **105**, 1246 [1957].

sich für Eindringtiefen kleiner als etwa

$$r_0 = 10^{13}/N_2 \quad (r_0 \text{ in cm, } N_2 \text{ in cm}^{-3}),$$

um mehr als 10% unterscheiden.

#### Vergleich mit experimentellen Daten und Diskussion

Um den Einfluß der Krümmung der Randzone auf die Durchbruchsspannung experimentell zu erfassen, muß man einige Nebeneffekte berücksichtigen, die ebenfalls zu einer Verringerung der Durchbruchsspannung führen können.

a) Bei der Oxydation von Silicium tritt infolge des Verteilungskoeffizienten des Dotierungselements zwischen Silicium und Oxyd eine mehr oder weniger starke Veränderung der Grunddotierung zur Oberfläche des Siliciums hin auf<sup>6</sup>. Im Falle einer Dotierungsanreicherung wird die Durchbruchsspannung von oberflächen-nahen pn-Übergängen herabgesetzt.

b) In N-Typ-Grundmaterial treten häufig Vordurchbrüche auf, die durch sogenannte „pipes“<sup>7</sup> verursacht werden.

Zur Untersuchung des Krümmungseinflusses ist es daher zweckmäßig, für die Versuche Bor-dotiertes Grundmaterial zu verwenden. Dieses zeigt bei der Oxydation keine Anreicherung, vielmehr tritt eine Verarmung<sup>8</sup> auf, die jedoch zu einer Erhöhung der Durchbruchsspannung in der Nähe der Oberfläche führt und damit keinen Krümmungseffekt vortäuschen kann.

Die Silicium-Proben wurden bei 1200 °C 60 min im H<sub>2</sub>O—O<sub>2</sub>-Strom oxydiert. In die mit einer Photolacktechnik hergestellten Oxydfenster wurde Phosphor bei einer Oberflächenkonzentration von ca. 10<sup>21</sup> cm<sup>-3</sup> und Eindringtiefen von 0,6 bis 5 µm eindiffundiert.

Nach der Messung der Durchbruchsspannung der erhaltenen pn-Übergänge (mit und ohne Oxydschicht) wurden die Dioden derartig geätzt, daß sich eine Mesa-Anordnung entsprechend Abb. 3 ergab. Hierdurch wird der Einfluß der Randkrümmung auf die Durchbruchsspannung eliminiert<sup>9</sup>.

In Abb. 4 sind die gemessenen Durchbruchsspannungen der pn-Übergänge sowohl mit als auch ohne Randzone in Abhängigkeit von der Eindringtiefe aufgetragen. Dabei repräsentieren die angegebenen Punkte jeweils eine Gruppe von etwa 20 Meßwerten, deren Streuung kleiner als 5% war. Die eingezeichneten Kurven

sind dem berechneten Zusammenhang entsprechend Gl. (5) und Gl. (6) bzw. Abb. 2 entnommen. Sie wurden durch Wahl einer Dotierungskonzentration von  $N = 1,15 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  an die experimentellen Werte angepaßt. Dieser Wert stimmt auf etwa 10% mit der aus Widerstandsmessungen ermittelten Dotierungskonzentration (unter Benutzung des Zusammenhanges zwischen spezifischem Widerstand und Konzentration nach IRVIN<sup>10</sup>) von  $N = 1,25 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  überein. Diese Übereinstimmung und die Wiedergabe der Krümmungsabhängigkeit ist überraschend gut, wenn man bedenkt, daß für die Rechnungen mehrere stark vereinfachende Annahmen gemacht wurden.

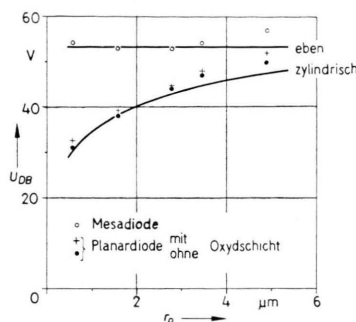


Abb. 4. Berechnete und experimentelle Werte der Durchbruchsspannung für Planar- und Mesadioden in Abhängigkeit von der Eindringtiefe.

Die in Abb. 4 erkennbare Abweichung der experimentellen Werte von den berechneten im Falle größerer Eindringtiefen (etwa 10% bei 5 µm) ist damit zu erklären, daß in diesem Bereich der diffundierte pn-Übergang wegen des kleiner werdenden Dotierungs-Gradienten nicht mehr als abrupt behandelt werden darf. Nach KENNEDY und O'BRIEN<sup>1</sup> sollten die Durchbruchsspannungen des diffundierten und des abrupten pn-Überganges schon bei einer Eindringtiefe von etwa 2 µm um 10% verschieden sein, die beobachtete geringere Abweichung ist jedoch verständlich, da bei großen Phosphorkonzentrationen ein anomales Diffusionsprofil<sup>11</sup> auftritt.

Herrn J. DATHE danke ich für die Herstellung der Dioden, Fräulein I. KARGER für die Ausführung der Messungen.

<sup>6</sup> M. M. ATALLA u. E. TANNENBAUM, Bell. System Tech. J. **39**, 933 [1960].

<sup>7</sup> „Pipes“ nennt man die in der Regel durch Phosphorverunreinigungen an der Oberfläche erzeugten lokalen Dotierungen; s. A. GOETZBERGER, Solid State Electron. **5**, 61 [1962].

<sup>8</sup> T. H. YEH, J. Appl. Phys. **33**, 2849 [1962].

<sup>9</sup> Eine andere Möglichkeit ist der Aufbau nach Art einer Schutzringdiode, die einen diffundierten Ring mit höherer Durchbruchsspannung besitzt.

<sup>10</sup> J. C. IRVIN, Bell. System Tech. J. **41**, 387 [1962].

<sup>11</sup> S. MAEKAWA, J. Phys. Soc., Japan **17**, 1952 [1962].