

# Schottky-Diode (SD)

Standort: Institut für Angewandte Physik/Halbleiterphysik  
Raum: C 313  
Versuchsdauer: 8 Stunden  
Beginn: 8:00 Uhr  
Betreuer: Dr. E.V. Lavrov  
Tel.: 463 33637  
e-mail: edward.lavrov@physik.tu-dresden.de

## 1 Ziel und Aufgabenstellung

- Untersuchung der elektrischen Eigenschaften eines Metall-Halbleiter-Übergangs (Schottkydiode).
- Bestimmung der kontaktspezifischen Barrierenhöhe und der halbleiterspezifischen Größen Ladungsträgerkonzentrationen ( $n_0$ ,  $p_0$ ), Diffusionsspannung des Kontaktes.
- Aneignung der Grundlagen der experimentellen Meßtechnik für die Untersuchung elektrischer Eigenschaften von Halbleitern.

## 2 Allgemeine Literatur

- a). R. Paul, „Halbleiterdioden (Grundlagen und Anwendungen)“, Verlag Technik, Berlin 1976.
- b). S.M. Sze and K.K. Ng, „Physics of Semiconductor Devices“, Wiley-Interscience, 2006.
- c). V.L. Bonč-Brujevič, S.G Kalašnikov, „Halbleiterphysik“, Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1982.
- d). H.K. Henisch, „Semiconductor Contacts“, Oxford 1984.

## 3 Experimentelle Hinweise

**Achtung!** Setzen Sie beim Einfüllen oder Umfüllen von flüssigem Stickstoff immer eine Schutzbrille und einen Gesichtsschutz auf!

## 4 Apparatur

Probe und Probenhalter	AME
Flüssigstickstoff-Kryostat für variable Temperatureinstellung	LakeShore 325
LCR Meter	HP 4284A
Sourcemeeterunit	Keithley 236
Capacitance meter	Boonten 72B
Handmultimeter	Conrad
PC zur Meßsteuerung und Meßwerterfassung	Vorvakuumpumpe und Vakuummeßgerät

## 5 Aufgabenstellung

- a). Machen Sie sich anhand der Bedienungsanleitungen mit den Geräten vertraut!
- b). Zeichnen Sie (als Bestandteil Ihres Meßprotokolls) ein Schema der Meßanlage mit allen Ihnen wichtig erscheinenden Details!

- c). Bestimmen Sie mit Hilfe eines Mikroskops und einer geeichten Objektskala die Kontaktdurchmesser! (Fehler!?)
- d). Messen Sie bei Raumtemperatur  $IU$ - und  $CU$ -Kennlinien für unterschiedliche Kontaktflächen! (Reproduzierbarkeit?)
- e). Nehmen Sie temperaturabhängige  $IU$ - und  $CU$ -Kennlinien an einem ausgewählten Kontakt im Bereich von RT bis 100 K auf.
- f). Stellen Sie die gemessenen (auf die Kontaktfläche normierten)  $IU$ -Kennlinien in semi- und doppelt logarithmischer Darstellung dar.
- g). Ermitteln Sie aus dem Kennlinienfeld nach f). die Schottkybarrierenhöhe
  - aus dem differentiellen Nullpunktwiderstandes,
  - aus dem Sperrstrom bei fester Sperrspannung mittels geeigneter Arrheniusdarstellung und
  - durch Extrapolation der Flusskennlinien zum gemeinsamen Schnittpunkt.

Warum unterscheiden sich die Werte?

- h). Ermitteln Sie aus dem Kennlinienfeld nach f). den Idealitätsparameter  $m$ ! (deuten Sie eine eventuell auftretende Temperaturabhängigkeit!)
- i). Ermitteln Sie aus dem Kennlinienfeld nach f). den Serienwiderstand und stellen Sie dessen Temperaturabhängigkeit geeignet dar. Entscheiden Sie, ob der Bahnwiderstand der Probe oder der Rückkontakt den gemessenen Serienwiderstand dominiert und sollte es der Bahnwiderstand sein schließen Sie auf den dominanten Streumechanismus im Kristallvolumen.
- j). Stellen Sie die gemessenen (auf die Kontaktfläche normierten)  $CU$ -Kennlinien in einer Darstellung  $1/C^2$  gegen  $U$  dar.
- k). Ermitteln Sie die Diffusionsspannung des Kontaktes! (Warum ist sie temperaturabhängig? Erlaubt der etwa lineare Verlauf eine erste „Vorhersage“ zur örtlichen Verteilung der freien Ladungsträger im Halbleiter?)
- l). Berechnen Sie für drei den gesamten gemessenen Temperaturbereich repräsentierende Temperaturen die ortsabhängige Dichte der freien Ladungsträger im Halbleiter und diskutieren Sie Ihr Ergebnis!
- m). Stellen Sie abschließend kurz zusammen welche kontaktspezifischen Größen aus welcher Kennlinie ableitbar sind und welche Abweichungen von einer „idealen“ Anordnung bei welcher Kennlinienmessung von besonderem Nachteil ist. (z.B. Leckströme bei der Kapazitätsmessung, Oberflächenleckströme bei der  $IU$ -Messung etc.)

## Verwendete Symbole

- $j, j_n, j_p$  — Stromdichte (Elektronen, Löcher) [ $A/cm^2$ ]  
 $\rho_n, \rho_p$  — Ladungsdichten (Elektronen, Löcher) [ $A\ s/cm^3$ ]  
 $v_n, v_p$  — Driftgeschwindigkeit (Elektronen, Löcher) [ $cm/s$ ]  
 $q$  — Elementarladung  
 $\mathcal{E}_{max}$  — elektrische Feldstärke an Metall-Halbleitergrenzfläche [ $V/cm$ ]  
 $\mu_n, \mu_p$  — Ladungsträgerbeweglichkeit (Elektronen, Löcher) [ $cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$ ]  
 $E_{c,v}$  — Energie der Bandkanten von Leit-/Valenzband [ $eV$ ]  
 $T$  — Temperatur [ $K$ ]  
 $U$  — elektrische Spannung [ $V$ ]  
 $U_{d,ext}$  — Diffusions-(externe) Spannung [ $V$ ]  
 $U_T = kT/q$   
 $Q$  — elektrische Ladung pro Fläche [ $A\ s/cm^2$ ]  
 $\Phi_B^{ideal}$  — Austrittsarbeit,  $q\Phi_B^{ideal} = W_A$  [ $eV$ ]  
 $\chi_{HL}$  — Elektronenaffinität eines Halbleiters,  $q\chi_{HL} = W_\chi$  [ $eV$ ]  
 $\Phi_{HL}$  — Austrittsarbeit eines Halbleiters,  $q\Phi_{HL} = W_{HL}$  [ $eV$ ]  
 $N_{d,a}$  — Dotierdichte (Donatoren, Akzeptoren) [ $cm^{-3}$ ]

$m_0$  — Elektronenmasse  
 $m_{n,p}$  — effektive Masse Elektronen/Löcher  
 $\epsilon_0$  — Dielektrizitätskonstante  
 $\epsilon$  — relative Dielektrizitätskonstante  
 $L_D$  — Debye- (abschirm) Länge [cm]  
 $T$  — Temperatur [K]  
 $N_{SS}$  — Grenzflächenzustandsdichte  
 $\eta$  — Kennlinienparameter  
 $\rho_c$  — spezifischer Widerstand [ $1/\Omega$  cm]  
 $C$  — Kapazität [F/cm<sup>2</sup>]  
 $C_{p,s}$  — Kapazität parallel/seriell [F]  
 $R_{p,s}$  — Widerstand parallel/seriell [ $\Omega$ ]  
 $F_{M,HL}$  — Fermienergie (Metall, Halbleiter) [eV]

### Einige (wertvolle) Zahlen

$$\begin{array}{lll}
 q = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ A s} & k/q = 8,617 \cdot 10^{-5} \text{ V/K} & \epsilon(\text{Si}) = 11,8 \\
 m_0 = 9,108 \cdot 10^{-31} \text{ kg} & m_n(\text{Si}) = 1,08 m_0 & m_p(\text{Si}) = 0,58 m_0
 \end{array}$$

### Abklinglänge (Debye-Länge) einer Majoritätsladungsträger-Dichtestörung:

$$L_D[\text{cm}] = \left( \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon kT}{q^2 N_{d,a}} \right)^{1/2} = 23,5 \left( \frac{T[\text{K}]}{N_{d,a}[\text{cm}^{-3}]} \right)^{1/2}.$$

## 6 Theoretische Grundlagen

### 6.1 Der Metall-Halbleiter-Übergang (Schottky-Kontakt)

Ein Metall-Halbleiter-Übergang (MH-Kontakt) ist die flächenhafte, metallurgischinnige Verbindung eines Metalls mit einem Halbleiter. Seine elektronischen Eigenschaften bestimmen sich wesentlich aus den Raumladungsverhältnissen im Halbleiter und möglichen halbleiterseitigen Grenzflächenzuständen. In Abhängigkeit von der Wahl der Materialpaarung kann er sowohl gleichrichtendes als auch ohmsches Verhalten aufweisen. Als Gleichrichter werden MH-Kontakte bezeichnet, wenn der elektrische Widerstand von der Stromrichtung, also polungsabhängig ist. In diesem Fall sind die Strom-Spannungskennlinien ( $IU$ -Kennlinie) deutlich nichtlinear. Demgegenüber werden Kontakte mit linearen, polungsunabhängigen Kennlinien und häufig hohen Leitwerten als Ohmsche Kontakte bezeichnet. Diese finden breite Anwendung in der Kontaktierung von Bauelementen. Als Gleichrichter besitzt der MH-Kontakt gegenüber bipolaren Dioden Vorteile bei der Realisierung von Hochleistungsdioden. Typisch ist die besonders geringe Speicherradung, da es sich bei der Schottky-Diode gewöhnlich um ein reines Majoritätsladungsträgerbauelement handelt.

### 6.2 Funktionsprinzip

Die im Allgemeinen unterschiedlichen Austrittsarbeiten des Metalls und des Halbleiters generieren eine Potentialdifferenz zwischen den Materialien. Bei Annäherung von Metall und Halbleiter ist diese mit dem Auftreten eines elektrischen Feldes an der Grenzfläche verbunden, welches Ladungen an der Halbleiteroberfläche influenziert. Es kommt zur Verletzung der Neutralität und damit zu einem ortsabhängigen Potentialverlauf (Bandverbiegung) im Halbleiter. Berühren sich schließlich Metall und Halbleiter stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Diffusion (veränderte Randschichtkonzentration im Halbleiter an der Grenzfläche) und entgegengerichtetem Driftstrom (Potentialdifferenz) ein. Die Konzentration der freien Träger an der Grenzfläche (Randschichtdichte) spielt eine zentrale Rolle bei der quantitativen Beschreibung des Stromtransportes (siehe Kap. 6.4.1). Ohne externe Spannung verläuft das Fermienergie durch Metall und Halbleiter horizontal und stetig. Tritt eine Verarmungsrandschicht auf läßt sich ihre Ausdehnung und

„Durchlässigkeit“ durch eine externe Spannung variieren und die resultierende nichtlineare  $IU$ -Kennlinie ergibt die gleichrichtenden Eigenschaften der Diode.

### 6.3 Barrierenformation

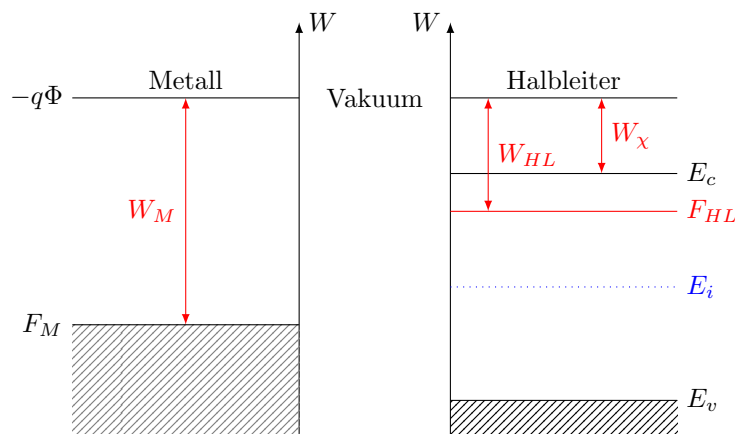


Abbildung 1: Bändermodell eines Metalls und eines  $n$ -Halbleiters vor ihrer Kontaktierung.

Befindet sich ein Metall in innigem Kontakt mit einem Halbleiter, so stellt sich im thermodynamischen Gleichgewicht ein gemeinsames elektrochemisches Potential (horizontale „Fermikante“) ein. Als Folge tritt eine stetige Angleichung der Vakuumniveaus ein und es formiert sich eine Potentialschwelle  $q\Phi_B = W_B$  [eV]. Diese, auch als „Schottkybarriere“ bezeichnete Größe ist fundamental für die Transporteigenschaften des Kontaktes. Für sie gilt bei Vernachlässigung von Grenzflächenzuständen, Nichtveränderung möglicher Oberflächendipole des Halbleiters bei der Materialpaarung (dangling bonds etc.) und chemisch nicht reaktiver Kontaktsysteme:

$$\Phi_B^{ideal} = \Phi_M - \chi_{HL} \quad \text{bzw.} \quad W_B = W_M - W_\chi$$

mit der Metallaustrittsarbeit  $q\Phi_M = W_M$  und der Elektronenaffinität des Halbleiters  $q\chi_{HL} = W_\chi$ .

Bekanntlich stellt die Austrittsarbeit den Energiebetrag dar, den ein Elektron, ausgehend von der Fermikante, benötigt um den Festkörper mit dem Geschwindigkeitsbetrag Null zu verlassen. Im Halbleiter besitzen keine Ladungsträger die Fermienergie; vielmehr „starten“ sie in Realität mit der jeweiligen Bandkantenenergie. Im Experiment bestimmt man also eine so definierte Elektronenaffinität. Offenkundig gilt dann für die Austrittsarbeit eines Halbleiters  $q\Phi_{HL} = W_{HL}$ :

$$W_{HL} = W_\chi + E_c - F_{HL}.$$

Im stromlosen Zustand folgt aus dem Neutralitätsprinzip für die (quasi) Flächenladung im Metall  $Q_M$ , der Ladung in der Verarmungsrandschicht des Halbleiters  $Q_{HL}$  ( $\rho(x)$ — Dichte ortsfester Ladungen) mit der Weite  $w_R$

$$Q_{HL} = \epsilon\epsilon_0 |\mathcal{E}_{max}| = \int_0^{w_R} qN_{d,a} dx = \int_0^{w_R} \rho(x) dx \quad \text{Gauß'scher Satz}$$

und der Grenzflächenladung  $Q_S$  (in Abhängigkeit von der Lage der Fermikante besetzte Verteilung von Grenzflächenzuständen  $N_{SS}$ )

$$Q_S = \int_0^{E_c} N_{SS} f(E, F) dE$$

$$Q_M = Q_S + Q_{HL}.$$

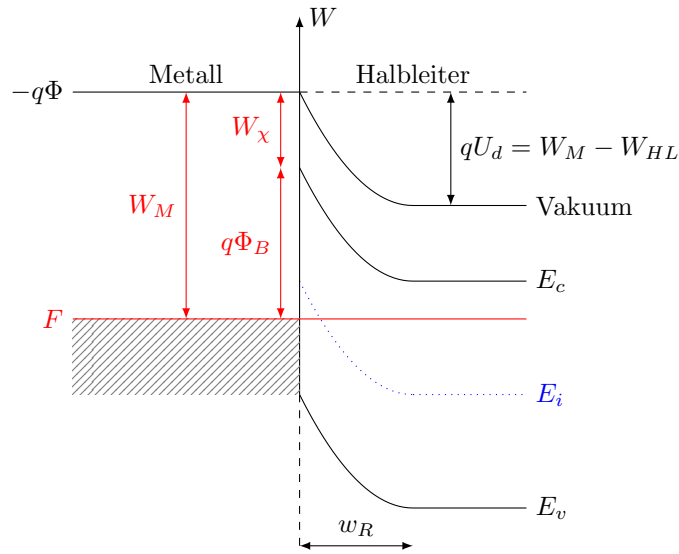


Abbildung 2: Bändermodell der MH-Anordnung (nach Kontaktierung) ohne Grenzflächenzustände. Es bildet sich eine Verarmungszone für  $W_{HL} < W_M$  aus. Der Kontakt ist gleichrichtend.

Hohe Grenzflächenzustandsdichten führen (u.U. bereits am nicht kontaktierten Halbleiter) zur Fixierung der Fermikante und somit zum Auftreten von Oberflächenbarrieren ( $Q_S = -Q_{HL}$ ), die durch eine Metallbelegung schwach bis nicht mehr beeinflusst werden.

Wesentlichen Einfluß auf die Grenzfläche, und somit auf die Barrierenformation, hat die physikalisch/chemische Reaktivität der verwendeten Metalle mit dem Halbleiter. Es lassen sich drei Gruppen unterscheiden.

- Eine erste Kategorie stellen die Metalle dar, die Legierungen bilden. Derartige Phasen treten bereits in mikroskopisch, mehrere Atomlagen dicken Zwischenschichten bei Prozeßtemperaturen deutlich unter den eutektischen Temperaturen auf (Beispiel: Au:Si).
- Eine weitere Gruppe sind die chemisch reaktiven Metalle (Beispiel: Silizidbildner) wobei auch hier in-situ Zwischenschichten auftreten.
- Schließlich existieren Metalle, die tatsächlich hyperabrupte Übergänge bilden, die dann im wesentlichen durch die freie Oberfläche des Kristalls vor der Deposition bestimmt sind (Beispiel Si:Ag).

Bei realen Halbleiteroberflächen (mit Ausnahme von Spaltflächen unter UHV Bedingungen) ist mit mindestens monoatomaren Adsorbatoeder Oxidschichten zu rechnen, die mit ihren Ladungen in Verbindung mit entsprechenden Bildladungen im Metall zu veränderlichen Dipolrandschichten führen. Als Ergebnis werden deshalb häufig Barrierenhöhen beobachtet, die wesentlich von der Prozessführung ihrer Herstellung abhängen.

## 6.4 Die Gleichstromeigenschaften eines Metall-Halbleiter Überganges

Die Funktion elektronischer Bauelemente basiert überwiegend auf bewegten Ladungsträgern. Ein stromdurchflossener Zustand ergibt sich im weitesten Sinne aus der Einwirkung äußerer Einflüsse, die der ungeordneten thermischen Bewegung der Ladungsträger eine Vorzugsrichtung überlagert. Ursache für derartige Trägerbewegungen sind häufig elektrische Felder oder Dichtegradienten („Diffusionsfelder“).

Ladungen, die entlang elektrischer Feldlinien beschleunigt werden, geben die dem Feld entnommene kinetische Energie nach einer mittleren freien Weglänge durch Stoß mit Gitteratomen ans Gitter ab. Es stellt sich eine im Mittel konstante Driftgeschwindigkeit als statistische Balance zwischen Feldbeschleunigung und Stoßvorgang ein.

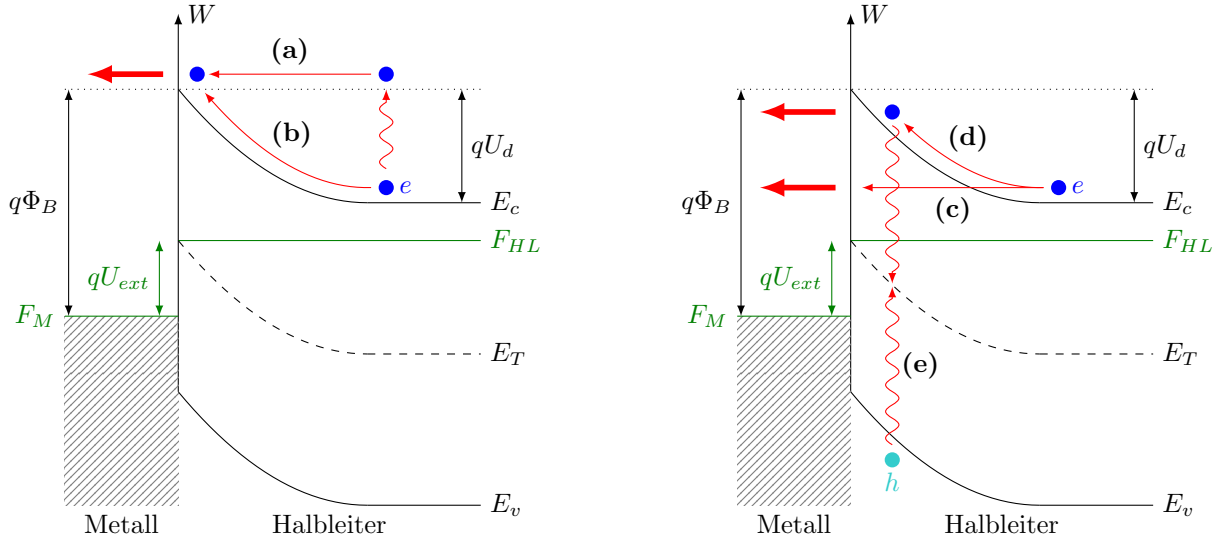


Abbildung 3: Strom-transportmechanismen am flußgepolten Schottky-Kontakt: (a) thermische Emission (TE), (b) Diffusion, (c) Feldemission (FE), (d) thermisch unterstützte Feldemission (TFE), (e) Rekombination.

Räumlich inhomogene Trägerkonzentrationen (Dichtegradienten) führen zu diffusiven Ausgleichsvorgängen, also ebenfalls zu Strömen geladener Teilchen. Ursache sind Dotierungsoder Temperaturgradienten, aber auch eine lokal erzwungene Trägererzeugung durch Beleuchtung oder Injektion.

Das Ergebnis aller Trägerbewegungen sind somit Nettoströme, die Ladungsverschiebungen erzeugen. Allgemein sind Transporterscheinungen Folge eines Nichtgleichgewichtszustandes des Halbleiters wie er beispielsweise durch Anlegen einer äußeren Spannung erzeugt werden kann.

### 6.4.1 Stromtransporttheorien

Die Grundlegenden Modelle zur Erklärung der spannungsund temperaturabhängigen Stromdichten von MH-Übergängen mit Verarmungsrandschichten sind die Diffusionstheorie nach Schottky [1], die Emissionstheorie nach Bethe [2] sowie (thermisch unterstützte) Feldemissionsvorstellungen für höher dotierte Halbleiter [3] und vereinheitlichende Formulierungen [4]. Die Abbildung 3 zeigt schematisch die genannten Mechanismen des Stromtransportes am Beispiel eines gleichrichtenden Kontaktes auf einem  $n$ -Halbleiter, wobei zusätzliche Rekombination in der Verarmungszone berücksichtigt wurde. Bei Sperrpolung kehrt sich die Nettostromrichtung um und die Rekombination geht in Generation über. Die Emissionsprozesse (TE, FE, TFE) sind allein durch die Anzahl der (pro Sekunde) die Barriere überwindenden Ladungsträger bestimmt. Hierbei passieren die Elektronen, deren thermische Energie größer als die Barriehöhe ist, die Grenzfläche. Bevor sie die feldfreien Gebiete des Halbleiters erreichen, müssen sie jedoch noch die spannungsabhängige Verarmungsrandschicht durchqueren. Ist nun die mittlere freie Weglänge der Elektronen (ca. 400 nm bei Streuung an akustischen Phononen) größer als die Sperrschichtausdehnung (Gleichung), wird der Stromtransport allein durch die Emissionsvorgänge bestimmt. Mit abnehmender Dotierung des Halbleiters und der entsprechenden Zunahme der Ausdehnung der Verarmungszone bestimmen zunehmend die Driftprozesse in der Raumladungszone die  $IU$ -Kennlinie.

Für den Fall der reinen Thermoemission ergibt sich die Emissionstromdichte nach Bethe (2) zu ( $j_n(U \leq 0)$  Flußrichtung):

$$j_n = \frac{q n_R v_{th}}{4} \left[ \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \quad \text{mit} \quad n_R = N_c \exp\left(-\frac{q\Phi_B}{kT}\right), \quad N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2}\right)^{3/2}, \quad v_{th} = \left(\frac{8kT}{\pi m_n}\right)^{1/2}$$

und der „Richardson“-Konstanten des Halbleiters  $A = 4\pi q m_n k^2 / h^3$  gilt

## „Emissionstheorie“

$$j_n = AT^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_B}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right]$$

Die Richardsonkonstante  $A$  des Halbleiters unterscheidet sich vom Wert des Vakuums  $A^{vak}$  durch Verwendung der effektiven Elektronenmasse und ist somit materialspezifisch. So gilt zum Beispiel für  $n$ -GaAs  $A \approx 0,068 A^{vak}$  oder für  $n$ -Si  $A \approx 2,2 A^{vak}$ .

Für den Fall dominierender Drift- und Diffusionsprozesse ergibt sich nach Schottky [1] für die Nettoströmdichte:

$$j_n = I_0 \mu_n kT n_R \left[ \exp\left(\frac{qU}{kT} - 1\right) \right] \quad \text{mit} \quad I_0^{-1} = \int_0^{w_R} \exp\left(\frac{E_c(x) - E_c(0)}{kT}\right) dx.$$

Bei homogener Dotierung (parabolischer Bandverlauf) kann die Integration analytisch ausgeführt werden, und für  $U \gg kT$  gilt mit der (maximalen) elektrischen Feldstärke  $\mathcal{E}_{max}$  an der MH-Grenzfläche:

$$I_0 = \frac{qN_d w_R}{\epsilon kT} = \frac{\mathcal{E}_{max}}{kT}.$$

Daraus ergibt sich schließlich die Diffusionsströmdichte ( $qU \gg kT$ ) zu:

## „Diffusionstheorie“

$$j_n = qN_c \mu_n \mathcal{E}_{max} \exp\left(-\frac{q\Phi_B}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right]$$

Beide Modelle führen somit zu einer exponentiell von der Barrierenhöhe abhängigen thermischen „Aktivierung“ des Sperr-Sättigungstromes und einem  $(kT)^{-1}$  proportionalen Anstieg der Flußkennlinien in einer Darstellung  $\ln(j)$  über  $U$ . Unterschiede ergeben sich, abgesehen von den Vorfaktoren, lediglich bezüglich des mit  $\sqrt{U}$  wachsendem Sperrstromes im diffusionsbegrenzten Fall gegenüber der Spannungsunabhängigkeit bei reiner thermischer Emission.

Die übliche Beschreibung des Gleichstromverhaltens realer Kontakte erfolgt mit einer verallgemeinerten Kennliniengleichung unter Einführung zweier Kennlinienparametern  $\eta$  und  $m$  in der Form:

## „Semi-empirische Kennliniengleichung“

$$j_n = j_s(U, \Delta\Phi_B, T) \exp\left(-\frac{q\Phi_B}{\eta kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{qU}{mkT}\right) - 1 \right] \quad (1)$$

Mit dieser Formel sind nahezu alle Modifizierungen der Grundmodelle modellierbar. Hierzu zählt der Einfluß von Grenzflächenzuständen an realen Übergängen, der Einfluß spannungsabhängiger Barrierenhöhen, die sich aus dünnsten dielektrischen Zwischenschichten oder Bildkrafteffekten ergeben, Generations- und Rekombinationsphänomene und schließlich Tunnelmechanismen bei Raumladungsweiten vergleichbar mit quantenmechanischen Tunnellängen.

Befinden sich innerhalb der Raumladungszone Defekte mit erlaubten Zuständen innerhalb der verbotenen Zone finden Generations- und Rekombinations-Prozesse statt. Derartige Vorgänge sind natürlich an die Koexistenz beider Ladungsträgersorten gebunden. Der Stromtransport am MH-Kontakt ist zwar a priori durch die Majoritätsladungsträger bestimmt — trotzdem ist mit erheblichen Minoritätsladungsträgerdichten in Nähe der Grenzfläche auf der Seite des Halbleiters insbesondere im Fall großer Barrierenhöhen — zu rechnen. Diese Minoritäten tragen zwar nicht zum Emission oder Diffusionsstrom bei (das von ihnen zu überwindende Gesamtpotential ist offensichtlich deutlich größer als die Barrierenhöhe siehe Abb.

1) sie können aber sehr wohl einen Generations/Rekombinationstrom tragen. Der physikalische Prozess besteht bei Flußpolung in einer Lokalisierung eines Majoritätsladungsträgers in der Raumladungszone an einer Störstelle. Findet danach ein zusätzlicher Einfang eines Minoritätsladungsträgers statt kommt es zur Elektron-Loch-Rekombination an der Störstelle und von Außen betrachtet erfolgte der Transport eines Ladungsträgers durch die gesamte Verarmungsrandschicht.

Diese Vorgänge werden mittels einer Nettorekombinationsrate  $U_{GR}$  erfaßt und die entsprechende Zusatzstromdichte ergibt sich dann aus der Integration über die Sperrschicht gemäß

$$j_{GR} = q \int_0^{w_R} U_{GR}(n(x), p(x)) dx.$$

Nach einer etwas „länglichen“ Rechnung [5] erhält man schließlich für die Stromdichte die Näherungslösung mit einer materialspezifischen Rekombinationslebensdauer  $\tau$

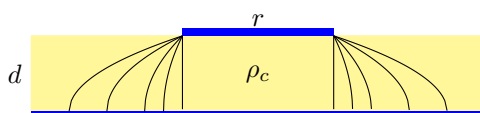
## „Generation/Rekombination Kennlinie“

$$j_{GR} = \frac{q w_R}{2\tau} \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) - 1 \right]$$

Charakteristisch für die spannungsabhängige Stromdichte ist der zu  $m = 2$  proportionale Anstieg der Flußkennlinie in halblogarithmischer Darstellung und die thermische Aktivierung des Sättigungstromes mit halben Bandabstand des Halbleiters. In der Praxis werden häufig Kennlinienparameter zwischen 1 und 2 ermittelt. Eine verbreitete (aber falsche!!) Interpretation derartiger Werte besteht in der Vorstellung das sowohl Diffusion/Emission ( $m = 1$ ) und Generation/Rekombination ( $m = 2$ ) Ströme ihrem Betrage nach vergleichbar wären. Leider führt die Addition zweier Exponentialfunktionen mit unterschiedlichem Anstieg nur zu einem Knickpunkt jedoch niemals zu einem „mittleren“ Anstieg.

### 6.4.2 Simulation — Ersatzschaltbilder

Bei einer Anwendung der skizzierten theoretischen Ideen auf reale MH-Übergänge sind einige weitere Effekte zu berücksichtigen. Allgemein stellt der Übergang im Dunkeln (keine Generation eines Photostromes) einen passiven Zweipol dar. Es wird im Experiment eine äußere Gleichspannung  $U_{ext}$  angelegt und der sich einstellende Gleichstrom gemessen. In allen obigen Modelle ist  $U$  aber das Potential welches über der Sperrschicht abfällt. Bei Stromfluß ist dieses Potential generell geringer als ein extern anliegendes Potential. Ursache dafür ist der Potentialabfall über dem Halbleitervolumen und über einem nicht unbedingt idealen Ohmschen Rückkontakt. Dieser Effekt läßt sich in guter Näherung als ein Widerstand in Reihe zur „idealen“ Diode beschreiben. Häufig ist der Beitrag des Rückkontaktes gegen den Bahnwiderstand vernachlässigbar, vor allem weil seine Fläche gewöhnlich deutlich größer als die des MH-Kontakt ist. Der Bahnwiderstand  $R_B$  („bulk“- oder Volumenwiderstand) läßt sich aus der Geometrie der Anordnung leicht berechnen. Eine Formel nach Holm (siehe auch die Abbildung) berücksichtigt die Stromverteilung insbesondere für Kontaktdurchmesser vergleichbar mit der Ausdehnung des Bahngebietes (z.B. Dicke eines „wafers“ oder einer Epitaxieschicht) und den spezifischen Widerstand des Materials. Dieser ergibt sich aus der Dichte freier Ladungsträger ( $n_0, p_0$ ), den jeweiligen Trägerbeweglichkeiten ( $\mu_n, \mu_p$ ) zu  $\rho_c^{-1} = \sigma = q(n_0\mu_0 + p_0\mu_0) [(\Omega \text{ cm})^{-1}]$ .



$$R_B = \frac{\rho_c}{2\pi r} \arctan\left(\frac{2d}{r}\right)$$

Bei dotierten Halbleiter dominiert eine Trägersorte und bei Beachtung der Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit (typisch  $\mu = \mu_n^0 T^{3/2}$  für Phononenstreuung) ergibt sich schließlich für den Serienwiderstand im Fall eines  $n$ -Halbleiters der Dotierung  $N_d$ :

$$R_B(N_d, T, r, d) = \frac{T^{3/2}}{2\pi r q N_d \mu_n^0} \arctan\left(\frac{2d}{r}\right).$$



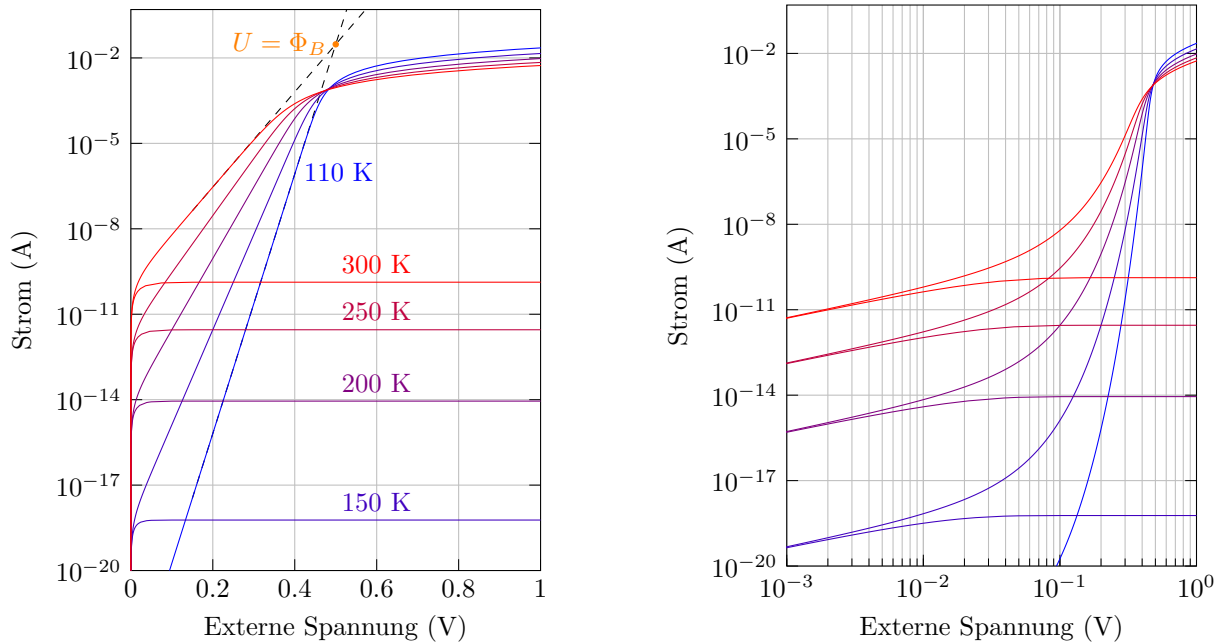


Abbildung 4:  $IU$ -Kennlinie eines Schottky-Kontaktes in semi-logarithmischer Auftrag (links) und doppeltlogarithmischer Darstellung (rechts). Parameter ist die Meßtemperatur. Angenommene Barrierenhöhe 0,5 eV, Serienwiderstand 100  $\Omega$  bei 300 K, Phononenstreuung,  $\eta = 1$ ,  $m = 1$  (siehe Text).

Besonders beachtenswert ist der negative Temperaturkoeffizient, also die Tatsache, daß mit fallender Temperatur der Serienwiderstand abnimmt. Ein derartiges Verhalten ist ein wichtiges Indiz für die tatsächliche Dominanz des Bahngebietes bei einer beobachteten Flußstrombegrenzung.

Die Berücksichtigung des Serienwiderstandes ergibt schließlich die (implizite) Abhängigkeit der Stromdichte von einer äußeren Spannung mit Hilfe der verallgemeinerten Kennliniengleichung [Gl. (1)]

$$j_n = j_s(U, \Delta\Phi_B, T) \exp\left(-\frac{\Phi_B}{\eta kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{q[U - IR_B(T)]}{mkT}\right) - 1 \right]$$

In den folgenden Abbildungen sind die temperaturabhängigen Strom-Spannungs-Kennlinien unter Zu- grundlegung der Diffusionstheorie und Berücksichtigung des Bahnwiderstandes in einfach und doppelt logarithmischer Darstellung gezeigt. Wegen des exponentiellen Flußkennlinienverlaufes ist eine lineare Darstellung praktisch ohne Aussage.

## Diskussion

Einer semilogarithmischen Darstellung entnimmt man:

1. den (eventuell temperaturabhängigen) Idealitätsfaktor aus dem Anstieg der Flußkennlinie und trifft Aussagen zum dominanten Stromtransportmechanismus.
2. bei hinreichend konstanten Kennlinienparameter treffen sich die extrapolierten Flußkennlinien bei einer Spannung  $U_{Schnitt}$  die einem ersten („flinken“) Wert für die Barrierenhöhe ergibt. Es gilt  $m\Phi_B = U_{Schnitt}$ .
3. mittels einer Arrheniusdarstellung des Sperrstromes bei einer gewählten aber festen Sperrspannung die Barrierenhöhe.

Einer doppeltlogarithmischen Darstellung entnimmt man:

1. den temperaturabhängigen Serienwiderstand als Quotient aus einer möglichst großen Flußspannung und dem zugehörigen Flußstrom. In der Darstellung ergibt sich keine Gerade im Begrenzungsfall, da über der durchgesteuerten Diode konstant das Potential der Barrierenhöhe abfällt und natürlich  $\ln(a + b)$  nicht gleich  $\ln(a) + \ln(b)$  ist.
2. mittels einer Arrheniusdarstellung des differentiellen Nullpunktwidestandes die Barrierenhöhe (jede Exponentialfunktion wird für Argumente kleiner eins linear — also hier für anliegende Spannungen kleiner der Temperaturspannung). Vorteil ist jetzt, dass alle feldstärkeinduzierten Barrieremodifikationen minimiert sind und man den maximalen (und dem wirklichen am nächsten) Wert für die Barrierenhöhe erhält.
3. Aussagen zum Durchbruchverhalten und die Durchbruchsspannung.

## 6.5 Die (differentielle) Sperrschichtkapazität der Metall-Halbleiteranordnung

Charakteristisch für gleichrichtende Metall-Halbleiterkontakte ist das Auftreten einer Verarmungsrandschicht im Halbleiter deren Ausdehnung durch den Potentialabfall über dem Kontakt steuerbar ist und durch die Poisson'sche Gleichung bestimmt ist. Allgemein wird diese Raumladungsweite durch die Metall-Halbleiter Grenzfläche und dem Ort im Halbleiter ( $w_R$ ) definiert, an dem die elektrische Feldstärke null wird (in den neutralen Bahngebieten verschwindet die Feldstärke)

$$\left. \frac{d\Phi(x)}{dx} \right|_{w_R} = \mathcal{E}(w_R) = 0.$$

Eine erste Näherung ergibt sich durch zweifache Integration der Poisson'schen Gleichung unter alleiniger Berücksichtigung der ortsfesten Ladungen. Diese fixen Ladungen sind die im extrinsischen Halbleiter befindlichen ortsfesten ionisierten Rumpfe der Dotieratome. Das Resultat ist die Schottky'sche Verarmungslösung mit einem Dichtesprung der freien Ladungsträger ( $n_0, p_0$ ) bei  $w_R$  von null (für  $x \leq w_R$ ) auf  $n_0 = N_d$  bzw.  $p_0 = N_a$  für  $x \geq w_R$ .

Ganz sicher entspricht diese Vorstellung nur annähernd der Realität, denn jeder Dichtegradient löst einen Diffusionsvorgang aus. So diffundieren die freien Ladungsträger in die Raumladungszone und als Folge baut sich ein elektrisches Feld auf, dessen Wirkung der Diffusion entgegengesetzt ist. Im thermodynamische Gleichgewicht beträgt der Potentialabfall zur Kompensation dieser Diffusion genau ein  $U_T$ . Das bedeutet, dass von dem extern angelegten Potential  $U_{ext}$  nach Abzug von einem  $U_T$  mit der Schottky-Verarmungsnäherung die wahre Raumladungszonenweite berechnet wird.

Diese Weite  $w_c$  ist als „Schwerpunkt“ der Verteilung der freien Ladungsträger gemäß

$$\int_0^{w_c} xn(x)dx = \int_{w_c}^{\infty} x[n(\infty) - n(x)]dx = \frac{U_T}{2}$$

definiert und entspricht exakt der Weite die eine Hochfrequenz-Kapazitätsmessung liefert (s.u.).

Zur Beschreibung des kapazitiven Verhaltens von Halbleiterstrukturen — so also auch von Schottkydioden erweist sich die Einführung einer differentiellen Kapazität gemäß

$$C \text{ [pF/cm}^2\text{]} = \frac{dQ}{dU} = \frac{[\text{As/cm}^2]}{[\text{V}]}$$

als zweckmäßig. Die Änderung einer über einem Raumladungsgebiet abfallenden Spannung um  $dU$  führt zu einer differentiellen Änderung der Raumladungsweite und somit zu einer Änderung der gesamten Raumladungsdichte um  $dQ$ . Für die totale Raumladungsdichte am MH-Kontakt gilt offensichtlich:

$$dQ = \rho dw_c.$$

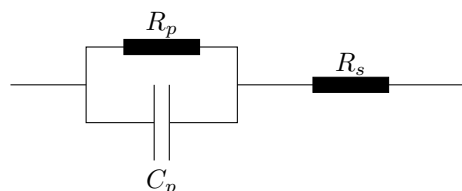
Eine zweifache Integration der Poisson'schen Gleichung ergibt für den Zusammenhang zwischen anliegender Spannung und Ausdehnung der Raumladungszone bei gegebener (homogener!) Raumladungsdichteverteilung:

$$dU = \frac{w_c \rho}{\epsilon \epsilon_0} dw_c$$

Die Kombination beider Gleichungen führt dann auf:

$$C = \frac{dQ}{dU} = \frac{\epsilon\epsilon_0}{w_c}.$$

Damit ist gezeigt, dass sich die (definitivische) differentielle Kapazität analog zu einem „Plattenkondensator“ verhält, wenn man sich eine Platte an der MetallHalbleiter Grenzfläche und die Andere am Dichtübergang der freien Ladungsträger bei  $w_c$  vorstellt.



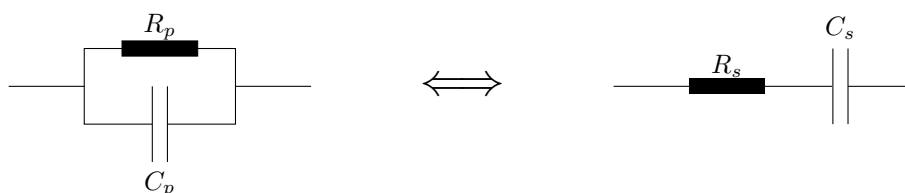
$C_p$  – Schottky-Kapazität

$R_s$  – Bahnwiderstand

$R_p$  – (differentieller) Kontaktwiderstand

Die Messung der Kapazität erfolgt üblicherweise durch Anlegen einer Gleichvorspannung an den Kontakt welcher eine hochfrequente Wechselfspannung kleiner Amplitude  $U_{HF}$  überlagert ist. Die Amplitude muß hinreichend klein gegen eine Gleichvorspannungsänderung sein, die signifikante Kapazitätsänderungen erzeugt. Andererseits sind Werte kleiner als die Temperaturspannung wenig sinnvoll, da alle Ortsverteilungen freier Ladungsträger ohnehin eine „thermische“ Unschärfe von mehrere  $kT/q$  besitzen. Einen guten Kompromiß zwischen Empfindlichkeit der Messung und Auflösung sind  $U_{HF}$  Amplituden um 35 mV.

Die phasenempfindliche Messung der Wechselstromkomponenten des Real- und Imaginärteils bestimmt den komplexen Gesamtwiderstandes. Unter der (immer zu prüfenden!!) Voraussetzung, dass der Blindleitwert ausschließlich durch die Kapazität ( $\omega C = 2\pi fC$ ) bestimmt ist, kann das Ergebnis gleichwertig als Kapazität mit einem Widerstand in Serie ( $C_s, R_s$ ) oder einer Kapazität mit einem parallelem Widerstand ( $C_p, R_p$ ) interpretiert werden.



Notwendige Kriterien für eine präzise Kapazitätsmessung sind offenbar, dass

1. ein paralleler Widerstand (kann der  $IU$ -Kennlinie entnommen werden) deutlich größer als der Blindwiderstand der Kapazität sein muß. Andernfalls wird ein zu geringer Blindwiderstand gemessen also eine zu große Kapazität „vorgetäuscht“. Das Verhältnis dieser beiden Widerstände hängt nicht vom Kontaktdurchmesser ab und kann lediglich durch Temperaturerniedrigung verbessert werden (Abnahme des Sperrstroms mit fallender Temperatur).
2. ein serieller Widerstand (kann der  $IU$ -Kennlinie entnommen werden) deutlich kleiner als der Blindwiderstand sein muß. Andernfalls wird der Blindwiderstand zu groß gemessen und die Kapazität „unterschätzt“. Auch hier ist das Verhältnis der beiden Widerstände nicht von der gewählten Kontaktfläche abhängig und bei tatsächlicher Dominanz des Bahnwiderstandes auch nicht von der Temperatur.

Bei einer vollständigen Diskussion muß auf den Einfluß der gewählten Meßfrequenz hingewiesen werden.

1. Einerseits sollte diese so hoch wie möglich sein um dielektrische Effekte deren Ursache nicht die Verschiebung freier Ladungsträger ist, auszuschließen. Diese könnten Umladungsvorgänge an Haftstellen oder Grenzflächenzuständen sein. Die dielektrische Relaxationszeit (Zeit zur Einstellung einer neuen Trägerverteilung nach zeitlich sprunghafter Änderung einer Feldverteilung) beträgt im Halbleiter etwa  $10^{-13}$  s. Der Einsatz entsprechende Meßfrequenzen im Gigahertzbereich ist technisch zwar möglich führt aber zu ganz erheblichen (praktisch unlösbaren) Zuleitungsproblemen.

2. Andererseits werden für hohe Meßfrequenzen die kapazitiven Blindwiderstände derart klein, dass die unvermeidlichen Bahnwiderstände die Grenzen setzen (s.o.)

In der Praxis ergibt sich ein sinnvoller Frequenzbereich von etwa 500 kHz bis 10 MHz.

Führt man die  $CU$ -Messung bei zwei unterschiedlichen Frequenzen durch kann man die Resultate auf ein Netzwerk aus Kapazität mit Parallelwiderstand und zugeschaltetem Serienwiderstand aufrechnen. Es ergaben sich zwei Möglichkeiten:

1. die Modellierung ergibt für beide Frequenzen konsistente Werte für die drei Elemente des Zweipols. Dann ist der Ansatz „gut“ und der Kapazitätswert entspricht der Raumladungskapazität.
2. Es ergibt sich keine konsistente Lösung: der Ansatz ist nicht ausreichend — und: man vergesse weitere Überlegungen (und generiere eine neue Probe)!!

## 6.6 Die Bestimmung der Nettodichter freier Ladungsträger eines Halbleiters mittels Schottkykontakt ( $CU$ -profiling):

Aus den Erläuterungen des vorherigen Abschnittes läßt sich ein einfaches Verfahren zur Bestimmung der örtlichen Verteilung der Nettodichter freier Ladungsträger ableiten.

$$d\left(\frac{1}{C}\right) = \frac{dx}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{dQ}{\epsilon\epsilon_0\rho(x)} = \frac{CdU}{\epsilon\epsilon_0\rho(x)} \quad \text{oder eben} \quad d\left(\frac{1}{C^2}\right) = \frac{2dU}{\epsilon\epsilon_0\rho(x)}$$

$$\left.\frac{d(C^{-2})}{dU}\right|_{x_0} \propto \frac{1}{\rho(x_0)}.$$

Die Ableitung der Kapazitätsspannungskennlinie ergibt die Konzentration der freien Ladungsträger an der Stelle  $x_0(U)$  wobei diese durch  $C(U)$  gegeben ist. Bei nicht zu großen Störstellengradienten (lokale Neutralität) entspricht die Dichte der freien Träger der der flachen Dotierung.

Da der Anstieg der Kapazitätsspannungskennlinie in einer Darstellung  $1/C^2$  gegen  $U$  umgekehrt proportional zur Dotierdichte ist, sollten Resultate immer derartig aufgetragen werden. Sofort sind dann Abweichungen von einer homogenen Dotierung erkennbar und eine etwaige Zu- oder Abnahme ablesbar. Weiterhin ergibt eine Extrapolation der  $1/C^2$ - $U$  Kennlinie zu  $C \rightarrow \infty$  als Achsenabschnitt die Diffusionsspannung des Kontaktes. Natürlich ist dieses Vorgehen nur bei homogener Verteilung der Dotieratome möglich aber selbst dann kommt es häufig zu signifikanten Abweichungen. Ursache können Grenzflächenladungen oder nicht der direkten Messung zugänglichen oberflächennahen Dotierungsvariationen sein. So verschiebt eine verstärkte Dotierung die gemessene Kennlinie insgesamt zu geringeren Diffusionsspannungen bzw. eine abgesenkte Dotierdichte ergibt systematisch zu hohe Werte für die Diffusionsspannung.

Häufig werden unrealistisch erhöhte  $U_d$ -Werte beobachtet. Ursache sind dann passivierte, also effektiv nicht mehr dotierte, oberflächennahen Bereiche.

Im Kapitel 6.3 wurde gezeigt, dass für die Schottkybarrierenhöhe definitionsgemäß gilt:

$$q\Phi_B^{ideal} = qU_d + E_c - F(T) \quad \text{bzw.} \quad qU_d(T) = q\Phi_B^{ideal} - [E_c - F(T)].$$

Auf Grund des Temperaturganges der Fermienergie erweist sich die Diffusionsspannung im Experiment als schwach temperaturabhängig. Für den hier relevanten Fall der Störstellenerschöpfung gilt:

$$F(T) = E_c - kT \ln \frac{N_c}{N_d}.$$

Der aus der Extrapolation des  $1/C^2$  über  $U$  Graphen zu  $1/C^2$  gleich Null gewonnene Wert für die Diffusionsspannung kann also mit Hilfe der ebenfalls aktuell ermittelten Dotierkonzentration ( $n_0 = N_d$ ) zur Berechnung eines Wertes für die Schottkybarrierenhöhe genutzt werden.

## Literatur

- [1] W. Schottky, "Vereinfachte und erweiterte Theorie der Randschicht-Gleichrichter," *Z. Phys.* **118**, p. 539, 1942.
- [2] H. Bethe tech. rep., MIT Radiation Lab. Reports 43/12, 1942.
- [3] F. Padovani and R. Stratton, "Field and thermionic-field emission in schottky barriers," *Solid-State Electron.* **9**, p. 695, 1966.
- [4] C. Crowell and S. Sze, "Current transport in metal-semiconductor barriers," *Solid-State Electron.* **9**, p. 1035, 1966.
- [5] C.-T. Sah, R. Noyce, and W. Shockley, "Carrier generation and recombination in  $p$ - $n$  junctions and  $p$ - $n$  junction characteristics," *Proc. IRE*, 1957.