

Erweiterte Untersuchung des differentiellen Charge Pumping-Effekts bei MOS-Transistoren

Autor(en): **Golder, J.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **44 (1971)**

Heft 7

PDF erstellt am: **09.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-114316>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Erweiterte Untersuchung des differentiellen Charge Pumping-Effekts bei MOS-Transistoren

von **J. Golder**

Institut für angewandte Physik der Universität Basel

(17. 6. 1971)

Summary. As a consequence of variations of the gate potential, interface states in MOS-transistors are filled and emptied by capture and emission of both electrons and holes. If small periodical variations are applied, capture processes on the average slightly predominate, as was shown in a previous paper [1]. In *p*-enhancement-mode devices, where the contributions of holes and electrons can be observed separately, this predominance of capture-processes gives rise to a net DC-current 'pumped' from the *p*-regions (drain and source) into the substrate.

In the first sections, this paper deals with the influence of carrier diffusion through the substrate and the inversion layer. Theoretical and experimental results agree in showing that this influence is negligibly small in devices with low interface state densities. It is then shown, that the comparison of theory and experiment for such a device yields the values for the capture cross sections σ_n and σ_p (for electrons and holes respectively) as well as for the density of the interface states contributing to the effect.

1. Einleitung

Das Verhalten des MOS-Transistors bei kleinen Variationen der Gatespannung um einen Ruhewert wird in erster Näherung durch lineare Beziehungen beschrieben. Es ist deshalb möglich, die Änderungen der Ladungsträgerkonzentrationen in den Bändern sowie in Grenzsichtzuständen in der verbotenen Zone anhand eines Ersatzschemas zu diskutieren, dessen Elemente lediglich von den Gleichgewichtsgrößen abhängig sind.

In einer höheren Näherung stellt man einen endlichen gemittelten Substratstrom (Gleichstrom) als Funktion der variierenden Gatespannung (Wechselspannung) fest. Bei den zur vorliegenden und zu einer früheren Arbeit [1] durchgeführten Messungen war der gemittelte Substratstrom ungefähr 10^3 - bis 10^4 mal kleiner als die Amplitude des Wechselstroms, der durch die linearen Beziehungen beschrieben wird. Dieser Effekt wird als «Charge Pumping» bezeichnet.

Das von Brugler und Jespers [2] erstmals ausgeführte Charge Pumping-Experiment basiert nicht auf kleinen Variationen der Bandrandverbiegung, denn am Gate wird eine von Null ausgehende impulsförmige Spannung angelegt, deren Spitzenwert den MOS-Transistor in die Inversion zu bringen vermag. Der sich ergebende mittlere

Substratstrom $\langle I_B \rangle$ ist dann innerhalb der Messfehler proportional zur Repetitionsrate der normierten Impulse. Der Effekt kann also dahin gedeutet werden, dass jeder Gateimpuls eine normierte Ladung ins Substrat «pumpt». Die beim Experiment von Brugler und Jespers verwendeten Gatespannungsänderungen sind so gross, dass die Nichtlinearitäten im Zusammenhang zwischen Gatespannung und Bandrandverbiegung den Effekt wesentlich beeinflussen, wodurch die Analyse erschwert wird. Um diese Komplikation zu beseitigen, wurde in [1] und in der vorliegenden Arbeit eine differentielle Version des Charge Pumping-Effekts untersucht. In der theoretischen Behandlung kann man sich dann auf die Nichtlinearitäten der Einfangs- und Emissionsprozesse beschränken.

In [1] wurde das Umbesetzen von Grenzschichtzuständen untersucht. Für kleine periodische Variationen der Bandrandverbiegung um eine Ruhelage in schwacher Inversion ergab sich dabei aus der Shockley-Read-Hall-Statistik ein Überwiegen der Einfangsprozesse. Da alle Vorgänge sich dabei periodisch wiederholen, bleibt der Mittelwert der Ladung in den Grenzschichtzuständen konstant; demzufolge sind die Einfangsüberschüsse der Elektronen aus dem Leitungsband und der Löcher aus dem Valenzband gleich gross, so dass eine erzwungene Rekombination zustande kommt; es wird fortwährend positive Ladung vom Valenzband ins Leitungsband «gepumpt». Die Nachlieferung der rekombinierten Ladungsträger bedingt stetige Ströme von Elektronen und Löchern zur Oberfläche. In p -Enhancement-Mode MOS-Transistoren können diese beiden Beiträge getrennt beobachtet werden. Das n -Substrat liefert hierbei Elektronen an die Oberfläche, währenddem die p -Regionen (Drain und Source), als ohmsche Kontakte an die p -Inversionsschicht, den Löcheranteil übernehmen. Die Einfangsüberschüsse äussern sich bei der Messung am MOS-Transistor in von Null verschiedenen mittleren Strömen in den Zuleitungen zum Substrat bzw. zu den p -Regionen.

Bei der vorliegenden Untersuchung handelt es sich um eine Erweiterung der früheren Arbeit [1], indem der Einfluss der Diffusion der Elektronen vom Substratvolumen zur Oberfläche und der Löcher durch die schwache Inversionsschicht mitberücksichtigt wird. Es zeigt sich theoretisch und experimentell, dass der Einfluss der Diffusion bei Elementen mit geringer Zustandsdichte an der Grenzschicht vernachlässigbar klein ist. Messungen an derartigen Elementen dürfen demzufolge mit der in [1] hergeleiteten Theorie ausgewertet werden. Als Resultat lassen sich die Dichte N_t der am Effekt beteiligten Grenzschichtzustände sowie deren Einfangsquerschnitte σ_n und σ_p für Elektronen und Löcher angeben.

2. Die Ladungsträgerkonzentrationen unter Berücksichtigung der Diffusion

Für die Rechnung wird ein quaderförmiger MOS-Transistor mit der Gatefläche $A = wL$ angenommen. Dabei bedeuten w die Breite und L die Länge der Gate-Elektrode. Figur 1a zeigt einen Schnitt senkrecht zur Grenzschicht, welche in der Ebene $x = 0$ liegt. Die zum Umbesetzen der Grenzschichtzustände erforderlichen Ladungsträger werden durch einen Elektronenstrom I_n (parallel zur x -Richtung) von der Substratelektrode B und durch einen Löcherstrom I_p (parallel zur y -Richtung) von den p -Regionen (Drain D und Source S) zugeführt. Mit den Quasiferminiveaux

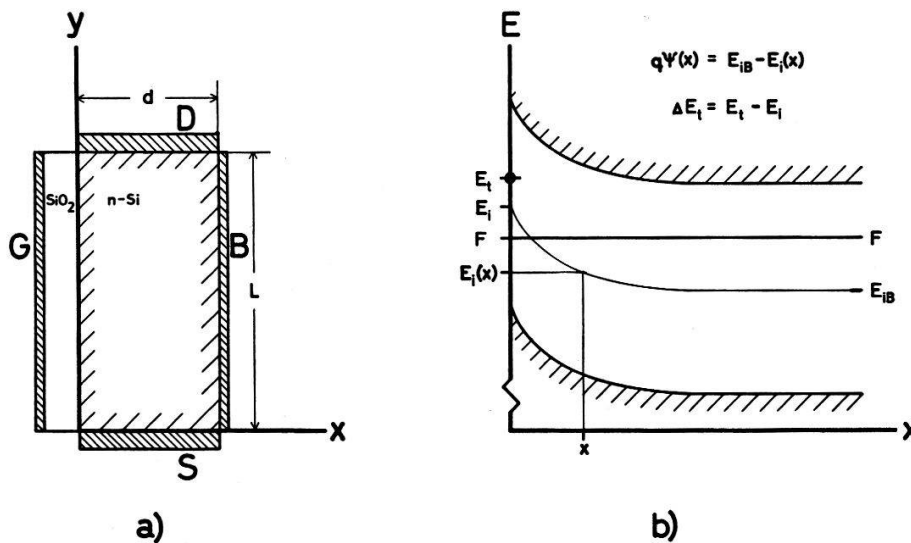
F_n und F_p für Elektronen bzw. Löcher lassen sich die Dichten der freien Ladungsträger wie folgt schreiben:

$$n = n_i \exp\left(\frac{F_n(x) - E_i(x)}{k T}\right) = n_B \exp\left(\frac{F_n(x) - F + q \Psi(x)}{k T}\right),$$

$$p = n_i \exp\left(-\frac{F_p(y) - E_i(x)}{k T}\right) = p_B \exp\left(-\frac{F_p(y) - F + q \Psi(x)}{k T}\right),$$

wobei $q \Psi(x) = E_{iB} - E_i(x)$ durch die Figur 1b erklärt wird. Ferner gilt für die Konzentrationen n_B und p_B im Substratvolumen wie in [1]:

$$n_B = n_i \exp\left(\frac{F - E_{iB}}{k T}\right), \quad n_B p_B = n_i^2.$$



Figur 1

a) Schematischer Aufbau des MOS-Transistors: G = Gate-Elektrode; D = Drainanschluss (mit zugehöriger p -Zone); S = Sourceanschluss (mit zugehöriger p -Zone); B = Ohmscher Kontakt an das Substratmaterial.

b) Bänderschema für den Halbleiter in der Nähe der Grenzschicht.

Für die Stromdichten i_n und i_p erhält man unter Berücksichtigung der oben angegebenen Richtungsverhältnisse:

$$i_n = -q \mu_n n(x) \frac{\partial \Psi}{\partial x} + q D_n \frac{\partial n}{\partial x},$$

$$i_p = -q \mu_p p(x, y) \frac{\partial \Psi}{\partial x} - q D_p \frac{\partial p}{\partial y}.$$

Mit der Einsteinschen Beziehung zwischen der Diffusionskonstanten und der Beweglichkeit $D = (k T/q) \mu$ findet man nach Einsetzen der Konzentrationen n und p :

$$i_n = \mu_n n(x) \frac{\partial F_n(x)}{\partial x}, \quad (1)$$

$$i_p = \mu_p p(x, y) \frac{\partial F_p(y)}{\partial y}. \quad (2)$$

Für kleine Stromdichten i_p , i_n unterscheiden sich die Quasiferminiveaux nur wenig vom Fermi-niveau, und die Konzentrationen lassen sich approximieren durch:

$$n = n_0 \left(1 + \frac{F_n - F}{k T} \right), \quad n_0 = n(F_n \equiv F), \quad (3), (3a)$$

$$p = p_0 \left(1 - \frac{F_p - F}{k T} \right), \quad p_0 = p(F_p \equiv F), \quad n_0 p_0 = n_i^2. \quad (4), (4a), (4b)$$

Zunächst wird nun die Elektronenkonzentration $n(x=0)$ an der Grenzschicht berechnet. Die Differentialgleichung (1) lässt sich separieren und integrieren, wenn man lediglich Terme von erster Ordnung in kleinen Grössen mitnimmt. Mit der Randbedingung $F_n(x=d) = F$ erhält man:

$$F_n(x=0) - F = - \frac{i_n}{\mu_n} \frac{1}{n_i^2} P, \quad (5)$$

wobei für die totale Dichte P der Löcher pro Flächeneinheit gilt:

$$P = \int_0^d p_0(x) dx. \quad (6)$$

Einsetzen von (5) in (3) liefert mit dem gesamten Elektronenstrom $I_n = A i_n$ durch die Fläche A :

$$n(x=0) = n_0(x=0) \left(1 - \frac{q}{k T} I_n R_D \right),$$

$$R_D = \frac{P}{q A \mu_n n_i^2}. \quad (7)$$

Mit (4b) und (6) lässt sich (7) schreiben als:

$$R_D = \int_0^d \frac{dx}{q A \mu_n n_0(x)}.$$

Diese Beziehung zeigt, dass R_D den differentiellen Widerstand des Halbleiters für Elektronen zwischen dem Substratanschluss B bei $x=d$ und einem (fiktiven) Kontakt an der Grenzschicht ($x=0$) darstellt. Wird nun der Strom I_n ausschliesslich durch die pro Zeiteinheit von Zuständen an der Grenzschicht ($x=0$) aus dem Leitungsband eingefangenen Elektronen verursacht, so kann man mit der Nettoeinfangsrate U_{cn} schreiben: $I_n = q A U_{cn}$, und mit $n_0(x=0) = n_s$ sowie $n(x=0) = n_s^*$ ergibt sich:

$$n_s^* = n_s \left(1 - \frac{q^2 A U_{cn} R_D}{k T} \right). \quad (8)$$

Zur Berechnung von $F_p(y)$ wird zunächst mit (2) der totale Löcherstrom $I_p(y)$ durch einen Querschnitt senkrecht zur y -Achse bestimmt:

$$I_p(y) = w \int_0^d i_p dx = w \mu_p \frac{\partial F_p(y)}{\partial y} \int_0^d p_0(x) dx. \quad (9)$$

Die Grenzschichtzustände mit der Nettoeinfangsrate U_{cp} für Löcher seien homogen über die Oberfläche A verteilt. Der Löcherstrom I_p werde einzig durch den Einfang von Löchern aus dem Valenzband hervorgerufen. Zwischen $I_p(y + dy)$, $I_p(y)$ und der pro Zeiteinheit zwischen y und $y + dy$ eingefangenen Ladung $q U_{cp} w dy$ besteht demnach die folgende Beziehung:

$$I_p(y + dy) = I_p(y) - q U_{cp} w dy.$$

Als Randbedingung ergibt sich $I_p(y = L) = -I_p(y = 0)$, da beide p -Regionen (Drain D und Source S) gleichviel Löcher ins Substratmaterial liefern. Damit resultiert:

$$I_p(y) = q U_{cp} w \left(\frac{L}{2} - y \right). \quad (10)$$

Schliesslich erhält man unter Berücksichtigung der Randbedingungen $F_p(y = 0) = F_p(y = L) = F$:

$$F_p(y) - F = \frac{q U_{cp}}{2 \mu_p P} (y L - y^2).$$

Die einfache Theorie in [1] basiert auf einer von y unabhängigen Löcherkonzentration und damit auch auf einem von y unabhängigen Quasiferminiveau F_p . Die Berücksichtigung eines y -abhängigen Quasiferminiveaus führt auf das Ersatzschema mit verteilten Elementen von Figur 2a, welches im Anhang I näher beschrieben wird. Um die Rechnungen zu vereinfachen und an die Theorie von [1] anzuschliessen, führt man im folgenden näherungsweise ein von y unabhängiges Quasiferminiveau ein, welches dem linearen Mittelwert von $F_p(y)$ im Intervall $0 \leq y \leq L$ entspricht:

$$\langle F_p(y) - F \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L [F_p(y) - F] dy,$$

$$\langle F_p(y) - F \rangle = \frac{q^2 A U_{cp} R_{ch}^*}{2}, \quad (11)$$

$$R_{ch}^* = \frac{R_{ch}}{6} = \frac{L}{6 q \mu_p w P}. \quad (12)$$

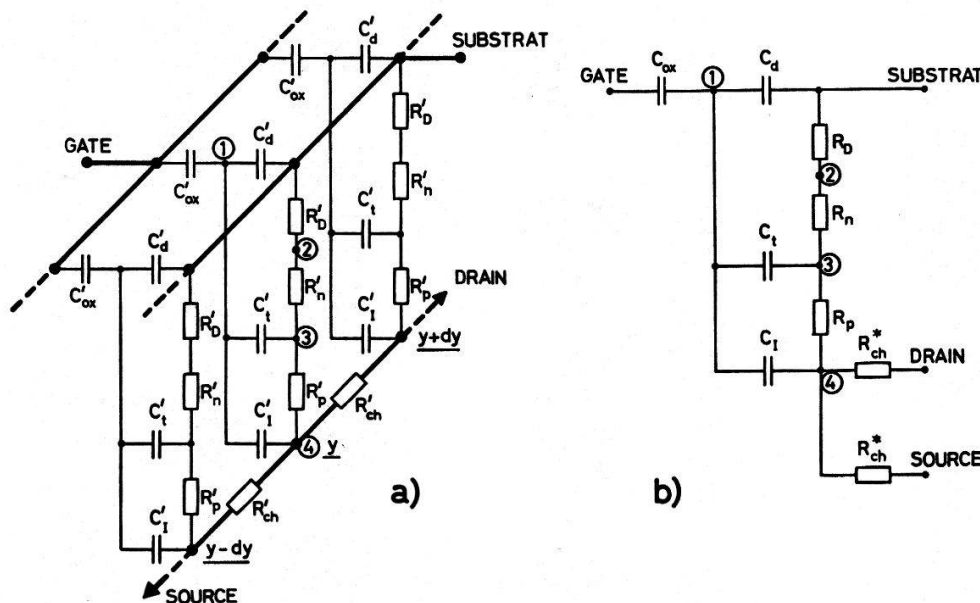
Aus (6) und (12) ist ersichtlich, dass R_{ch} den differentiellen Widerstand für Löcher zwischen Drain- und Sourcekontakt darstellt, und aus (10) bestimmt sich der von einer p -Region gelieferte Strom $I_p(y = 0)$ zu:

$$I_p(y = 0) = \frac{q A U_{cp}}{2}. \quad (13)$$

Einsetzen von (11) in (4) mit $p_0(x = 0) = p_s$ sowie $p(x = 0) = p_s^*$ liefert schliesslich:

$$p_s^* = p_s \left(1 - \frac{q^2 A U_{cp} R_{ch}^*}{2 k T} \right). \tag{14}$$

Durch die Einführung des y -unabhängigen Quasiferminiveaus F_p gelangt man zu dem einfacheren Ersatzschema von Figur 2b mit konzentrierten Elementen, welches ebenfalls im Anhang I näher erläutert wird.



Figur 2

a) Ersatzschema des MOS-Transistors, welches der y -Abhängigkeit der Löcherkonzentration Rechnung trägt. Wiedergegeben ist der Ausschnitt für $y - dy \leq y \leq y + dy$. Die eingekreisten Ziffern bezeichnen die im Text erwähnten Knoten.

b) Vereinfachtes Ersatzschema des MOS-Transistors. Die eingekreisten Ziffern bezeichnen die im Text erwähnten Knoten.

3. Modifikation der Theorie für kleine Variationen $\Delta\Psi_s$ der Bandrandverbiegung

Die zeitliche Änderung der Ladung $A Q_t$ in den Grenzschichtzuständen kann mit der Nettoeinfangsrate U_{cn} für Elektronen aus dem Leitungsband und der Nettoeinfangsrate U_{cp} für Löcher aus dem Valenzband folgendermassen geschrieben werden:

$$A \frac{dQ_t}{dt} = -q A U_{cn} + q A U_{cp}.$$

$A(dQ_t/dt)$ ist gleich dem Ladestrom I_t der Grenzschichtkapazität C_t in Figur 2b, $-q A U_{cn}$ und $q A U_{cp}$ sind die Beiträge des Leitungs- bzw. des Valenzbandes, welche in [1] mit I'_B und I'_J bezeichnet wurden:

$$I'_B = -q A U_{cn}, \quad I'_J = q A U_{cp}.$$

Unter Vernachlässigung der Diffusion ergeben sich für die Oberflächenkonzentrationen die Werte n_s und p_s , so dass man für U_{cn} und U_{cp} nach Shockley und Read [3] erhält:

$$U_{cn} = N_t \langle c_n \rangle [(1 - f_t) n_s - f_t n_1], \quad (15a)$$

$$U_{cp} = N_t \langle c_p \rangle [f_t p_s - (1 - f_t) p_1], \quad (15b)$$

wobei die einzelnen Größen in [1] definiert wurden.

Im vorangehenden Kapitel ist gezeigt worden, dass die Berücksichtigung der Diffusion zu den in (8) und (14) gegebenen Oberflächenkonzentrationen n_s^* und p_s^* führt. Einsetzen von n_s^* und p_s^* in (15a) und (15b) liefert:

$$U_{cn}^* = \frac{N_t \langle c_n \rangle [(1 - f_t) n_s - f_t n_1]}{1 + N_t \langle c_n \rangle (1 - f_t) \frac{q^2}{k T} A R_D n_s},$$

$$U_{cp}^* = \frac{N_t \langle c_p \rangle [f_t p_s - (1 - f_t) p_1]}{1 + N_t \langle c_p \rangle f_t \frac{q^2}{2 k T} A R_{ch}^* p_s}.$$

Für eine Korrektur erster Ordnung dürfen in den Nennern die Ruhewerte n_{s0} , p_{s0} und f_{t0} eingesetzt werden. Damit lassen sich die Raten U_{cn}^* und U_{cp}^* darstellen als:

$$U_n^* = N_t \langle c_n \rangle^* [(1 - f_t) n_s - f_t n_1], \quad (16a)$$

$$U_{cp}^* = N_t \langle c_p \rangle^* [f_t p_s - (1 - f_t) p_1], \quad (16b)$$

$$\langle c_n \rangle^* = \frac{\langle c_n \rangle}{1 + N_t \langle c_n \rangle (1 - f_{t0}) \frac{q^2}{k T} A R_D n_{s0}},$$

$$\langle c_p \rangle^* = \frac{\langle c_p \rangle}{1 + N_t \langle c_p \rangle f_{t0} \frac{q^2}{2 k T} A R_{ch}^* p_{s0}}.$$

Der als Folge einer Variation $\Delta\Psi_s(t) = \Delta\Psi_s \sin\omega t$ entstehende mittlere Substratstrom $\langle I_B \rangle$ wurde in [1] (Gleichung (13)) angegeben. Umgeformt lautet diese Gleichung:

$$\langle I_B \rangle = q A \frac{n_i^2}{2} \left(\frac{q \Delta\Psi_s}{k T} \right)^2 \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \cdot \Phi \quad (17)$$

mit

$$\Phi = \left[\frac{n_1 + n_{s0}}{\langle c_p \rangle N_t} + \frac{p_1 + p_{s0}}{\langle c_n \rangle N_t} \right]^{-1} = \tau N_t \langle c_p \rangle \langle c_n \rangle. \quad (17a)$$

Der Einfluss der Diffusion kann nun durch Ersetzen von $\langle c_n \rangle$ durch $\langle c_n \rangle^*$ bzw. von $\langle c_p \rangle$ durch $\langle c_p \rangle^*$ berücksichtigt werden. Aus (17) und (17a) wird damit:

$$\langle I_B \rangle = q A \frac{n_i^2}{2} \left(\frac{q \Delta \Psi_s}{k T} \right)^2 \frac{(\omega \tau^*)^2}{1 + (\omega \tau^*)^2} \cdot \Phi^*, \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \Phi^* &= \left[\frac{n_1 + n_{s0}}{\langle c_p \rangle N_t} + \frac{p_1 + p_{s0}}{\langle c_n \rangle N_t} + \frac{q}{k T} n_i^2 A \left(\frac{R_{ch}^*}{2} + R_D \right) \right]^{-1} \\ &= \tau^* N_t \langle c_p \rangle^* \langle c_n \rangle^*. \end{aligned} \quad (18a)$$

Mit (7), (12) und mit (II.2) aus dem Anhang II lässt sich Φ^* schreiben als:

$$\begin{aligned} \Phi^* &= \left[\frac{n_1 + n_{s0}}{\langle c_p \rangle N_t} + \frac{p_1 + p_{s0}}{\langle c_n \rangle N_t} + \frac{q}{k T} \left(\frac{\sqrt{2} L^2 n_{s0}}{6 \mu_p \lambda_{Dn}} + \frac{\lambda_{Dn} p_{s0}}{2 \sqrt{2} \mu_n} \right) \right]^{-1} \\ &= \tau^* N_t \langle c_p \rangle^* \langle c_n \rangle^*. \end{aligned} \quad (19)$$

Wie zu erwarten, verschwindet der Einfluss der Diffusion bei kleinen Dichten N_t der Grenzschichtzustände: strebt N_t gegen Null, so geht Φ^* gegen Φ , wie aus (17a) und (19) hervorgeht.

Unter Berücksichtigung von $n_1 = n_i \exp(\Delta E_t/k T)$ und $n_{s0} = n_B \exp(q \Psi_{s0}/k T)$ sowie $n_1 p_1 = n_{s0} p_{s0} = n_i^2$ lässt sich zeigen, dass sowohl $\Phi(\Delta E_t, \Psi_{s0})$ als auch $\Phi^*(\Delta E_t, \Psi_{s0})$ ein absolutes Maximum aufweisen. Für den Fall beliebig kleiner N_t folgt unter der Voraussetzung energieunabhängiger $\langle c_n \rangle$ und $\langle c_p \rangle$ aus (17a):

$$\Delta E_t(\max) = \frac{k T}{2} \ln \frac{\langle c_p \rangle}{\langle c_n \rangle}, \quad (20a)$$

$$\Psi_{s0}(\max) = \frac{k T}{q} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{\langle c_p \rangle}{\langle c_n \rangle} + \ln \frac{n_i}{n_B} \right), \quad (20b)$$

$$\Phi(\max) = \frac{N_t}{4 n_i} \sqrt{\langle c_n \rangle \langle c_p \rangle}. \quad (20c)$$

Analog ergibt sich für endliche N_t aus (19):

$$\Delta E_t(\max) = \frac{k T}{2} \ln \frac{\langle c_p \rangle}{\langle c_n \rangle}, \quad (21a)$$

$$\begin{aligned} \Psi_{s0}^*(\max) &= \frac{k T}{q} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{1}{\langle c_n \rangle N_t} + \frac{q}{k T} \frac{\lambda_{Dn}}{2 \sqrt{2} \mu_n} \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1}{\langle c_p \rangle N_t} + \frac{q}{k T} \frac{\sqrt{2} L^2}{6 \mu_p \lambda_{Dn}} \right) + \ln \frac{n_i}{n_B} \right], \end{aligned} \quad (21b)$$

$$\begin{aligned} \Phi^*(\max) &= \frac{1}{2 n_i} \left[\sqrt{\frac{1}{\langle c_n \rangle N_t} + \frac{q}{k T} \frac{\lambda_{Dn}}{2 \sqrt{2} \mu_n}} \right. \\ &\quad \left. \times \sqrt{\frac{1}{\langle c_p \rangle N_t} + \frac{q}{k T} \frac{\sqrt{2} L^2}{6 \mu_p \lambda_{Dn}}} + \frac{1}{N_t \sqrt{\langle c_n \rangle \langle c_p \rangle}} \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (21c)$$

Der Term $(k T/q) \ln(n_i/n_B)$ in (20b) und (21b) ist gleich der Bandrandverbiegung, bei welcher die Mitte der verbotenen Zone an der Oberfläche mit dem Fermineau zusammenfällt ($E_i = F$). Bei den untersuchten Transistoren ergibt sich für diese Bandrandverbiegung ein Wert von -266 mV.

Ein Vergleich der Beziehungen (20b) und (20c) für verschwindende N_t mit den Resultaten (21b) und (21c) für endliche N_t zeigt, dass endliche N_t eine Verschiebung und wegen $\Phi^*(\max) < \Phi(\max)$ auch eine Erniedrigung des Maximums von $\langle I_B \rangle$ bewirken. In einiger Entfernung vom Maximum nimmt $\langle I_B \rangle$ in beiden Fällen als Funktion von Ψ_{s0} exponentiell ab, wie aus (17a) und (19) hervorgeht.

Die bisherige Analyse basiert auf der Annahme eines diskreten Energieniveaus E_t der Grenzschichtzustände. An der Grenzschicht Si-SiO₂ findet man jedoch kontinuierlich verteilte Zustände mit energieabhängiger Dichte $\bar{N}_t(E_t)$. Die starke Abnahme des Faktors Φ bzw. Φ^* als Funktion von E_t bewirkt jedoch eine Unterdrückung der Beiträge von Zuständen E_t , welche weiter als einige kT von $E_t(\max) = \Delta E_t(\max) + E_i$ entfernt liegen, vorausgesetzt, dass sowohl $\bar{N}_t(E_t)$ als auch $\langle c_p \rangle$ und $\langle c_n \rangle$ als Funktionen des Arguments $|E_t - E_t(\max)|$ verglichen mit der Exponentialfunktion $\exp(|E_t - E_t(\max)|/k T)$ genügend schwach ansteigen. Für $\bar{N}_t(E_t)$ wird diese Voraussetzung gestützt durch Angaben von Nicollian und Goetzberger [4], nach denen $\bar{N}_t(E_t)$ in einem Bereich von 0,6 eV um die Mitte der verbotenen Zone um weniger als einen Faktor 2 variiert.

4. Experimentelle Ergebnisse

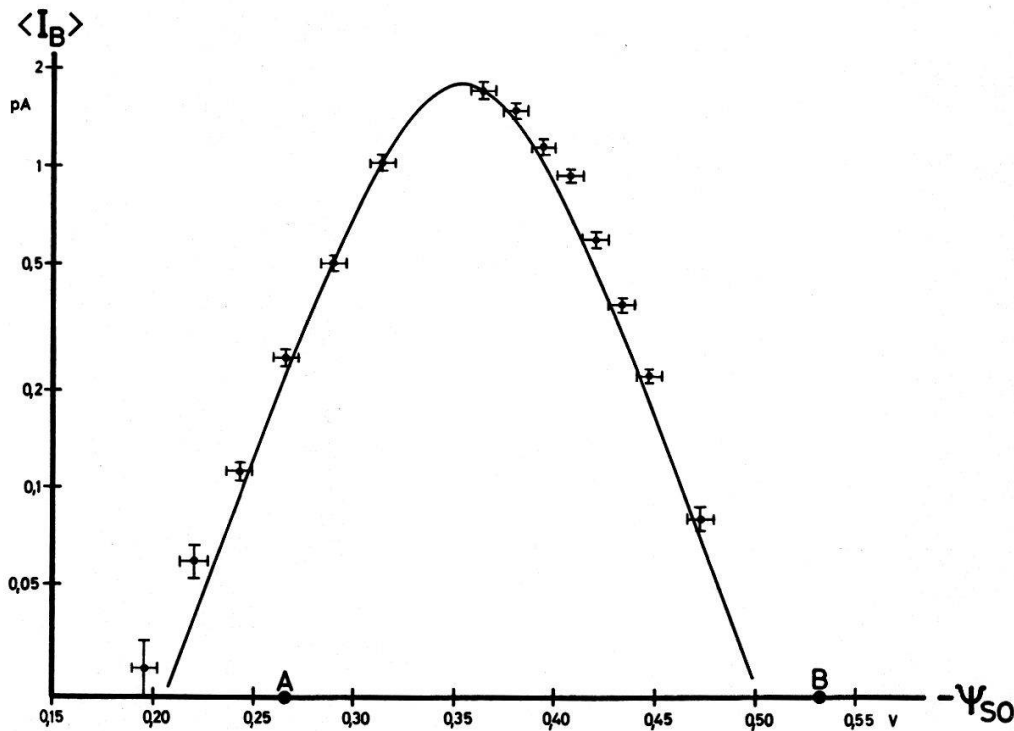
Zur Überprüfung der Abhängigkeit des gemittelten Substratstroms $\langle I_B \rangle$ von der Ruhelage Ψ_{s0} der Bandrandverbiegung können Messungen bei einer genügend hohen Frequenz ($\omega^2 \tau^2 \gg 1$) herangezogen werden. Die einzige von Ψ_{s0} abhängige Grösse ist in diesem Fall Φ bzw. Φ^* . Mit dem in [1] beschriebenen Messaufbau wurden die in Figur 3 aufgetragenen Messpunkte an einem MOS-Transistor mit niedriger Dichte von Grenzschichtzuständen N_t bestimmt. Für diesen MOS-Transistor erwartet man, dass die einfache Theorie ohne Berücksichtigung der Diffusion in guter Näherung angewendet werden kann. Die ausgezogene Kurve wurde demzufolge auf Grund der Beziehungen (17) und (17a) berechnet. Da die Dichte N_t der Zustände an der Grenzschicht sowie die Einfangswahrscheinlichkeiten $\langle c_p \rangle$ und $\langle c_n \rangle$ nicht bekannt sind, muss die gerechnete Kurve den Messpunkten angepasst werden. Unter der Bedingung $\Delta E_t = \Delta E_t(\max)$ lässt sich die Beziehung (17) für $\omega^2 \tau^2 \gg 1$ in der Form

$$\langle I_B \rangle = \frac{q A N_t}{16 \tau(\max)} \left[\cosh \left(\frac{q \Psi_{s0} - q \Psi_{s0}(\max)}{k T} \right) + 1 \right]^{-1} \left(\frac{q \Delta \Psi_s}{k T} \right)^2$$

schreiben. Logarithmisches Auftragen von $\langle I_B \rangle$ ermöglicht somit das Anpassen durch geeignetes Verschieben der gerechneten Kurve parallel zu beiden Achsen ohne Änderung der Kurvenform.

Die gute qualitative Übereinstimmung zwischen Messungen und der auf einem diskreten Niveau der Grenzschichtzustände basierenden Theorie zeigt, dass offensichtlich die Beiträge aller anderen Zustände genügend unterdrückt werden, so dass die

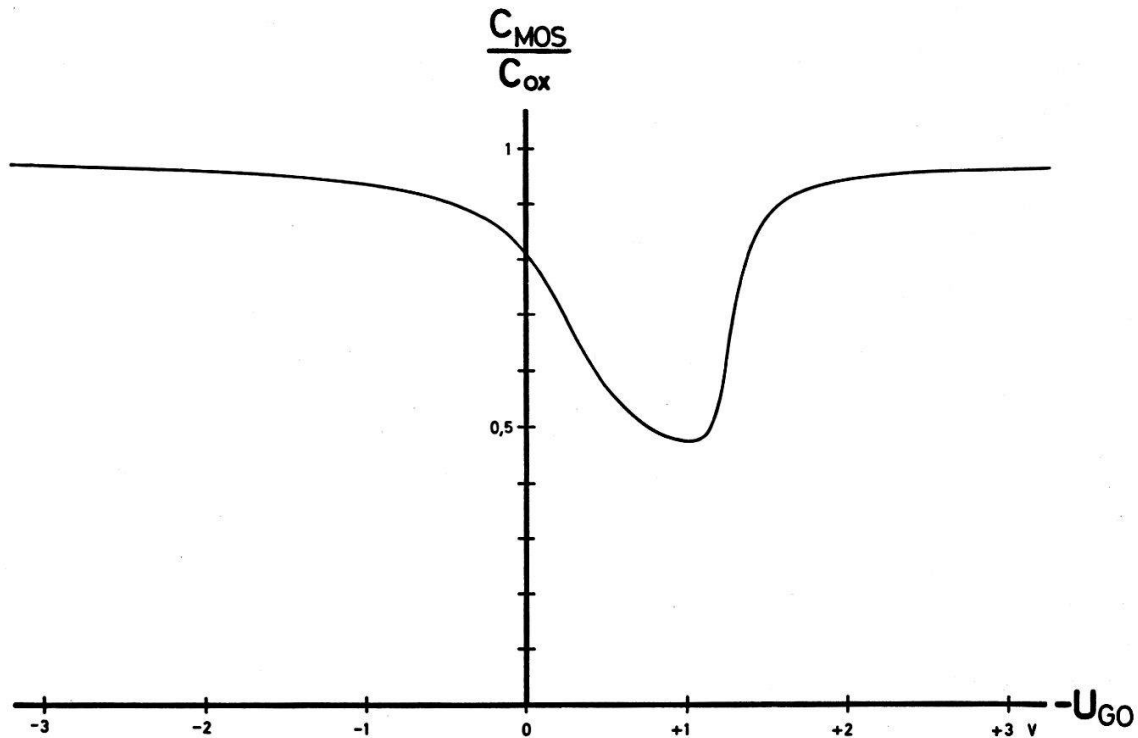
Annahmen im 3. Kapitel über die Energieabhängigkeit der Dichte \bar{N}_t sowie der Einfangswahrscheinlichkeiten vernünftig erscheinen. Die Anpassung ergibt folgende Werte: $\Psi_{s0}(\text{max}) = -364 \text{ mV}$ und $\langle I_B \rangle(\text{max}) = 1,82 \text{ pA}$. Zusätzlich wurde die zu $\Psi_{s0}(\text{max})$ gehörige Zeitkonstante $\tau(\text{max})$ zu $33 \mu\text{s}$ bestimmt. Unter Berücksichtigung von $\langle c \rangle = \sigma v_{th}$ (mit $v_{th} = 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$) folgen aus (20b) und (20c) die Einfangsquerschnitte: $\sigma_n = 1,5 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$ und $\sigma_p = 1,6 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$. Für die Dichte der Grenzschichtzustände, welche zum Effekt beitragen, ergibt sich $N_t = 1,3 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$. Diese Resultate werden im nächsten Kapitel diskutiert.



Figur 3

Der mittlere Substratstrom $\langle I_B \rangle$ als Funktion der Ruhelage Ψ_{s0} der Bandrandverbiegung. Messdaten: $\Delta\Psi_s = 16 \text{ mV}$, $f = 50 \text{ kHz}$, $T = 27^\circ\text{C}$. Der Punkt A bezeichnet die Bandrandverbiegung, bei welcher die Oberfläche eigenleitend ist, der Punkt B den Einsatz der starken Inversion.

Der Zusammenhang zwischen Bandrandverbiegung Ψ_{s0} und Gatevorspannung U_{GO} wurde durch Integration aus der MOS-Kapazitätskurve von Figur 4 gewonnen. Dieses Verfahren liefert bei derart kleinen Elementen keine genauen Ergebnisse, da zusätzliche Kapazitäten (Überlappung der Gate-Elektrode mit den p -Regionen, Randfehler, Anschlussfläche für die Gatezuführung) mitgemessen werden. Damit resultiert eine zum grössten Teil von der Vorspannung U_{GO} unabhängige Verschiebung der Kurve nach oben. Die Gate-Kontaktierungsfläche bildet, obschon sie über einer bedeutend dickeren Oxidschicht liegt, eine parasitäre MOS-Kapazität, so dass die Kurve etwas verzerrt wird. Diese Schwierigkeit liesse sich durch Verwendung von Elementen mit bedeutend grösseren aktiven Gate-Flächen beheben. Gleichzeitig würde es möglich, mit derselben apparativen Auflösung den Effekt über ein grösseres Intervall der Bandrandverbiegung zu verfolgen. Damit könnte dann auch der Zusammenhang zwischen der Zeitkonstanten τ und der Bandrandverbiegung überprüft



Figur 4

Experimenteller Zusammenhang zwischen C_{MOS} und der Gate-Vorspannung U_{G0} . Die Streukapazitäten wurden vor der Normierung in Abzug gebracht.

Messdaten: $f = 1$ kHz, $\Delta U_G = 25$ mV_{eff}.

werden. Die Zeitkonstante τ ergibt sich aus Messungen bei tiefen Frequenzen, welche mit sehr kleinen Amplituden der Gate-Wechselspannung durchgeführt werden müssen. Der Grund dafür liegt darin, dass bei tiefen Frequenzen Terme von höherer als zweiter Ordnung in $\Delta\Psi_s$ wichtiger werden, da ihre Frequenzabhängigkeit von derjenigen des Terms zweiter Ordnung verschieden ist. Diese Aussage wird durch die im Anhang von [1] angegebene Fourier-Entwicklung für die Fermifunktion f_t plausibel gemacht. Als Folge davon treten bei niedrigen Frequenzen bereits bei kleineren $\Delta\Psi_s$ Abweichungen von der Proportionalität $\langle I_B \rangle \sim \Delta\Psi_s^2$ auf als bei höheren Frequenzen ($\omega^2 \tau^2 \gg 1$). Sobald aber die Proportionalität $\langle I_B \rangle \sim \Delta\Psi_s^2$ nicht mehr erfüllt ist, stimmt auch der Frequenzgang nicht mehr mit dem in (17) angegebenen überein, und dadurch wird die Extraktion von τ verunmöglicht. Bei MOS-Transistoren mit kleiner Gate-Fläche erreicht man mit derart kleinen Werten von $\Delta\Psi_s$ rasch die Auflösungsgrenze des Elektrometers, so dass die zur Bestimmung von τ notwendigen Messungen nicht mehr durchgeführt werden können.

5. Diskussion

Aus der guten qualitativen Übereinstimmung der experimentellen und der theoretischen Ergebnisse darf geschlossen werden, dass die Vorstellung, welche der Analyse zugrunde liegt, den physikalischen Tatsachen gerecht wird.

Aus der Anpassung der theoretischen Kurve an die Messwerte von Figur 3 ergibt sich für die Dichte der Grenzschichtzustände $N_t = 1,3 \cdot 10^8$ cm⁻². In dieser Zahl sind nur diejenigen Zustände enthalten, welche zum Effekt wirklich beitragen, das heisst,

welche in einer Umgebung von der Grössenordnung kT um $E_t(\max)$ liegen. Die Annahme einer energieunabhängigen Dichteverteilung \bar{N}_t führt auf den Wert $\bar{N}_t \approx 3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2} (\text{eV})^{-1}$, was nach Nicollian und Goetzberger [4] für eine Grenzschicht mit kleiner Zustandsdichte vernünftig ist.

Der Wert $\sigma_p = 1,6 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ für den Einfangsquerschnitt für Löcher stimmt grössenordnungsmässig ebenfalls mit den Angaben von Nicollian und Goetzberger [4] überein.

Aus der qualitativen Übereinstimmung von Theorie und Experiment und den sich ergebenden vernünftigen Werten für N_t und σ_p schliesst man, dass auch der Wert $\sigma_n = 1,5 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$ für den Einfangsquerschnitt für Elektronen grössenordnungsmässig reell ist. In der Literatur fanden sich keine Angaben für σ_n von Zuständen in der unteren Hälfte der verbotenen Zone. Wie aus der von Many, Goldstein und Grover [5] veröffentlichten Zusammenstellung hervorgeht, sind Unterschiede von einigen Grössenordnungen zwischen σ_n und σ_p an Halbleiteroberflächen nicht ungewöhnlich. Genauere Angaben werden jedoch erst auf Grund einer exakteren Analyse möglich.

Zur quantitativen Überprüfung der Theorie ist es erforderlich, die Energieverteilung der Grenzschichtzustände sowie deren Einfangsquerschnitte zu bestimmen, was die genaue Kenntnis des Zusammenhangs zwischen der Bandrandverbiegung Ψ_s und der Gatevorspannung U_G voraussetzt. Auf die Schwierigkeiten, welche bei der Extraktion dieses Zusammenhangs bei kleinen MOS-Systemen auftreten, ist bereits im Kapitel 4 hingewiesen worden. Daher können erst Messungen an grossflächigeren MOS-Systemen die gewünschten quantitativen Zusammenhänge liefern.

Die theoretische Untersuchung ist vor allem in zwei Punkten unvollständig. Bei höheren Frequenzen, bei denen insbesondere die Ladungsträger der Inversionsschicht das momentane Gleichgewicht nicht mehr erreichen, wirken die Grenzschichtzustände als Erzeugungs- und Rekombinationszentren, welche Überschüsse der Ladungsträgerkonzentrationen ausgleichen. Ein Vorversuch mit Frequenzen bis zu einigen zehn Megahertz zeigte, dass der Frequenzgang im Bereich oberhalb 100 kHz wesentlich mit der Dichte der Grenzschichtzustände zusammenhängt.

Die zweite Unvollständigkeit besteht darin, dass der Einfluss der Diffusion nur näherungsweise berücksichtigt wurde. Dieses Vorgehen schien gerechtfertigt, da die Zusammenhänge an Transistoren mit geringen Zustandsdichten überprüft wurden. Wie Kapitel 3 zeigt, ist dann der Einfluss der Diffusion vernachlässigbar.

Bei grösseren Zustandsdichten können die Diffusionsströme derart starke Abweichungen vom momentanen Gleichgewicht erzeugen, dass bereits vor dem Erreichen der Grenzfrequenz der Inversionsschicht merkliche Rekombination und Erzeugung über die Grenzschichtzustände einsetzt. Experimentell könnte die Abhängigkeit des Effekts von der Zustandsdichte an der Grenzschicht mittels künstlicher Vermehrung der Grenzschichtzustände untersucht werden.

Anhang I

Lineare Ersatzschemata zur Analyse des Kleinsignalverhaltens

Die Analyse des dynamischen Verhaltens der Grenzschichtzustände basiert auf der Shockley-Read-Hall-Statistik, aus welcher sich die Einfangsraten U_{cn} und U_{cp}

für Elektronen aus dem Leitungsband sowie für Löcher aus dem Valenzband in der folgenden Form ergeben [3]:

$$U_{cn} = \langle c_n \rangle N_t [(1 - f_t) n_s - f_t n_1],$$

$$U_{cp} = \langle c_p \rangle N_t [f_t p_s - (1 - f_t) p_1],$$

wobei die Grössen in [1] definiert wurden.

Betrachtet man kleine Variationen der Konzentrationen n_s und p_s sowie der Fermifunktion f_t für Ladungsträger in den Grenzschichtzuständen um ein Gleichgewicht, so lässt sich schreiben:

$$n_s = n_B \exp\left(\frac{F_{ns} - F + q\Psi_s}{kT}\right) = n_{s0} + \delta n_s,$$

$$p_s = p_B \exp\left(-\frac{F_{ps} - F + q\Psi_s}{kT}\right) = p_{s0} + \delta p_s,$$

$$f_t = \left[1 + \exp\left(\frac{\Delta E_t + E_{iB} - q\Psi_s - F_t}{kT}\right)\right]^{-1} = f_{t0} + \delta f_t,$$

n_{s0} , p_{s0} , f_{t0} bedeuten dabei die Gleichgewichtswerte.

Mit den Spannungen

$$v_n = -\frac{1}{q}(F_{ns} - F), \quad (\text{I.1})$$

$$v_p = -\frac{1}{q}(F_{ps} - F), \quad (\text{I.2})$$

$$v_t = -\frac{1}{q}(F_t - F), \quad (\text{I.3})$$

erhält man näherungsweise:

$$\delta n_s = \frac{q}{kT} n_{s0} (\Delta\Psi_s - v_n), \quad (\text{I.4})$$

$$\delta p_s = \frac{q}{kT} p_{s0} (v_p - \Delta\Psi_s), \quad (\text{I.5})$$

$$\delta f_t = \frac{q}{kT} f_{t0} (1 - f_{t0}) (\Delta\Psi_s - v_t). \quad (\text{I.6})$$

Berücksichtigt man, dass die Einfangsraten U_{cn} und U_{cp} im Gleichgewicht einzeln verschwinden, so resultieren die Bedingungen:

$$(1 - f_{t0}) n_{s0} = f_{t0} n_1,$$

$$f_{t0} p_{s0} = (1 - f_{t0}) p_1.$$

Damit ergeben sich die Einfangsraten zu:

$$U_{cn} = \langle c_n \rangle N_t \frac{q}{k T} n_{s0} (1 - f_{t0}) (v_t - v_n),$$

$$U_{cp} = \langle c_p \rangle N_t \frac{q}{k T} p_{s0} f_{t0} (v_p - v_t).$$

Im Depletion- und Inversionsgebiet werden an der Grenzschicht nur in sehr geringem Masse Majoritätsladungsträger gespeichert. Der gesamte Majoritätsladungsträgerstrom i_n nach der Grenzschicht wird deshalb durch die Einfangsprozesse bestimmt. Minoritätsladungsträger werden teils eingefangen und teils in der Inversionsschicht gespeichert. Damit lassen sich die Bilanzgleichungen für die Ladungsträger im Leitungsband (I.7), in den Grenzschichtzuständen (I.8) sowie im Valenzband (I.9) für ein Flächenelement der Breite w und der Länge dy am Ort y aufstellen:

$$(q U_{cn} - i_n) w dy = 0, \quad (\text{I.7})$$

$$(-q U_{cn} + q U_{cp}) w dy = \frac{d}{dt} (\delta Q_t), \quad (\text{I.8})$$

$$-q U_{cp} w dy + I_p(y) - I_p(y + dy) = \frac{d}{dt} (\delta Q_p). \quad (\text{I.9})$$

Aus (5) und (7) folgt mit $F_n(x=0) = F_{sn}$ sowie mit (I.1):

$$i_n = \frac{v_n}{A R_D}.$$

Aus (9), (12) und (I.2) ergibt sich:

$$\begin{aligned} I_p(y) - I_p(y + dy) &= \frac{L}{R_{ch} dy} [v_p(y - dy) - v_p(y)] + \frac{L}{R_{ch} dy} [v_p(y + dy) - v_p(y)] \\ &= \frac{1}{R'_{ch}} [v_p(y - dy) - v_p(y)] + \frac{1}{R'_{ch}} [v_p(y + dy) - v_p(y)]. \end{aligned}$$

Für die Ladungen δQ_p und δQ_t gelten die Beziehungen: $\delta Q_p = q P w dy$, $\delta Q_t = -q N_t f_t w dy$. Daraus folgt mit (I.2) und (I.3):

$$\frac{d}{dt} (\delta Q_p) = \frac{q^2}{k T} w dy \frac{\lambda_{Dn}}{2\sqrt{2}} p_{s0} \left(\frac{dv_p}{dt} - \frac{d\Delta\Psi_s}{dt} \right) = C'_i \left(\frac{dv_p}{dt} - \frac{d\Delta\Psi_s}{dt} \right), \quad (\text{I.10})$$

$$\frac{d}{dt} (\delta Q_t) = \frac{q^2}{k T} w dy N_t f_{t0} (1 - f_{t0}) \left(\frac{dv_t}{dt} - \frac{d\Delta\Psi_s}{dt} \right) = C'_t \left(\frac{dv_t}{dt} - \frac{d\Delta\Psi_s}{dt} \right). \quad (\text{I.11})$$

Für die totale Ladung δQ_s im Flächenelement $w dy$ gilt: $\delta Q_s = \delta Q_p + \delta Q_t + \delta Q_a$. δQ_a kommt durch die Verdrängung von Majoritätsladungsträgern von der Grenzschicht zustande. Die Auswertung der Maxwellschen Gleichung $\text{div } \vec{D} = \rho$ mit Hilfe des Gaußschen Satzes ergibt für die betrachtete Geometrie:

$$\frac{\epsilon_0 \epsilon_{ox}}{d_{ox}} (\Psi_s - U_G) = \frac{\delta Q_s}{w dy}$$

(ϵ_{ox} = Dielektrizitätskonstante, d_{ox} = Dicke des Oxids) und daraus:

$$\frac{d}{dt}(\delta Q_s) = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{ox}}{d_{ox}} w dy \left(\frac{d\Delta\Psi_s}{dt} - \frac{d\Delta U_G}{dt} \right), \quad (\text{I.12})$$

und weil das Substratvolumen als feldfrei angenommen wird, gilt weiter:

$$\frac{d}{dt}(\delta Q_a) = -C'_a \frac{d\Delta\Psi_s}{dt}.$$

Daraus resultieren die Knotengleichungen für das Ersatzschema in Figur 2a:

$$\begin{aligned} \text{Knoten 1: } & C'_{ox} \left(\frac{d\Delta U_G}{dt} - \frac{d\Delta\Psi_s}{dt} \right) + C'_I \left(\frac{dv_p(y)}{dt} - \frac{d\Delta\Psi_s}{dt} \right) \\ & + C'_t \left(\frac{dv_t}{dt} - \frac{d\Delta\Psi_s}{dt} \right) - C'_a \frac{d\Delta\Psi_s}{dt} = 0, \end{aligned}$$

$$\text{Knoten 2: } \frac{v_t - v_n}{R'_n} - \frac{v_n}{R'_D} = 0,$$

$$\text{Knoten 3: } \frac{v_n - v_t}{R'_n} + \frac{v_p(y) - v_t}{R'_p} + C'_t \left(\frac{d\Delta\Psi_s}{dt} - \frac{dv_t}{dt} \right) = 0,$$

$$\begin{aligned} \text{Knoten 4: } & \frac{v_t - v_p(y)}{R'_p} + \frac{v_p(y + dy) - v_p(y)}{R'_{ch}} + \frac{v_p(y - dy) - v_p(y)}{R'_{ch}} \\ & + C'_I \left(\frac{d\Delta\Psi_s}{dt} - \frac{dv_p(y)}{dt} \right) = 0. \end{aligned}$$

Die Knotenspannungen $u(K)$ ergeben sich zu $u(1) = \Delta\Psi_s$, $u(2) = v_n$, $u(3) = v_t$, $u(4) = v_p(y)$, und für die Elemente erhält man:

$$R'_n = \frac{k T}{\langle c_n \rangle N_t q^2 n_{s0} (1 - f_{t0}) w dy} \quad C'_I = \frac{q^2}{k T} \frac{\lambda_{Dn}}{2\sqrt{2}} p_{s0} w dy,$$

$$R'_p = \frac{k T}{\langle c_p \rangle N_t q^2 p_{s0} f_{t0} w dy} \quad C'_t = \frac{q^2}{k T} N_t f_{t0} (1 - f_{t0}) w dy,$$

$$R'_{ch} = R_{ch} \frac{dy}{L} \quad C'_{ox} = \epsilon_0 \epsilon_{ox} \frac{w dy}{d_{ox}},$$

$$R'_D = R_D \frac{L}{dy}.$$

Für das vereinfachte Ersatzschema von Figur 2b wird die gesamte Fläche $A = w L$ anstelle des Flächenelements $w dy$ betrachtet, und für das Quasiferminiveau F_p führt man den in (11) angegebenen Mittelwert ein. Analog zu den Beziehungen (I.7), (I.8) und (I.9) erhält man dann:

$$\begin{aligned} (q U_{cn} - i_n) A &= 0, \\ (-q U_{cn} + q U_{cp}) A &= \frac{dQ_t}{dt}, \\ -q U_{cp} A + 2 I_p &= \frac{dQ_p}{dt}. \end{aligned}$$

Aus (11) und (13) folgt mit (I.2):

$$I_p = I_p(y=0) = \frac{\langle F_p - F \rangle}{q} \frac{1}{R_{ch}^*} = - \frac{\langle v_p \rangle}{R_{ch}^*}.$$

Mit $Q_p = q A P$ und $Q_t = -q N_t A f_t$ wird analog zu (I.10) und (I.11):

$$\frac{dQ_p}{dt} = \frac{q^2}{k T} A \frac{\lambda_{Dn}}{2\sqrt{2}} p_{s0} \left(\frac{d\langle v_p \rangle}{dt} - \frac{d\Delta\Psi_s}{dt} \right) = C_I \left(\frac{d\langle v_p \rangle}{dt} - \frac{d\Delta\Psi_s}{dt} \right),$$

$$\frac{dQ_t}{dt} = \frac{q^2}{k T} A N_t f_{t0} (1 - f_{t0}) \left(\frac{dv_t}{dt} - \frac{d\Delta\Psi_s}{dt} \right) = C_t \left(\frac{dv_t}{dt} - \frac{d\Delta\Psi_s}{dt} \right).$$

Die totale Ladung Q_s erfüllt die Beziehung:

$$Q_s = Q_p + Q_t + Q_a.$$

Entsprechend (I.12) wird:

$$\frac{dQ_s}{dt} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{ox}}{d_{ox}} A \left(\frac{d\Delta\Psi_s}{dt} - \frac{d\Delta U_G}{dt} \right) = C_{ox} \left(\frac{d\Delta\Psi_s}{dt} - \frac{d\Delta U_G}{dt} \right)$$

und mit $(dQ_a/dt) = -C_a(d\Delta\Psi_s/dt)$ resultieren die Knotengleichungen für das Ersatzschema in Figur 2b:

$$\begin{aligned} \text{Knoten 1: } & C_{ox} \left(\frac{d\Delta U_G}{dt} - \frac{d\Delta\Psi_s}{dt} \right) + C_I \left(\frac{d\langle v_p \rangle}{dt} - \frac{d\Delta\Psi_s}{dt} \right) \\ & + C_t \left(\frac{dv_t}{dt} - \frac{d\Delta\Psi_s}{dt} \right) - C_a \frac{d\Delta\Psi_s}{dt} = 0, \end{aligned}$$

$$\text{Knoten 2: } \frac{v_t - v_n}{R_n} - \frac{v_n}{R_D} = 0,$$

$$\text{Knoten 3: } \frac{v_n - v_t}{R_n} + \frac{\langle v_p \rangle - v_t}{R_p} + C_t \left(\frac{d\Delta\Psi_s}{dt} - \frac{dv_t}{dt} \right) = 0,$$

$$\text{Knoten 4: } \frac{v_t - \langle v_p \rangle}{R_p} - \frac{2\langle v_p \rangle}{R_{ch}^*} + C_I \left(\frac{d\Delta\Psi_s}{dt} - \frac{d\langle v_p \rangle}{dt} \right) = 0,$$

mit den Knotenspannungen $u(1) = \Delta\Psi_s$, $u(2) = v_n$, $u(3) = v_t$, $u(4) = \langle v_p \rangle$ und den Elementen:

$$R_n = \frac{k T}{\langle c_n \rangle N_t q^2 n_{s0} (1 - f_{t0}) A} \quad C_I = \frac{q^2}{k T} A \frac{\lambda_{Dn}}{2\sqrt{2}} p_{s0},$$

$$R_p = \frac{k T}{\langle c_p \rangle N_t q^2 p_{s0} f_{t0} A} \quad C_t = \frac{q^2}{k T} A f_{t0} (1 - f_{t0}) N_t,$$

$$R_{ch}^* = \frac{R_{ch}}{6} = \frac{1}{6} \frac{L}{q \mu_p w P} \quad C_{ox} = \epsilon_0 \epsilon_{ox} \frac{A}{d_{ox}},$$

$$R_D = \frac{P}{q \mu_n A n_i^2}.$$

Aus den Knotenspannungen in den Ersatzschemata lassen sich unter Benützung der Beziehungen (I.4), (I.5) und (I.6) die Variationen der Ladungsträgerkonzentrationen n_s und p_s sowie der Fermifunktion f_t für die Ladungsträger in den Grenzschichtzuständen direkt berechnen. Zu den in [1] beschriebenen Elementen wurden neu die Ersatzelemente für die Diffusion der Elektronen vom Substratvolumen zur Oberfläche (R'_D, R_D) sowie für die Diffusion der Löcher parallel zur Grenzschicht (R'_{ch}, R_{ch}^*) hinzugenommen.

Anhang II

Berechnung der totalen Dichte P der Löcher pro Flächeneinheit

Das Integral in Gleichung (6) lässt sich in zwei Teile aufspalten:

$$P = \int_0^d p_0(x) dx = \Delta P + p_B d.$$

ΔP bedeutet dabei die Überschussdichte der Löcher pro Flächeneinheit der Gate-Elektrode. Anhand der von Young [6] numerisch berechneten Kurven lässt sich für ΔP im Intervall $p_B < p_0(x=0) \leq n_B$ (Flat-Band bis und mit schwache Inversion) die folgende Approximation angeben:

$$\Delta P = \frac{\lambda_{Dn}}{2\sqrt{2}} p_0(x=0),$$

$$\lambda_{Dn} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon k T}{q^2 n_B}} = \text{Debye-Länge im } n\text{-Substrat.}$$

Im Gleichgewichtszustand wird $p_0(x=0) = p_{s0}$, und man erhält für die totale Dichte P der Löcher pro Flächeneinheit:

$$P = \frac{\lambda_{Dn}}{2\sqrt{2}} p_{s0} + p_B d. \quad (\text{II.1})$$

Bei den untersuchten Transistoren mit $n_B = 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ und $d = 2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$ kann der zweite Term in (II.1) in guter Näherung vernachlässigt werden, sobald $p_{s0} \geq n_i$ gilt. Damit resultiert:

$$P \approx \frac{\lambda_{Dn}}{2\sqrt{2}} p_{s0}. \quad (\text{II.2})$$

Meinem verstorbenen Lehrer, Herrn Prof. Dr. E. Baldinger, schulde ich Dank für seine wertvolle Anleitung zu dieser Arbeit und für die vielen Diskussionen darüber, Herrn PD Dr. W. Czaja für seine Anregungen und die kritische Durchsicht des Manuskripts. Ferner möchte ich Herrn F. Leuenberger vom Centre Electronique Horloger in Neuenburg für die MOS-Transistoren danken, die er stets zur Verfügung gestellt hat, sowie dem Schweizerischen Nationalfonds für die finanzielle Unterstützung dieser Untersuchung.

LITERATUR

- [1] J. GOLDBERGER und E. BALDINGER, *Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Grenzsichtzuständen und Charge Pumping-Effekt bei MOS-Transistoren*, *Helv. phys. Acta* 44, 387 (1971).
- [2] J. S. BRUGLER und P. G. A. JESPERS, *Charge Pumping in MOS Devices*, *IEEE Trans. on El. Dev.* ED-16, 297 (1969).
- [3] W. SHOCKLEY und W. T. READ, jr., *Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons*, *Phys. Rev.* 87, 835 (1952).
- [4] E. H. NICOLLIAN und A. GOETZBERGER, *The Si-SiO₂ Interface - Electrical Properties as Determined by the Metal-Insulator-Silicon Conductance Technique*, *Bell System Technical Journal* 46, 1055 (1967).
- [5] A. MANY, Y. GOLDSTEIN und N. B. GROVER, *Semiconductor Surfaces* (North-Holland Publishing, 1965), p. 390.
- [6] C. E. YOUNG, *Extended Curves of the Space Charge, Electric Field, and Free Carrier Concentration at the Surface of a Semiconductor, and Curves of the Electrostatic Potential Inside a Semiconductor*, *J. appl. Phys.* 32, 329 (1961).