

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 44 (1971)
Heft: 3

Artikel: Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Grenzschichtzuständen und Charge Pumping-Effekt bei MOS-Transistoren
Autor: Golder, J. / Baldinger, E.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-114289>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 17.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Grenzschichtzuständen und Charge Pumping-Effekt bei MOS-Transistoren

von **J. Golder** und **E. Baldinger**

Institut für angewandte Physik der Universität Basel

(18. XI. 70)

Summary. As reported by Brugler and Jespers [1], periodical variations of the gate potential of enhancement-mode MOS-transistors cause a charge pumping effect correlated with the altering occupancy of states in the band gap. This paper extends the rather phenomenological analysis of ref. [1] and describes the effect more precisely. To this end, Shockley-Read-Hall statistics are, as usual, applied to the interface states. In contrast to the linear models treated by different authors, nonlinearities have to be considered in the analysis of the charge pumping. The theoretical result obtained for small periodical variations of the gate potential explains the experimental data well within the error limits. Thus it may be concluded, that under these conditions the interface states in p-type MOS-transistors are predominantly filled with electrons by the n-substrate and emptied by the p-regions (drain and source). This unidirectional electron transfer leads to the nonvanishing DC component in the substrate current observed in the charge pumping experiment. In principle, the energy distribution of the interface states might be determined by means of the charge pumping effect; but as a consequence of the nonlinear relations involved, this procedure becomes quite unpractical.

1. Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem von Brugler und Jespers in [1] beschriebenen Charge Pumping-Effekt bei Enhancement-Mode MOS-Transistoren, der mit dem Umbesetzen von Grenzschichtzuständen und mit der Volumenrekombination zusammenhängt. In den üblichen MOS-Transistoren überwiegt der Grenzschichtanteil wesentlich. Die Oberflächenkonzentrationen p_s und n_s der Löcher respektive Elektronen ändern sich hauptsächlich durch Diffusion zwischen Oberfläche und Drain- sowie Source-Regionen respektive Substratvolumen. Aus diesem Grunde sind keine beliebig raschen Änderungen von p_s und n_s möglich.

Diese Arbeit soll in erster Linie abklären, inwieweit der Zusammenhang des Effekts mit dem Umbesetzen von Grenzschichtzuständen unmittelbare Rückschlüsse auf die Energieverteilung der Zustände erlaubt. Dazu genügt es, ein einfaches Modell der Oberfläche zu diskutieren. Bei mässig hohen Frequenzen darf in erster Näherung angenommen werden, dass die Oberflächenkonzentrationen p_s und n_s sich stets im Gleichgewicht befinden.

Figur 1 zeigt den Messaufbau. Drain (D) und Source (S) eines p -Enhancement-Mode MOS-Transistors sind geerdet. Das Substrat (B) ist an einen Elektrometerverstärker angeschlossen. Am Gate (G) wird eine Spannung U_G angelegt. Für die

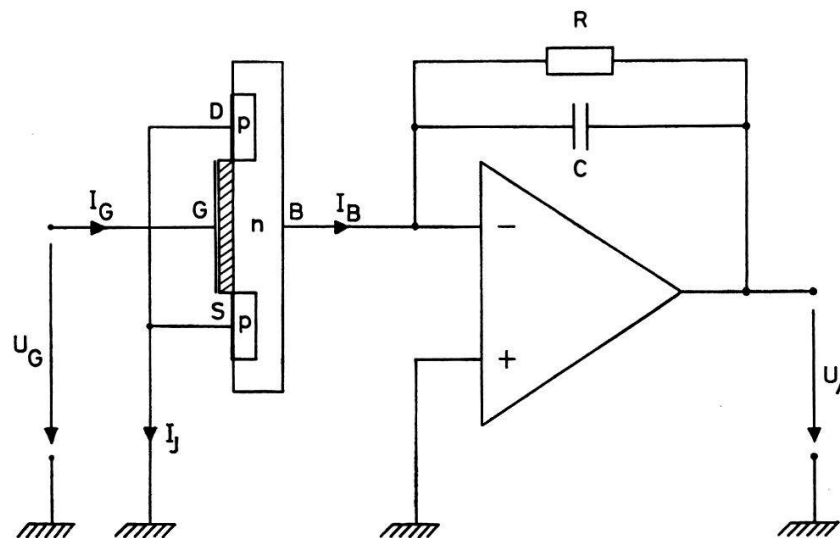
Mittelwerte der Ausgangsspannung U_A und des Eingangsstroms I_B gilt bei genügend starker Gegenkopplung:

$$\langle U_A \rangle = -R \langle I_B \rangle$$

und für kleine Änderungen δU_G um eine feste Vorspannung U_{G0} ergibt sich bei Frequenzen $f \gg 1/2\pi RC$ der folgende Zusammenhang:

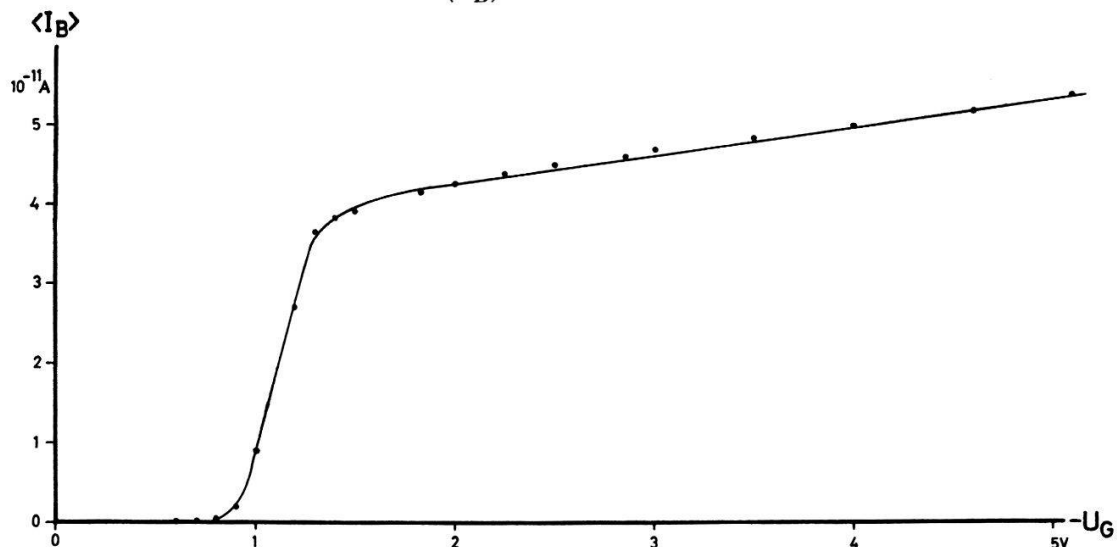
$$\delta U_A = -\delta U_G \frac{C_{GB}(U_{G0})}{C}$$

wobei $C_{GB}(U_{G0})$ die Teilkapazität zwischen Gate und Substrat bei geerdeten Source und Drain darstellt. Mit diesem Messaufbau lassen sich demzufolge Gleichströme und differentielle Kapazitäten messen.



Figur 1
Experimenteller Aufbau
zur Messung von Gleich-
strömen und Kapazitä-
ten.

Der Charge Pumping-Effekt äussert sich darin, dass eine periodische Änderung der Gatespannung einen von Null verschiedenen mittleren Substratstrom $\langle I_B \rangle$ erzeugt. Die Kurve in Figur 2 ergibt sich, wenn die Gatespannung dreieckförmig zwischen Erddpotential und $-U_G$ mit einer Frequenz von 1 kHz variiert wird. Die Angabe der Gatesignalförm ist von Bedeutung, weil insbesondere die Flankensteilheiten einen starken Einfluss auf $\langle I_B \rangle$ ausüben.



Figur 2

Mittlerer Substratstrom $\langle I_B \rangle$ bei Großsignalaussteuerung. Die Gatespannung wird mit einer Frequenz von 1 kHz dreieckförmig zwischen Erddpotential und $-U_G$ variiert.

2. Allgemeine Grundlagen

Ein MOS-Transistor stellt zwischen Gate und den übrigen Anschlüssen im wesentlichen eine spannungsabhängige Kapazität dar. Bei grösseren Änderungen der Spannung U_G wird daher der Zusammenhang zwischen Ladung und Spannung nicht-linear. Bei periodischen Variationen treten im Gatestrom $I_G = I_B + I_J$ höhere Harmonische auf. Bei idealer Isolation gilt für den Mittelwert $\langle I_G \rangle$ unter allen Umständen:

$$\langle I_G \rangle = \langle I_B \rangle + \langle I_J \rangle = 0. \quad (1)$$

Die experimentell festgestellte Abweichung von (1) um ungefähr $10^{-15} \dots 10^{-14}$ A entspricht dem totalen Leckstrom bei der mittleren Gatespannung $\langle U_G \rangle$. Der dadurch entstehende Fehler darf bei sämtlichen in dieser Arbeit vorkommenden Messungen vernachlässigt werden.

Beim Charge Pumping misst man, wie aus Figur 1 hervorgeht, nur den Substratstrom I_B , für dessen linearen Mittelwert nach (1) gilt:

$$\langle I_B \rangle = -\langle I_J \rangle.$$

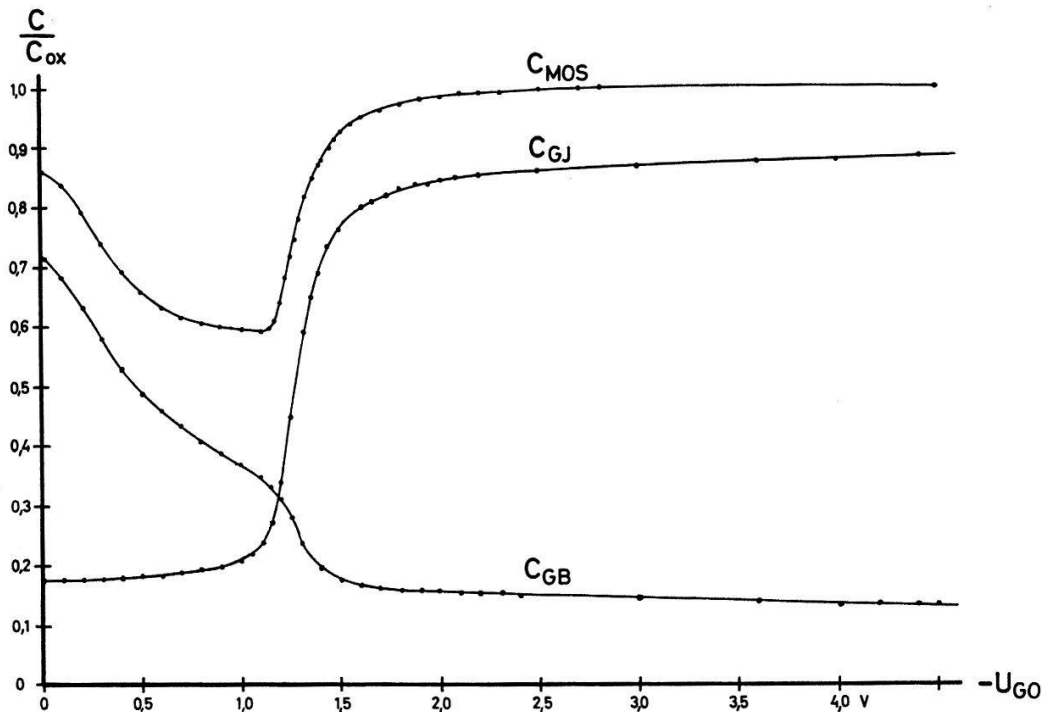
Damit $\langle I_B \rangle$ von Null verschieden sein kann, müssen folgende beiden Bedingungen zugleich erfüllt sein:

1. Neben dem Substratanschluss muss auf der Halbleiterseite mindestens ein weiterer stromführender Kontakt vorhanden sein.
2. Der Substratanschluss muss stärker an der Aufladung, die andern Kontakte müssen stärker an der Entladung der MOS-Kapazität beteiligt sein oder umgekehrt.

Zur ersten Bedingung ist folgendes zu sagen: Nach Jordan und Jordan [2] stellen die p -Gebiete (Source und Drain) Kontakte an das Valenzband des n -Substrats dar. Die Kopplung zwischen den p -Regionen und dem Substrat wird deshalb erst dann stark, wenn sich unter der Gateelektrode eine p -Inversionsschicht ausbildet. Solange die Gatespannung unter dem für Inversion notwendigen Schwellwert U_{TH} bleibt, fehlt praktisch der notwendige zweite Kontakt, und es wird $\langle I_B \rangle \approx \langle I_G \rangle = 0$. Das Experiment bestätigt diesen qualitativen Zusammenhang.

Der Substratanschluss bildet einen Kontakt an das Leitungsband des Substratvolumens. Damit lässt sich die Aufspaltung von I_G in die Anteile I_J und I_B noch genauer spezifizieren: I_J wird von Löchern und I_B von Elektronen getragen. Zur Illustration dieses Sachverhaltes dient Figur 3, wo die Teilkapazitäten C_{GB} und C_{GJ} und die totale Kapazität C_{MOS} in Funktion der Gatevorspannung U_{GO} aufgetragen sind. C_{GJ} ist die Teilkapazität zwischen den p -Regionen und dem Gate bei geerdetem Substratanschluss. Nach Zaininger [3] entsteht die C_{MOS} - U_{GO} -Kurve wie folgt: Im Gebiet starker Akkumulation ist C_{MOS} ungefähr gleich der Oxidkapazität C_{ox} , da der grösste Teil der Ladung an der Halbleiteroberfläche sitzt. Im Übergangsgebiet werden die Majoritätsladungsträger (Elektronen im n -Substrat) von der Oberfläche verdrängt, und es resultiert eine Abnahme der Kapazität entsprechend derjenigen der Sperrschichtkapazität einer Schottky-Barriere. Darauf setzt die Bildung der Inversionsschicht an der Oberfläche ein, was erneut eine Zunahme der Kapazität bis zum

Wert C_{ox} bewirkt. Da jetzt die Inversionsschicht den Hauptteil der Ladung übernimmt, dringt das elektrische Feld nicht mehr wesentlich weiter ein. Aus Figur 3 wird klar, dass C_{GB} den Anteil der Substrat-Majoritätsladungsträger (Elektronen) und C_{GJ} denjenigen der Ladungsträger der Inversionsschicht (Löcher) darstellt.



Figur 3

Verlauf der Teilkapazitäten C_{GJ} und C_{GB} sowie der totalen MOS-Kapazität mit der Gatevorspannung $-U_{G0}$.

C_{MOS} Kapazität zwischen Gate und den übrigen Anschlüssen.

C_{GJ} Teilkapazität zwischen Gate und den p -Regionen bei geerdetem Substrat.

C_{GB} Teilkapazität zwischen Gate und Substrat bei geerdeten p -Regionen.

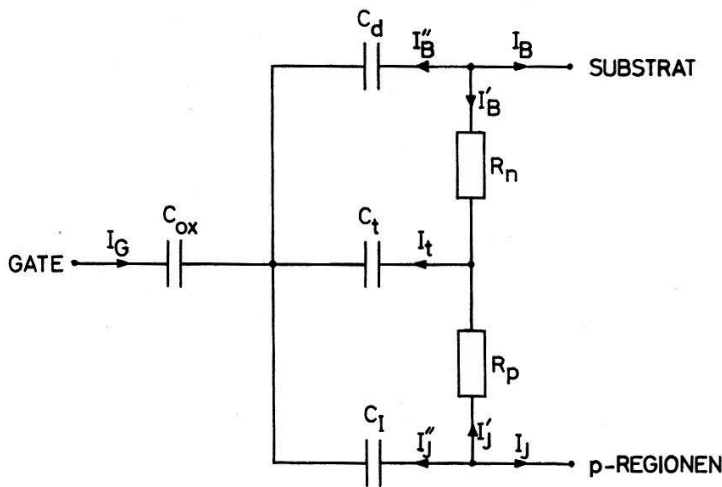
Zur zweiten Bedingung ist zu bemerken: Wenn man die Ladung Q_0 einer MOS-Kapazität um ΔQ erhöht, wird ΔQ von den p -Regionen und dem Substrat zusammen geliefert. Der Substratanteil sei Δq_1 . Bringt man die MOS-Kapazität in den Ausgangszustand mit der Ladung Q_0 zurück, so wird ΔQ an die p -Regionen und an das Substrat abgegeben. Der Substratanteil sei nun Δq_2 . Ein von Null verschiedener mittlerer Substratstrom entsteht bei periodischer Wiederholung nur dann, wenn gilt:

$$\Delta q_1 - \Delta q_2 = \Delta q \neq 0.$$

Die Ladung Δq wird von den p -Regionen pro Zyklus an das Substrat geliefert. Da die p -Regionen Kontakte an das Valenzband, das Substrat an das Leitungsband darstellen, kommen für den Ladungstransfer nur Mechanismen in Frage, welche beide Bänder betreffen wie Rekombination und Umbesetzen von Zuständen in der verbotenen Zone. In der Folge wird nur das Umbesetzen von Grenzschichtzuständen berücksichtigt.

Für kleine Variationen um eine Gleichgewichtslage lässt sich das MOS-System in Anlehnung an Jordan und Jordan [2], Nicollian und Goetzberger [4] und Lehovc und Slobodskoy [5] durch das Modell in Figur 4 darstellen. Die Diffusion durch die PN-Übergänge und vom Substratvolumen durch die Depletion-Zone an die Oberfläche

sind in diesem Modell nicht enthalten, sodass die Dichten der Löcher p_s und Elektronen n_s an der Oberfläche jeder Änderung der Bandrandverbiegung ohne Verzögerung folgen können. Damit befinden sich die Ladungsträger in den Bändern stets im Gleichgewicht, und es gilt für die Quasiferminiveaux: $F_n = F_p$.



Figur 4

Vereinfachtes Ersatzschema für das MOS-System.

C_{ox} Oxidkapazität,

C_d Depletionkapazität,

C_i Inversionskapazität,

C_t Kapazität der Grenzschnittzustände,

R_n Ersatzwiderstand für den Ladungsaustausch mit dem Leitungsband,

R_p Ersatzwiderstand für den Ladungsaustausch mit dem Valenzband.

Das lineare Modell von Figur 4 gilt nur für Variationen der Bandrandverbiegung, welche im Vergleich zu kT sehr klein sind. Die beim Charge Pumping verwendeten Amplituden erzeugen jedoch bedeutend grössere Verbiegungen, und demzufolge sind die Vernachlässigungen, die zum linearen Modell führen, nicht mehr zulässig.

3. Nichtlineare Theorie und experimentelle Ergebnisse

Das Ziel dieses Kapitels ist die Berechnung des mittleren Substratstroms $\langle I_B \rangle$ und der Vergleich von theoretischen und experimentellen Ergebnissen. Da nur der Fall relativ kleiner Variationen $\Delta\psi_s$ um eine Gleichgewichtslage ψ_{s0} im Inversionsgebiet eingehend diskutiert wird, kann man der Rechnung nach Nicollian und Goetzberger [4] ein diskretes Niveau E_t der Grenzschnittzustände zu Grund legen. Zur Vereinfachung nimmt man an, dass die Zustände homogen über die gesamte Gatefläche verteilt sind.

Aufbauend auf die Shockley-Read-Hall-Statistik wird zunächst ein allgemeiner Ansatz für die Umbesetzung der Grenzschnittzustände angegeben. Dieser führt auf eine in der Variation $\Delta\psi_s$ nichtlineare Differentialgleichung.

Der zweite Abschnitt umfasst die approximative Lösung und die Berechnung des mittleren Substratstroms $\langle I_B \rangle$ für kleine Änderungen $\Delta\psi_s$ der Bandrandverbiegung.

Im letzten Abschnitt werden die theoretischen und die experimentellen Ergebnisse verglichen.

3.1. Allgemeiner Ansatz

Die Fermistatistik schreibt für jede Bandrandverbiegung ψ_s die Besetzung n_t der Grenzschnittzustände vor. Mit der Anzahl N_t dieser Zustände pro Flächeneinheit gilt:

$$n_t = N_t f_t \quad (2)$$

wobei f_t die Fermifunktion bedeutet:

$$f_t = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_t - F_t}{kT}\right)}$$

E_t ist die Energie der Grenzschnittzustände, welche bezüglich der Energie E_i (Mitte der verbotenen Zone an der Oberfläche) durch $E_t = \Delta E_t + E_i$ festgelegt sei. Die Bandrandverbiegung ψ_s wird in der üblichen Weise als Potentialdifferenz zwischen Oberfläche und Volumen eingeführt:

$$q \psi_s = E_{iB} - E_i.$$

E_{iB} bezeichnet die Energie in der Mitte der verbotenen Zone im Substratvolumen. Für E_t ergibt sich also $E_t = \Delta E_t + E_{iB} - q \psi_s$, und durch Einsetzen von E_t folgt die Abhängigkeit der Fermifunktion f_t von der Bandrandverbiegung: $f_t = f_t(\Delta E_t, \psi_s)$.

Für die zeitliche Änderung der Besetzung n_t gilt mit der Nettoeinfangsrate U_{cn} für Elektronen aus dem Leitungsband und mit der Nettoeinfangsrate U_{cp} für Löcher aus dem Valenzband:

$$\frac{dn_t}{dt} = U_{cn} - U_{cp}. \quad (3)$$

Die in den Grenzschnittzuständen sitzende Ladung Q_t pro Flächeneinheit berechnet sich zu $Q_t = -q n_t$, und mit der Gatefläche A wird:

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

$A(dQ_t/dt)$ ist gleich dem gesamten Ladestrom I_t der Grenzschnittkapazität C_t im Modell von Figur 4, $-q A U_{cn}$ und $q A U_{cp}$ sind die Anteile, welche das Leitungsband respektive das Valenzband beitragen:

$$A \frac{dQ_t}{dt} = I_t = -q A N_t \frac{df_t}{dt} \quad I'_B = -q A U_{cn} \quad I'_J = q A U_{cp}. \quad (4) \quad (4a) \quad (4b)$$

Nach Shockley und Read [6] gilt für U_{cn} und U_{cp} :

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

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

$N_t \langle c_n \rangle$ Wahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit für den Einfang eines Elektrons aus dem Leitungsband, wenn alle Grenzschnittzustände leer sind.

$N_t \langle c_p \rangle$ Wahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit für den Einfang eines Lochs aus dem Valenzband, wenn alle Grenzschnittzustände gefüllt sind.

n_1, p_1 Dichte der Elektronen beziehungsweise der Löcher, wenn das Fermi-niveau mit der Energie E_t zusammenfällt.

$$n_1 = n_i \exp\left(\frac{\Delta E_t}{kT}\right) \quad p_1 = n_i \exp\left(-\frac{\Delta E_t}{kT}\right) \quad n_1 p_1 = n_i^2.$$

n_s, p_s Dichte der Elektronen beziehungsweise der Löcher an der Oberfläche.

Für $F_p = F_n = F$ lassen sich n_s und p_s nach Goetzberger und Sze [7] schreiben:

$$n_s = n_B \exp\left(\frac{q \psi_s}{kT}\right) \quad p_s = p_B \exp\left(-\frac{q \psi_s}{kT}\right) \quad n_s p_s = n_B p_B = n_i^2$$

n_B und p_B sind die Konzentrationen im Substratvolumen und als solche unabhängig von der Bandrandverbiegung ψ_s .

Setzt man n_s und p_s in die Beziehungen für U_{cn} und U_{cp} ein, so resultiert unter Berücksichtigung von $n_B p_B = n_i^2$ sowie $n_1 p_1 = n_i^2$:

$$U_{cn} = N_t \langle c_n \rangle n_B \exp(u_s) \left\{ 1 - f_t \left[1 + \frac{n_1}{n_B} \exp(-u_s) \right] \right\} \quad (5a)$$

$$U_{cp} = -N_t \langle c_p \rangle p_1 \left\{ 1 - f_t \left[1 + \frac{n_1}{n_B} \exp(-u_s) \right] \right\} \quad (5b)$$

wo $u_s = (q \psi_s / kT)$ die normierte Bandrandverbiegung bedeutet.

Aus (1) und (3) folgt:

$$\frac{df_t}{dt} = \frac{1}{N_t} (U_{cn} - U_{cp})$$

und mit (5a) und (5b):

$$\frac{df_t}{dt} = \left[\langle c_n \rangle n_B \exp(u_s) + \langle c_p \rangle p_1 \right] \left\{ 1 - f_t \left[1 + \frac{n_1}{n_B} \exp(-u_s) \right] \right\} \quad (6)$$

Einsetzen von (5a) in (4a) ergibt:

$$I'_B = -q A N_t \langle c_n \rangle n_B \exp(u_s) \left\{ 1 - f_t \left[1 + \frac{n_1}{n_B} \exp(-u_s) \right] \right\} \quad (7)$$

Die Beziehung (6) stellt eine lineare Differentialgleichung für die Fermifunktion f_t dar.

Bei vorgegebener periodischer Störung $u_s = u_s(t)$ folgt $f_t = f_t(t)$ aus (6), und damit lässt sich der Mittelwert $\langle I'_B \rangle$ berechnen. Nach Figur 4 gilt für die Ströme I_B , I'_B und I''_B :

$$I_B + I'_B + I''_B = 0.$$

Wegen $\langle I''_B \rangle = 0$ resultiert für den Mittelwert $\langle I_B \rangle$ des Substratstroms:

$$\langle I_B \rangle = -\langle I'_B \rangle. \quad (8)$$

3.2. Der Fall kleiner Variationen $\Delta\psi_s$

Setzt sich die Bandrandverbiegung aus einem konstanten Anteil ψ_{s0} und einem zeitlich periodischen Anteil $\Delta\psi_s \sin \omega t = (kT/q) a \sin \omega t$ zusammen, so wird mit $n_{s0} = n_B \exp(\psi_{s0})$ und $p_{s0} = p_B \exp(-\psi_{s0})$ aus der Differentialgleichung (6):

$$\frac{df_t}{dt} = \left[\langle c_n \rangle n_{s0} \exp(a \sin \omega t) + \langle c_p \rangle p_1 \right] \left\{ 1 - f_t \left[1 + \frac{n_1}{n_{s0}} \exp(-a \sin \omega t) \right] \right\} \quad (9)$$

Für I'_B ergibt sich aus (7):

$$I'_B = -q A N_t \langle c_n \rangle n_{so} \exp(a \sin \omega t) \left\{ 1 - f_t \left[1 + \frac{n_1}{n_{so}} \exp(-a \sin \omega t) \right] \right\} \quad (10)$$

Wie im Anhang gezeigt wird, berechnet sich der mittlere Substratstrom $\langle I_B \rangle$ zu:

$$\langle I_B \rangle = q A N_t \langle c_n \rangle \langle c_p \rangle n_i^2 \frac{\tau}{2} \left(\frac{q \Delta \psi_s}{kT} \right)^2 \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (13)$$

Der reziproke Wert der Zeitkonstanten τ erfüllt dabei die folgende Beziehung:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\langle c_n \rangle n_{so}}{f_{to}} + \frac{\langle c_p \rangle p_{so}}{1 - f_{to}} = \frac{1}{\tau_{ns}} + \frac{1}{\tau_{ps}}$$

τ_{ns} und τ_{ps} sind identisch mit den von Nicolian und Goetzberger [4] definierten Zeitkonstanten für Übergänge von Majoritätsladungsträgern respektive Minoritätsladungsträgern. Mit τ_{ns} und τ_{ps} lässt sich (13) schreiben als:

$$\langle I_B \rangle = q A N_t \frac{f_{to} (1 - f_{to})}{\tau_{ns} + \tau_{ps}} \frac{1}{2} \left(\frac{q \Delta \psi_s}{kT} \right)^2 \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (14)$$

Die Theorie liefert $\langle I_B \rangle$ als Funktion von $\Delta \psi_s$; experimentell bestimmt man $\langle I_B \rangle$ in Abhängigkeit von ΔU_G . Zum Vergleich der theoretischen und der experimentellen Ergebnisse muss also der Zusammenhang zwischen $\Delta \psi_s$ und ΔU_G ermittelt werden.

Für eine Ladungsänderung ΔQ_G auf der Gateelektrode gilt:

$$\Delta Q_G = \int_{U_{GO}}^{U_{GO} + \Delta U_G} C_{MOS} dU_{GO}.$$

Die Spannung U_{ox} über der Oxidschicht hat den Wert: $U_{ox} = U_G - \psi_s$, und es wird $\Delta Q_G = C_{ox} \Delta U_{ox} = C_{ox} (\Delta U_G - \Delta \psi_s)$, und schliesslich resultiert in Übereinstimmung mit Berglund [8]:

$$\Delta \psi_s = \Delta U_G - \int_{U_{GO}}^{U_{GO} + \Delta U_G} \frac{C_{MOS}}{C_{ox}} dU_{GO}$$

Das Integral lässt sich aus der gemessenen $C_{MOS}(U_{GO})$ -Kurve durch graphische Integration erhalten.

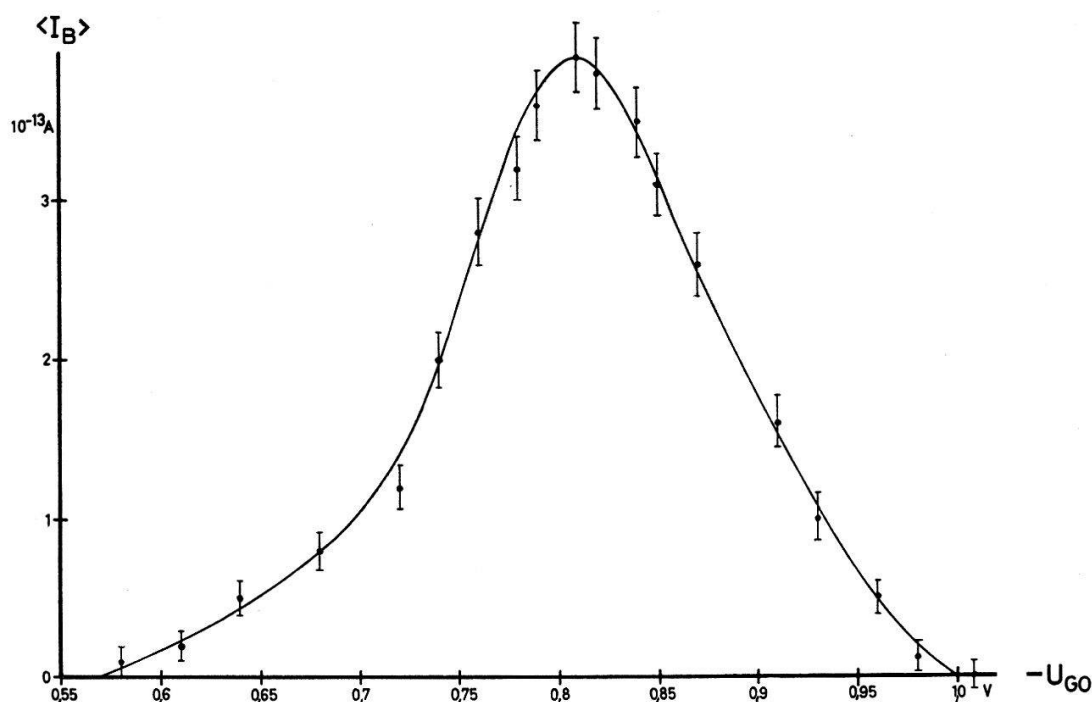
3.3. Vergleich zwischen Näherungstheorie und Experiment

Die ideale Kopplung zwischen p -Regionen und Oberfläche, die für die Herleitung von (14) vorausgesetzt wurde, besteht nur, wenn eine Inversionsschicht vorhanden ist. Für das Akkumulations- sowie das Depletiongebiet verschwindet der gemittelte Substratstrom $\langle I_B \rangle$, denn die Kopplung wird mit abnehmender Löcherkonzentration p_s immer schwächer, und der für $\langle I_B \rangle \neq 0$ notwendige zweite Kontakt geht schliesslich verloren. Der Gültigkeitsbereich der Beziehung (14) erstreckt sich demzufolge ausschliesslich auf das Inversionsgebiet. Weiter wurde bei der Herleitung von (14) die Diffusion der Ladungsträger vom Substratvolumen und von den p -Regionen nach der Oberfläche nicht berücksichtigt. Die Diffusion bewirkt eine Modifikation der

Frequenzabhängigkeit von $\langle I_B \rangle$ gegen hohe Frequenzen, da n_s und p_s den Variationen des Oberflächenpotentials ψ_s nicht beliebig rasch zu folgen vermögen.

Zu den experimentellen Ergebnissen ist folgendes zu bemerken: Aus Figur 3 bestimmt sich der minimale Wert von C_{MOS}/C_{ox} zu 0,6, so dass man für $\Delta\psi_s \max \approx 0,4 \Delta U_G$ erhält. Die approximative Theorie verlangt $a = (q \Delta\psi_s / kT) \ll 1$, also $\Delta U_{Geff} \ll (25,6 \text{ mV} / 1,4 \cdot 0,4) \approx 45 \text{ mV}$ bei Raumtemperatur.

Figur 5 gibt eine Übersicht über den Verlauf des mittleren Substratstroms $\langle I_B \rangle$ als Funktion der Gatevorspannung U_{GO} ($\Delta U_{Geff} = 10 \text{ mV}$, $f = 10 \text{ kHz}$). Zur Überprüfung der Theorie für kleine Signale sind zwei Messreihen aufgenommen worden: die eine für den Zusammenhang zwischen $\langle I_B \rangle$ und der Amplitude ΔU_G und die andere für die Abhängigkeit von $\langle I_B \rangle$ von der Frequenz f .



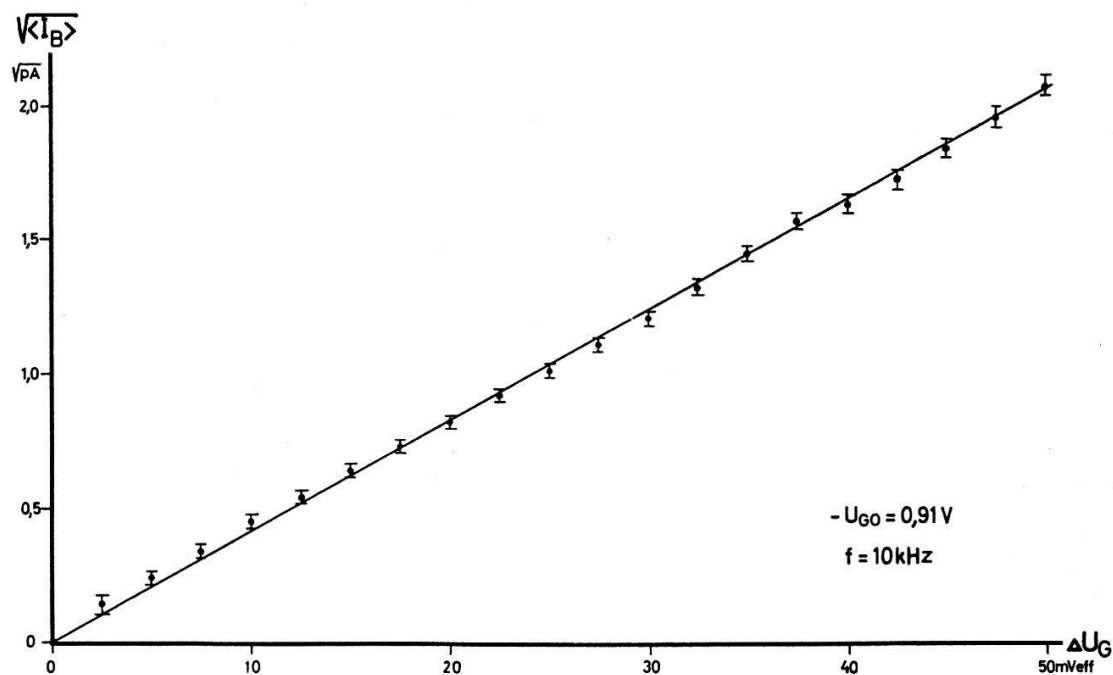
Figur 5

Mittlerer Substratstrom $\langle I_B \rangle$ bei sinusförmiger Kleinsignalaussteuerung mit einer Frequenz von 10 kHz. Die Signalgrösse ΔU_G beträgt 10 mVeff.

Figur 6 zeigt das Ergebnis des ersten Experiments. Bei konstanter Gatevorspannung $U_{GO} = -0,91 \text{ V}$ und konstanter Frequenz $f = 10 \text{ kHz}$ ergibt sich innerhalb der Fehlergrenzen die theoretisch vorausgesagte Proportionalität zwischen $\langle I_B \rangle$ und ΔU_G^2 (beziehungsweise $\Delta\psi_s^2$). Beachtenswert ist, dass die experimentell festgestellte Proportionalität nicht nur für $\Delta U_{Geff} \ll 45 \text{ mV}$, sondern bis $\Delta U_{Geff} \approx 50 \text{ mV}$ gilt.

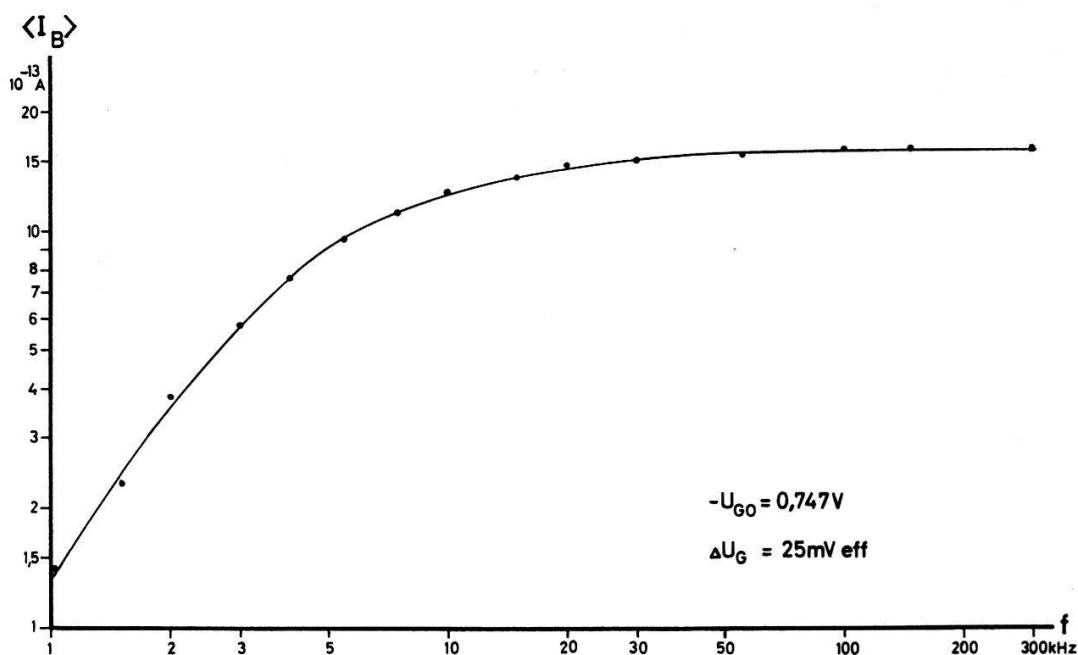
Figur 7 veranschaulicht die Frequenzabhängigkeit von $\langle I_B \rangle$ bei konstanter Amplitude ΔU_G bei einer festen Gatevorspannung U_{GO} . Die verwendete Apparatur mit einer Auflösung von 10^{-14} A erlaubte es nicht, diese Messung unter Einhaltung von $\Delta U_{Geff} \ll 45 \text{ mV}$ vernünftig genau durchzuführen. Daher wurde eine grössere Amplitude gewählt, welche jedoch immer noch im Bereich der Proportionalität zwischen $\langle I_B \rangle$ und ΔU_G^2 lag. Ein Kontrollversuch mit $\Delta U_{Geff} = 10 \text{ mV}$ ergab unter Berücksichtigung der reduzierten Genauigkeit des Verstärkers dieselben Ergebnisse.

Aus dieser doppelt logarithmischen Darstellung von $\langle I_B \rangle$ als Funktion der Frequenz lässt sich die Zeitkonstante τ als Schnittpunktsabszisse der Kurvenasymptoten für den angegebenen Arbeitspunkt ($U_{GO} = -0,747 \text{ V}$) bestimmen. τ ist die charakteristische Zeitkonstante für die Grenzsichtzustände, welche sich in der Nähe des Fermi-niveaus befinden. Beim Charge Pumping mit kleinen Spannungsänderungen ΔU_G um eine feste Vorspannung U_{GO} tragen nur Grenzsichtzustände in einem engen Energiebereich um die Gleichgewichtslage bei.



Figur 6

Abhängigkeit des mittleren Substratstroms $\langle I_B \rangle$ von der Amplitude ΔU_G bei konstanter Vorspannung $-U_{GO}$ und konstanter Frequenz.



Figur 7

Abhängigkeit des mittleren Substratstroms $\langle I_B \rangle$ von der Frequenz f bei konstanter Amplitude ΔU_G und konstanter Vorspannung $-U_{GO}$.

4. Diskussion

Aus der Übereinstimmung der Theorie mit den in den Figuren 6 und 7 wiedergegebenen experimentellen Ergebnissen lassen sich zusammenfassend folgende Schlüsse ziehen:

Bei den untersuchten p -Enhancement-Mode MOS-Transistoren entsteht der mittlere Substratstrom dadurch, dass die Grenzsichtzustände vorwiegend aus dem n -Substrat mit Elektronen aufgefüllt und von den p -Regionen (Drain und Source) entleert werden. Die Ursache für die asymmetrischen Umladevorgänge liegt in den verschiedenen nichtlinearen Zusammenhängen zwischen der Bandrandverbiegung und der Einfangsrate für Elektronen einerseits sowie der Einfangsrate für Löcher andererseits.

Bei kleinen Variationen $\Delta\psi_s$ um eine Gleichgewichtslage ψ_{s0} sind nur Zustände in einem schmalen Energieintervall um das Fermi-niveau herum beteiligt. Daher ist es prinzipiell möglich, aus differentiellen Charge Pumping-Messungen die Energieverteilung der Grenzsichtzustände zu bestimmen. Die in der Theorie auftretenden Nichtlinearitäten haben jedoch zur Folge, dass die Auswertung der experimentellen Ergebnisse umständlicher wird als bei linearen Methoden nach Nicollian und Goetzberger [4] oder Berglund [8].

Die lineare Theorie von Nicollian und Goetzberger [4] beschreibt nur Umladevorgänge, bei welchen kein Nettoladungstransfer zwischen Valenzband und Leitungsband stattfindet. Das in dieser Arbeit behandelte Charge Pumping mit kleinen Signalen erlaubt im Quasigleichgewichtszustand ohne grossen Aufwand eine Untersuchung der Umladevorgänge mit Nettoladungstransfer zwischen den beiden Bändern. Da alle anderen Umladevorgänge keinen Beitrag zum gemessenen mittleren Substratstrom ergeben, wird eine äusserst gute Trennung erreicht. Eine Erweiterung der vorliegenden Theorie auf beliebig grosse und rasche Änderungen der Bandrandverbiegung würde es ermöglichen, die Analyse über den Quasigleichgewichtszustand hinaus auf allgemeine Nichtgleichgewichtszustände auszudehnen. Dazu müsste insbesondere die Diffusion vom Substratvolumen und von den p -Regionen nach der Oberfläche mitberücksichtigt werden.

Der theoretische Teil dieser Arbeit (Kapitel 3) basiert auf dem Modell von Figur 4, in welchem die Einflüsse der Diffusion nicht enthalten sind. Deshalb erklärt die Gleichung (14) einerseits die Abhängigkeit von der Gleichgewichtslage nach schwächerer Inversion und andererseits den Frequenzgang nach hohen Frequenzen hin nicht vollständig.

Brugler und Jespers [1] erwähnen, dass der Charge Pumping-Effekt bei der Anwendung von MOS-Transistoren als Analogschalter einen störenden Offsetstrom erzeugt. Dies ist von praktischer Bedeutung, da MOS-Transistoren oft als Schalter für kleine Signale verwendet werden. Eine auf beliebig grosse Änderungen der Bandrandverbiegung ausgedehnte theoretische Analyse liesse die Diskussion dieses technisch wichtigen Problems zu.

Anhang

Dieser Anhang umfasst die Herleitung des mittleren Substratstroms $\langle I_B \rangle$ für den Fall kleiner Variationen ausgehend von den Gleichungen (9) und (10):

$$\frac{df_t}{dt} = [\langle c_n \rangle n_{so} \exp(a \sin \omega t) + \langle c_p \rangle p_1] \left\{ 1 - f_t \left[1 + \frac{n_1}{n_{so}} \exp(-a \sin \omega t) \right] \right\} \quad (9)$$

$$I'_B = -q A N_t \langle c_n \rangle n_{so} \exp(a \sin \omega t) \left\{ 1 - f_t \left[1 + \frac{n_1}{n_{so}} \exp(-a \sin \omega t) \right] \right\} \quad (10)$$

Nach Einsetzen von (4) und (10) in (9) folgt:

$$-\frac{I_t}{q A N_t} = -\frac{I'_B}{q A N_t} + \langle c_p \rangle p_1 \left\{ 1 - f_t \left[1 + \frac{n_1}{n_{so}} \exp(-a \sin \omega t) \right] \right\}$$

und wegen $\langle I_t \rangle = 0$ resultiert für $\langle I_B \rangle$ mit (8):

$$\langle I_B \rangle = -\langle I'_B \rangle = -q A N_t \langle c_p \rangle p_1 \frac{1}{\omega T} \int_{\theta}^{\theta+2\pi} \left\{ 1 - f_t \left[1 + \frac{n_1}{n_{so}} \exp(-a \sin \omega t) \right] \right\} d(\omega t) .$$

Für f_t wird eine Fourierreihe angesetzt:

$$f_t = \alpha_0 + \sum_{\mu=1}^{\infty} \alpha_{\mu} \cos(\mu \omega t) + \sum_{\mu=1}^{\infty} \beta_{\mu} \sin(\mu \omega t) .$$

Mit der Entwicklung

$$\begin{aligned} \exp(-a \sin \omega t) &= I_0(a) - 2 \sum_{\nu=0}^{\infty} (-1)^{\nu} I_{2\nu+1}(a) \sin[(2\nu+1)\omega t] \\ &\quad + 2 \sum_{\nu=1}^{\infty} (-1)^{\nu} I_{2\nu}(a) \cos(2\nu \omega t) \end{aligned} \quad (11)$$

erhält man:

$$\begin{aligned} \langle I_B \rangle &= -q A N_t \langle c_p \rangle p_1 \left\{ 1 + \alpha_0 \left[1 + \frac{n_1}{n_{so}} I_0(a) \right] - \frac{n_1}{n_{so}} \sum_{\nu=1}^{\infty} (-1)^{\nu} I_{2\nu}(a) \alpha_{2\nu} \right. \\ &\quad \left. + \frac{n_1}{n_{so}} \sum_{\nu=0}^{\infty} (-1)^{\nu} I_{2\nu+1}(a) \beta_{2\nu+1} \right\} \end{aligned}$$

Im Falle kleiner Variationen gilt $a \ll 1$, und die modifizierten Besselfunktionen $I_{\nu}(a)$ können durch die asymptotischen Ausdrücke für kleine Argumente ersetzt werden:

$$I_{\nu}(a) = \frac{1}{\nu!} \left(\frac{a}{2} \right)^{\nu} \quad \nu \geq 1$$

$$I_0(a) = 1 + \frac{a^2}{4} .$$

Bricht man die beiden Summen in der Beziehung für $\langle I_B \rangle$ mit a^2 ab, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} \langle I_B \rangle &= -q A N_t \langle c_p \rangle p_1 \left[1 - \alpha_0 \left(1 + \frac{n_1}{n_{so}} + \frac{n_1}{n_{so}} \frac{a^2}{4} \right) + \alpha_2 \frac{n_1}{n_{so}} \frac{a^2}{8} \right. \\ &\quad \left. + \beta_1 \frac{n_1}{n_{so}} \frac{a}{2} \right] . \end{aligned} \quad (12)$$

Zur approximativen Berechnung der drei in (12) vorkommenden Fourierkoeffizienten wird (9) unter Weglassung der zeitabhängigen Terme im Koeffizienten von f_t vereinfacht zu:

$$\frac{df_t}{dt} = -f_t \left[\langle c_n \rangle n_{so} \left(1 + \frac{a^2}{4} \right) + \langle c_p \rangle p_{so} \left(1 + \frac{a^2}{4} \right) + \langle c_n \rangle n_1 + \langle c_p \rangle p_1 \right] + \langle c_n \rangle n_{so} \exp(a \sin \omega t) + \langle c_p \rangle p_1.$$

Mit der Entwicklung (11) bis zu quadratischen Termen in a erhält man:

$$\frac{df_t}{dt} = -f_t g_0 + g_1 + a g_2 \sin \omega t - \frac{a^2}{4} g_2 \cos 2\omega t$$

$$\text{wo } g_0 = \langle c_n \rangle \left[n_{so} \left(1 + \frac{a^2}{4} \right) + n_1 \right] + \langle c_p \rangle \left[p_{so} \left(1 + \frac{a^2}{4} \right) + p_1 \right]$$

$$g_1 = \langle c_n \rangle n_{so} \left(1 + \frac{a^2}{4} \right) + \langle c_p \rangle p_1$$

$$g_2 = \langle c_n \rangle n_{so}.$$

Für die partikuläre Lösung resultiert:

$$f_t = \int_{-\infty}^t \exp[-g_0(t-t')] \left(g_1 + a g_2 \sin \omega t' - \frac{a^2}{4} g_2 \cos 2\omega t' \right) dt'$$

und daraus:

$$f_t = \frac{g_1}{g_0} + \frac{a g_2}{g_0^2 + \omega^2} (g_0 \sin \omega t - \omega \cos \omega t) - \frac{a^2}{4} \frac{g_2}{g_0^2 + 4\omega^2} (2\omega \sin 2\omega t + g_0 \cos 2\omega t).$$

Die gesuchten Fourierkoeffizienten ergeben sich zu:

$$\alpha_0 = \frac{g_1}{g_0} \quad \alpha_2 = -\frac{a^2}{4} \frac{g_0 g_2}{g_0^2 + 4\omega^2} \quad \beta_1 = a \frac{g_0 g_2}{g_0^2 + \omega^2}.$$

Mit diesen Resultaten lässt sich (12) auswerten. Unter Weglassung des Terms, welcher a^4 enthält, wird:

$$\langle I_B \rangle = q A N_t \langle c_n \rangle \langle c_p \rangle n_i^2 \frac{a^2}{2} \frac{1}{g_0} \frac{\omega^2}{g_0^2 + \omega^2}.$$

An dieser Stelle darf man nun a^2 gegen 1 vernachlässigen. So ergibt sich für den Mittelwert f_{to} der Fermifunktion:

$$f_{to} = \alpha_0 = \frac{g_1}{g_0} = \frac{1}{1 + (p_{so}/p_1)} = \frac{1}{1 + (n_1/n_{so})}$$

und damit:

$$g_0 = \frac{\langle c_n \rangle n_{so}}{f_{to}} + \frac{\langle c_p \rangle p_{so}}{1 - f_{to}} = \frac{1}{\tau_{ns}} + \frac{1}{\tau_{ps}} = \frac{1}{\tau}.$$

Also wird schliesslich mit $a = q\Delta\psi_s/kT$:

$$\langle I_B \rangle = q A N_t \langle c_n \rangle \langle c_p \rangle n_i^2 \frac{\tau}{2} \left(\frac{q \Delta\psi_s}{kT} \right)^2 \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (13)$$

Sämtliche verwendeten MOS-Transistoren sind uns vom Centre Electronique Horloger in Neuchâtel zur Verfügung gestellt worden, wofür dem CEH und Herrn F. Leuenberger auch an dieser Stelle gedankt werde. Dem Schweizerischen Nationalfonds sind wir für die Unterstützung dieser Arbeit zu Dank verpflichtet.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] J. S. BRUGLER and P. G. A. JESPERs, *Charge Pumping in MOS Devices*, IEEE Trans. on El. Dev., ED-16, 297 (1969).
- [2] A. G. JORDAN and N. A. JORDAN, *Theory of Noise in Metal Oxide Semiconductor Devices*, IEEE Trans. on El. Dev., ED-12, 148 (1965).
- [3] K. H. ZAININGER, *Semiconductor Surface Physics*, in: *Field Effect Transistors*, Edit. WALLMARK and JOHNSON (Prentice Hall, 1966).
- [4] E. H. NICOLLIAN and 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] K. LEHOVEC and A. SLOBODSKOY, *Impedance of Semiconductor-Insulator-Metal Capacitors*, Solid-St. Electron. 7, 59 (1964).
- [6] W. SHOCKLEY and W. T. READ, JR., *Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons*, Phys. Rev. 87, 835 (1952).
- [7] A. GOETZBERGER and S. M. SZE, *Metal-Insulator-Semiconductor (MIS) Physics*, in: *Applied Solid State Science*, Vol. 1, Edit. WOLFE (Academic Press, 1969).
- [8] C. N. BERGLUND, *Surface States at Steam-Grown Silicon-Silicon Dioxide Interfaces*, IEEE Trans. on El. Dev., ED-13, 701 (1966).