

Modellierung von Quanteneffekten in einem ladungsbasierten MOS-Transistor-Modell zur Simulation von nanoskalierten CMOS-Analogschaltungen

S. Stegemann, J. Xiong, and W. Mathis

Leibniz Universität Hannover, Institut für theoretische Elektrotechnik, Appelst. 9A, 30167 Hannover, Deutschland

Zusammenfassung. Aufgrund der fortschreitenden Miniaturisierung der Bauelemente in CMOS-Schaltungen und den dadurch erreichten Strukturgrößen nehmen quantenmechanische Effekte zunehmenden Einfluss auf die Funktion von Transistoren und damit auf die gesamte Schaltung. Unter Einbeziehung der Energiequantisierung an der Si/SiO₂-Grenzfläche wird untersucht, wie sich durch eine Modifikation der Beschreibung des Oberflächenpotenzials die Inversionsladung quantenmechanisch formulieren lässt. Im Hinblick auf den Entwurf und die Simulation von CMOS-Analogschaltungen wird dazu ein ladungsbasiertes MOS-Transistor-Modell zugrunde gelegt. Die sich daraus ergebenden Veränderungen für die Kapazitäten und die Inversionsladung werden dabei für die Modellierung des quasibalistischen Drain-Source-Stromes verwendet. Dazu wird innerhalb dieses Modells ein Streufaktor berechnet, mit dem nanoskalierte MOS-Transistoren mit einer Kanallänge von unter 20 nm simuliert werden können. Ausgehend von Parametern eines CMOS-Prozesses werden mit MATLAB die Einflüsse der quantenmechanischen Effekte bei der Skalierung des Transistors analysiert.

1 Einleitung

Die Miniaturisierung elektrischer Schaltungen und Systeme verkleinert die Strukturgrößen der verwendeten Bauelemente bis in den Nanometerbereich. Insbesondere bei MOS-Transistoren werden dabei Abmessungen erreicht, die es notwendig machen, quantenmechanische Effekte in die MOSFET-Modelle einzubeziehen. Werden Quanteneffekte die maßgebenden Mechanismen, die das Verhalten der Bauelemente beeinflussen, muss untersucht werden, inwieweit klassische Modelle für die Simulation weiterhin verwen-

det werden können. Solche Effekte sind z.B. die Quantisierung der Energien der Ladungsträger in der Inversionsschicht bei Oxiddicken kleiner als 5 nm oder die Abnahme der Streuung beim Ladungstransport im Kanal für Längen unter 100 nm. Der Quantisierungseffekt hat dabei seine Ursache in der Vergrößerung des elektrischen Feldes senkrecht zur Si/SiO₂-Grenze (Sternand Howard, 1967). Dies hat zur Folge, dass sich Oberflächenpotenzial erhöht, der Bereich der Bandverbiegung aber auf wenige Nanometer verkleinert wird. In diesem Bereich muss sich das Leitungsband in Subbänder aufspalten und dabei die Bandlücke des Siliziums effektiv verbreitern. Dadurch verringert sich die Dichte der Elektronen in der Inversionsschicht gegenüber den Beschreibungen des klassischen Modells (Prégaldiny et al., 2004).

Eine Verringerung der Kanallänge in einen Bereich einiger weniger mittlerer freier Weglängen macht es notwendig, den Stromtransport auf andere Weise zu beschreiben. Das Drift-Diffusions-Modell beruht auf Annahmen für die Beweglichkeit der Ladungsträger, bei der eine konstante Zeit zwischen zwei Streueignissen angenommen wird. Eine derartige Mittlung für die Betrachtung von Streuprozessen führt zu ungenauen Vorhersagen, wenn deren Anzahl sehr gering ist. Daher wird hier der Ansatz von Lundstrom verfolgt, von rein ballistischem Transport auszugehen und mit Hilfe von Streufaktoren diese Prozesse zu beschreiben (Lundstrom, 1997).

2 Modell der Inversionsladung

Die Dichte der Inversionsladung kann bestimmt werden aus der Verarmungsladung Q_b und der Gesamtladung Q_{si} . Für den Verlauf der Verarmungsladung Q_b kann gezeigt werden (Enz, 2006), dass sie sich für große Φ_S und damit für große V_G nur geringfügig ändert. Des Weiteren kann man annehmen, dass sich die gesamte Inversionsladung in einer sehr dünnen Schicht ausbilden wird (Sternand Howard, 1967), die sehr viel kleiner ist als die Verarmungsladungszone und da-



Correspondence to: J. Xiong
(jxio@tet.uni-hannover.de)

her als Flächenladung bei $z=0$ angesehen werden kann. Diese Charge Sheet Approximation ist nun gleichbedeutend mit der Aussage, dass sich beinahe die gesamte Inversionsladungsdichte der Elektronen bei dem Oberflächenpotenzial Φ_S konzentriert. Mit dieser Näherung kann schließlich die Inversionsladung als Funktion des Oberflächenpotenzials geschrieben werden als

$$Q_{\text{inv}} = Q_{\text{si}} - Q_b \quad (1)$$

$$= -\gamma_b C_{\text{ox}} \sqrt{U_t} \left(\sqrt{\frac{\Phi_S}{U_t} + e^{\frac{\Phi_S - 2\Phi_F - V}{U_t}}} - \sqrt{\frac{\Phi_S}{U_t}} \right). \quad (2)$$

Hier sind Φ_S das Oberflächenpotenzial, γ_b der Substratfaktor, $U_t = kT/q$ die Temperaturspannung, Φ_F das Fermipotenzial und C_{ox} die Oxidkapazität pro Fläche.

Gleichung (2) ist eine Funktion des Oberflächenpotenzials. Im Sinne eines Kompaktmodells des MOSFETs muss die Inversionsladungsdichte ausschließlich durch die angelegten Spannungen beschrieben werden können. Ein exakter analytischer Ausdruck für das Oberflächenpotenzial als Funktion von V_G , der für die Arbeitsbereiche Verarmung und Inversion gültig ist, existiert jedoch nicht.

Innerhalb dieser Arbeitsbereiche können allerdings Näherungen gefunden werden. Mit der Gradual Channel Approximation und der Charge Sheet Approximation kann unter Anwendung des Satzes von Gauss die folgende implizite Relation zwischen dem Oberflächenpotenzial und der Gate-Spannung gefunden werden:

$$V_G - V_{FB} - \Phi_S = \gamma_b \sqrt{U_t} \left(\sqrt{\frac{\Phi_S}{U_t} + e^{\frac{\Phi_S - 2\Phi_F - V}{U_t}}} - \sqrt{\frac{\Phi_S}{U_t}} \right). \quad (3)$$

In den Regionen Verarmung und Inversion gilt $\Phi_S \gg U_t$. Für den Bereich der schwachen Inversion, d.h. für $0 < \Phi_S < 2\Phi_F + V$, kann (3) daher vereinfacht werden zu:

$$V_G - V_{FB} - \Phi_S = \gamma_b \sqrt{\Phi_S}. \quad (4)$$

Das Oberflächenpotenzial in diesem Bereich ist damit:

$$\Phi_{S, wi} = \left(\sqrt{V_G - V_{FB} + \frac{\gamma_b^2}{4}} - \frac{\gamma_b}{2} \right)^2. \quad (5)$$

In starker Inversion schließlich ist $\Phi_S > 2\Phi_F + V$. Mit der Annahme, dass sich in dieser Region das Oberflächenpotenzial nur sehr wenig mit der Gate-Spannung ändert, gilt hier:

$$V_G - V_{FB} - \Phi_B = \gamma_b \sqrt{U_t} \sqrt{\frac{\Phi_B}{U_t} + e^{\frac{\Phi_S - V - 2\Phi_F}{U_t}}}. \quad (6)$$

Wobei Φ_B der Wert des Oberflächenpotenzials beim Einsetzen der starken Inversion ist. Für ihn wird meist ein Wert von $\Phi_B = 2\Phi_F + V + 4U_t$ abgeschätzt. Gleichung (6) nach

Φ_S aufgelöst ergibt dann das Oberflächenpotenzial in starker Inversion:

$$\Phi_{S, si} = 2\Phi_F + V + U_t \ln \left(\frac{(V_G - V_{FB} - \Phi_B)^2}{\gamma^2 U_t} - \frac{\Phi_B}{U_t} + 1 \right). \quad (7)$$

Aufbauend auf diese Betrachtungen hat Langevelde ein MOSFET-Modell entwickelt, bei der eine Näherung für Φ_S mit Hilfe einer Smoothing-Funktion für den Übergang von schwacher nach starker Inversion berechnet wurde (Langevelde, 2000). Dadurch erhält man folgenden expliziten Ausdruck für das Potenzial in Abhängigkeit der Gate-Spannung:

$$\Phi_S = f + U_t \ln \left(G^2 - \frac{f}{U_t} - 1 \right), \quad (8)$$

mit

$$G = \ln \left(\frac{V_G - V_{FB} - f - \frac{\Phi_{S, wi} - f}{\sqrt{1 + ((\Phi_{S, wi} - f)/4U_t)^2}}}{\gamma_b \sqrt{U_t}} \right). \quad (9)$$

Wobei f die genannte Smoothing-Funktion ist. Sie lautet:

$$f = \frac{2\Phi_F + V}{2} + \frac{\Phi_{S, wi}}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{(\Phi_{S, wi} - 2\Phi_F - V)^2 + 4\sigma_f^2}. \quad (10)$$

Diese Approximation kann nun benutzt werden um die Ladung nach (2) zu berechnen. σ_f ist dabei ein Glättungsfaktor mit einem Wert von ≈ 0.02 .

2.1 Berücksichtigung des Quantisierungseffektes

Die Näherung, die Inversionsladung als Flächenladung zu betrachten, begründet sich in der Tatsache, dass ihre Ausdehnung vertikal zur Si/SiO₂-Grenzfläche auf wenige Nanometer begrenzt ist. Elektronen in diesem Bereich sind dabei von zwei Potenzialen eingeschränkt. In eine Richtung aufgrund der Austrittsarbeitdifferenz am Oxid-Übergang, in die Andere Richtung durch den Verlauf der Leitungsbandkante. Die Höhe des Potenzials ist dabei durch das elektrische Feld abhängig von der Gate-Spannung. Da sich bei Verkleinerung des MOSFETs die Oxiddicke verringert, die Gate-Spannung aber nicht um das gleiche Maß gesenkt wird, erhöht sich bei der Miniaturisierung der Struktur die Oberflächenfeldstärke. Elektronen, die sich in diesem Bereich aufhalten, befinden sich demnach in einem Potenzialtopf. Das bedeutet, dass ihre Energien nicht kontinuierlich verteilt sind, sondern nur diskrete Werte annehmen können. Im Bereich der Silizium-Oberfläche spaltet sich in Folge dieses Effektes das Leitungsband in Subbänder auf, deren niedrigstes Energieniveau größer ist als das Leitungsbandminimum. Die Bandlücke verbreitert sich also effektiv von E_g auf $E_g + E_0$.

Mit Hilfe eines Variationsansatzes für die Wellenfunktion der Schrödingergleichung, kann eine Näherung für die Energie des untersten Subbandes gefunden werden. Die Wellen-

funktionen sind Lösungen der eindimensionalen Schrödingergleichung:

$$\frac{\partial^2 \Psi_i(z)}{\partial z^2} + \frac{2m^*}{\hbar^2} (E_i + q\Psi_i(z)) = 0. \quad (11)$$

Diese ist über das Potenzial gekoppelt mit der Poissongleichung:

$$\Delta \Phi(\mathbf{r}) = \frac{-\rho(\mathbf{r})}{\epsilon}, \quad (12)$$

In der Näherung mit effektiver Masse für das i -te Subband sind die Wellenfunktionen Bloch-Wellen. Als Trial-Funktion des untersten Subbandes wurde von Sternand Howard (1967) und Stern (1972):

$$\Psi_0(z) = \frac{1}{2} b^{3/2} z e^{-bz/2} \quad (13)$$

angesetzt. Der Parameter b minimiert das erste Energielevel E_0 mit:

$$b(n, \Phi_S) = \left(\frac{12m^* q^2}{\epsilon_{si} \hbar^2} \left(\frac{n_{inv}}{3} + n_{depl}(\Phi_S) \right) \right)^{1/3}. \quad (14)$$

Hier sind n_{inv} die Dichte mobiler Ladungen in der Inversionsschicht und n_{depl} die Dichte fester Ladungen in der Verarmungszone. Zur Berechnung der Energie des untersten Subbandes wird von Prégaldiny et al. (2004) für den Ausdruck in Klammern eine effektive Ladungsdichte n_{all} eingeführt (Prégaldiny et al., 2004). Dieses Prinzip hat den Vorteil, dass der Parameter b explizit als Funktion der Gate- und der Drain-Source-Spannung V_G und V dargestellt werden kann. Mit Hilfe einer Smoothing-Funktion für V_G wird dabei sichergestellt, dass die Ladungsdichte n_{all} kontinuierlich von Verarmung bis Inversion verläuft. Der Variationsparameter ergibt sich nun zu

$$b(V_G, V) = \left(\frac{12m^* q^2}{\epsilon_{si} \hbar^2} \cdot \frac{1}{3} n_{all}(V'_G, V) \right)^{1/3}, \quad (15)$$

mit

$$n_{all}(V'_G, V) = \frac{2C_{ox}}{q} (V'_G - V_T - V) \quad (16)$$

und

$$V'_G = \frac{1}{2} \left(V_G + \sqrt{(V_G - V_T - V)^2 + 4\sigma_b^2} + \sqrt{(V_T - V)^2 + 4\sigma_b^2} \right). \quad (17)$$

Wobei V_T die Schwellspannung ist und σ_b der Glättungsfaktor für den Verlauf der effektiven Ladungsdichte ($\sigma_b=0, 15$, Prégaldiny et al., 2004).

Die Energie des untersten Subbandes ergibt sich dann zu:

$$E_0(V_G, V) = \frac{3\hbar^2}{8m^*} b(V_G, V)^2. \quad (18)$$

Die quantenmechanische Korrektur des Oberflächenpotenzials lautet damit:

$$\delta\Phi_{S, qm}(V_G, V) = \frac{E_0}{q} \quad (19)$$

und muss in der Boltzmann-Statistik berücksichtigt werden. Dadurch verringert sich die Anzahl der Ladungsträger gegenüber der klassischen Betrachtung um den Faktor $\exp(-E_0/kT)$. Des Weiteren muss für das Oberflächenpotenzial ein Ausdruck $\Phi_{S, qm}$ verwendet werden, der die Verbreiterung der Bandlücke einbezieht.

Die Inversionsladung als Funktion des Oberflächenpotenzials (2) in quantenmechanischer Näherung wird dann:

$$Q_{inv} = -\gamma_b C_{ox} \sqrt{U_t} \left(\sqrt{\frac{\Phi_{S, qm}}{U_t} + e^{\frac{\Phi_{S, qm} - \delta\Phi_{S, qm} - 2\Phi_F V}{U_t}}} - \sqrt{\frac{\Phi_{S, qm}}{U_t}} \right). \quad (20)$$

Das Oberflächenpotenzial nach (8) berechnet sich durch Berücksichtigung von (19) in der Smoothing-Funktion f . Für den quantenmechanischen Fall lautet diese:

$$f_{qm} = \frac{2\Phi_F + V + \delta\Phi_{S, qm} + \frac{\Phi_{S, wi}}{2}}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{(\Phi_{S, wi} - 2\Phi_F - V - \delta\Phi_{S, qm})^2 + 4\sigma_f^2}. \quad (21)$$

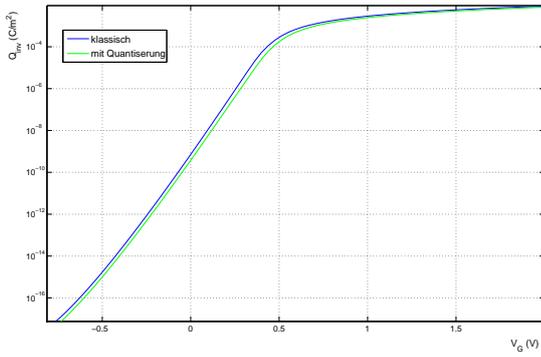
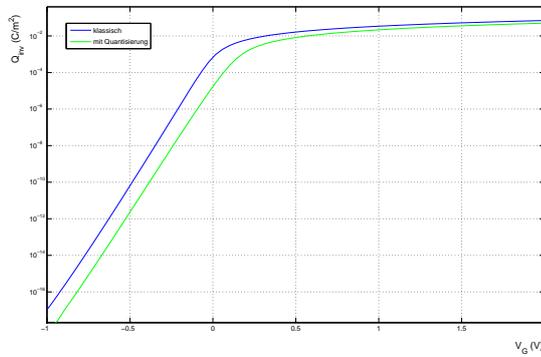
Die Auswirkung des Quantisierungseffektes auf die Gate-Kapazität und die Inversionsladung ist in den Abb. 1 und 2 dargestellt. Die Folge dieses Effektes ist eine niedrigere Ladung im Bereich der schwachen Inversion. Der Sättigungswert in starker Inversion wird erst bei einer größeren Gate-Spannung erreicht. Auf die Kapazität hat die Energiequantisierung einen ähnlichen Effekt wie eine angelegte Kanalspannung. In der quantenmechanischen Korrektur sind die C-V-Kurven ebenfalls zu höheren Gate-Spannungen verschoben. Dies wird für kleine Oxiddicken Konsequenzen auf Simulationen des zeitlichen Verhaltens einer Schaltung haben.

3 Das quasiballistische Transportmodell

3.1 Ballistischer Drain-Source-Strom

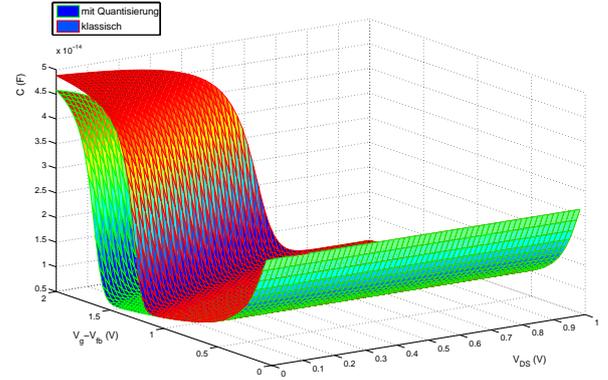
Unter ballistischem Transport versteht man den Transport von Ladungsträgern durch den Kanal eines MOS-Transistors ohne stattfindende Streuvorgänge. Dabei betrachtet man den Kanal als Strecke mit einem Kontakt an jedem Ende, die die Funktion einer Quelle und einer Senke von Ladungsträgern erfüllen und Reservoirs genannt werden (siehe Abb. 3).

Die beiden Reservoirs seien einander identisch und reflexionslos mit dem Leiter verbunden und enthalten unendlich

(a) $t_{ox} = 5,8nm$ (b) $t_{ox} = 0.97nm$ **Abb. 1.** Verlauf der Inversionsladung als Funktion der Gate-Spannung für $t_{ox}=0.97$ nm.

viele Ladungsträger für den Austausch mit dem Kanal. Sie seien beschrieben mit einer Verteilungsfunktion und dem zugehörigen Fermi-Niveau im Gleichgewicht E_{F1} des linken Reservoirs (Datta, 2005). Legt man an das rechte Reservoir eine Spannung V an, spalten sich die Fermi-Niveaus beider Kontakte auf. Im zweiten Reservoir wird sich dann eine Fermi-Energie von $E_{F2}=E_{F1}-qV$ einstellen, so dass er sich nicht mehr im Gleichgewicht mit dem Kanal befindet und Elektronen vom Kanal zum rechten Reservoir fließen können. Durch die angelegte Bias-Spannung wird sich weiterhin das Fermi-Niveau E_F des Kanals zwischen den Niveaus der beiden Kontakte einstellen, so dass Elektronen des linken Reservoirs die Zustände im Kanal besetzen können und ein Strom zwischen den beiden Reservoiren durch den Kanal fließen kann. Das Fermi-Niveau E_{F1} bleibt dabei unabhängig von der Spannung V_{DS} konstant.

Für den Strom I_{DS} können die Zustände der Elektronen hinsichtlich ihrer Geschwindigkeiten, bzw. ihrer gerichteten Momente unterschieden werden. Der Gesamtstrom setzt sich aus einem Anteil eines positiv gerichteten Flusses von Reservoir 1 nach Reservoir 2 und dem eines negativen Flusses in

**Abb. 2.** 3-D-Darstellung der Gate-Kapazität als Funktion von V_g und V_{DS} für $t_{ox}=1.45$ nm.

entgegengesetzter Richtung zusammen. Die positiv gerichteten Zustände heißen $+k$ Zustände, die negativen $-k$ Zustände (siehe Abb. 4). Da sich das Fermi-Niveau E_{F1} des linken Kontaktes nicht mit der angelegten Spannung V ändert, kann kein negativer Zustand im Kanal vom linken Reservoir besetzt worden sein. Weiterhin kann kein positiver Zustand von $E_{F2}=E_{F1}-qV$ des rechten Kontaktes im Kanal besetzt worden sein. Daher werden alle positiven k -Zustände vom linken und alle negativen Zustände vom rechten Kontakt besetzt (Datta, 1995). Der vollständig ballistische Strom berechnet sich aus der Summation über alle k und Subbänder N :

$$I = \frac{q}{\hbar L} \sum_N \sum_k \frac{\partial E}{\partial k} (f_1(E) - f_2(E)). \quad (22)$$

Hier sind q die Elementarladung, \hbar die reduzierte Planck-Konstante. Für die Verteilungsfunktionen $f_i(E)$ sind die Fermi-Dirac-Funktionen mit den entsprechenden Fermi-Energien zu verwenden:

$$f_1(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_{F1}}{kT}}} \quad (23)$$

$$f_2(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_{F2}}{kT}}}. \quad (24)$$

Berücksichtigt man in der Summe über N die Anzahl der transversalen Moden

$$M(E) = \sum_n \Theta(E - E_n) = \frac{W}{\pi \hbar} \sqrt{2m_i^*} \sqrt{E - E_c} \quad (25)$$

und überführt die Summe über k in eine Integration, ergibt sich nach einigen Umformungen für den ballistischen Strom im Inversionskanal eines MOSFETs:

$$I_{DS} = Wq \frac{N_{2-D}}{2} v_T (\mathcal{F}_{1/2}(\eta_{F1}) - \mathcal{F}_{1/2}(\eta_{F2})). \quad (26)$$

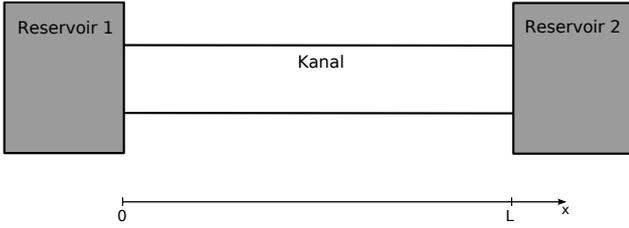


Abb. 3. Ballistischer Kanal mit zwei Elektronenreservoirs.

Hier sind N_{2-D} die zweidimensionale effektive Zustandsdichte und v_T die mittlere thermische Geschwindigkeit. η_{F1} und η_{F2} sind die normierten Fermi-Energien von Source und Drain mit:

$$\eta_{F1} = \frac{E - E_{F1}}{kT} \quad (27)$$

und $\eta_{F2} = \eta_{F1} - qV_{DS}/kT$. Mit $\mathcal{F}_{1/2}$ wird das Fermi-Dirac-Integral der Ordnung 1/2 ausgedrückt.

3.2 Quasiballistischer Drain-Source-Strom

Um den Drain-Source-Strom unter Einfluss von Streuvorgängen zu betrachten, d.h. den Transport quasiballistisch zu beschreiben, werden Transmissionswahrscheinlichkeiten für den Kanal definiert. Für die beiden in entgegengesetzter Richtung fließenden Teilströme, die das jeweils gegenüberliegende Reservoir erreichen, gilt:

$$I^+ = Wqn_{+k}t_1v^+ \quad (28)$$

$$I^- = Wqn_{-k}t_2v^-, \quad (29)$$

mit der Wahrscheinlichkeit t_1 , dass ein Elektron, das aus dem Source-Kontakt injiziert wird, das Drain-Reservoir erreicht und t_2 entsprechend für Ladungsträger aus dem Drain, die Source erreichen. Für den positiven Strom wird für die beteiligten Ladungsträger weiterhin die Wahrscheinlichkeit definiert, aus dem Kanal in den Kontakt zurück gestreut zu werden. Diese Reflexion von den das Source-Reservoir verlassenden Ladungen soll nur an der Source-Kanal-Barriere stattfinden und heißt Reflexionswahrscheinlichkeit r_1 . Wenn Reflexion und Transmission die einzigen Vorgänge sind, die den Transport durch den Kanal einschränken, dann gilt:

$$r_1 = (1 - t_1). \quad (30)$$

Da die Reflexionswahrscheinlichkeit am Maximum des Potentialverlaufes im Kanal am größten ist, wird der Reflexionsfaktor der Ladungsträger des negativen Stromes ebenfalls als die Wahrscheinlichkeit, an der Source-Kanal-Barriere reflektiert zu werden, definiert. Da bei einem großen Drain-Bias die $+k$ Zustände den größten Teil des Gesamtstromes ausmachen, kann man ohne großen Fehler annehmen, dass

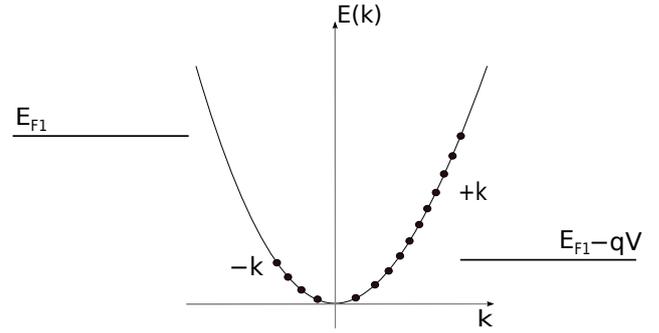


Abb. 4. Positive und negative k -Zustände von den Fermi-Niveaus der Reservoirs besetzt.

die Reflexionsfaktoren für beide Teilströme gleich groß sind. Dies unterschätzt zwar die Wahrscheinlichkeit für den negativ gerichteten Fluss, dieser ist bei großer Drain-Spannung aber so klein, dass er praktisch keinen Anteil am Gesamtstrom hat. Es kann also für die Reflexionsfaktoren beider Ströme angenommen werden:

$$r_1 = r_2 = r. \quad (31)$$

Um das Verhalten des Stroms unter dem Einfluss von Streuung zu bestimmen, werden also alle den Transport behindernden Vorgänge durch den Transmissionsfaktor, bzw. den Reflexionsfaktor ausgedrückt. Diese beiden Faktoren sind im allgemeinen abhängig vom Potenzialverlauf im Kanal und damit Funktionen der Drain-Spannung. Da die Modellierung der Streuung nur über den Reflexionsfaktor erfolgt, wird er im Folgenden auch als Streufaktor bezeichnet. Dieser Faktor ist es, der die *Ballistizität* des Kanals bestimmt. D.h. bei kleinem r ist der Transport dem ballistischen Regime näher als bei großem r . Daher muss er auch mit größeren Kanallängen zunehmen, um mit ihm einen diffusen Strom beschreiben zu können.

Der quasiballistische Drain-Source-Strom unter Berücksichtigung des Streufaktors r für den Kanal lautet (Lundstrom, 2006):

$$I_{DS} = WQ_{\text{inv}}(0)\tilde{v}_T \left(\frac{1-r}{1+r} \right) \left(\frac{1 - \frac{\mathcal{F}_{1/2}(\eta_{F2})}{\mathcal{F}_{1/2}(\eta_{F1})}}{1 + \left(\frac{1-r}{1+r} \right) \frac{\mathcal{F}_0(\eta_{F2})}{\mathcal{F}_0(\eta_{F1})}} \right) \quad (32)$$

Mit

$$\tilde{v}_T = v_T \frac{\mathcal{F}_{1/2}(\eta_{F1})}{\mathcal{F}_0(\eta_{F1})} \quad (33)$$

der durchschnittlichen Injektionsgeschwindigkeit am Maximum der Source-Kanal-Barriere.

Berücksichtigt man nur Streuung an dieser Barriere, ergibt sich der Streufaktor für große Drain-Source-Spannungen zu:

$$r = \frac{l}{l + \lambda}. \quad (34)$$

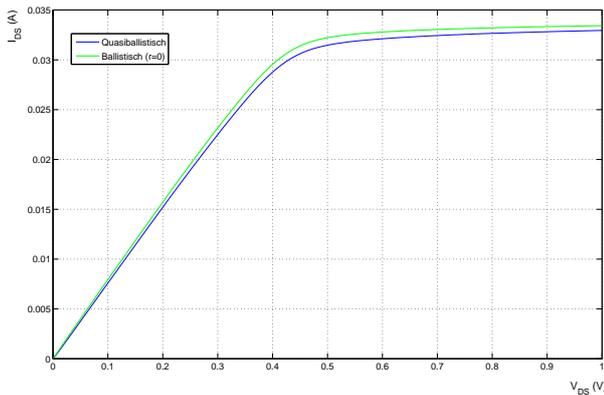
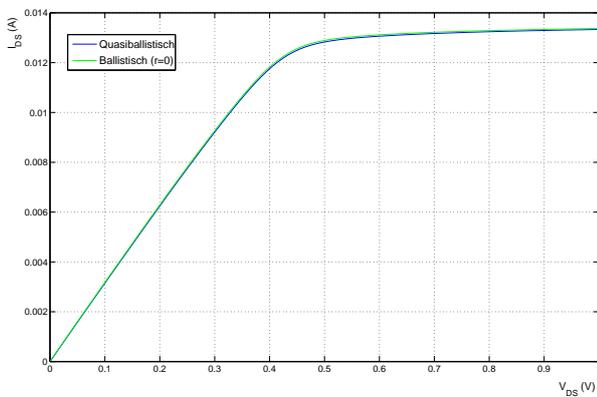
(a) $L = 25\text{nm}$ (b) $L = 10\text{nm}$

Abb. 5. Ballistischer und quasiballistischer Drain-Source-Strom für verschiedene Kanallängen. Mit Verkleinerung der Strukturgröße wird der Strom zunehmend ballistischer und stimmt für Kanallängen kleiner als 20 nm nahezu mit ihm überein.

Die Länge l ist dabei der Abstand des Source-Kontaktes zur Barriere und kann in diesem einfachen Modell berechnet werden durch (Lundstrom, 1997):

$$l = L \left(1, 01 \frac{kT/q}{V_D} \right)^{0,7} \quad (35)$$

Für die praktische Berechnung kann man für die Inversionsladung direkt am Source-Kontakt näherungsweise den Ausdruck (20) verwenden. Als Werte für die normierten Fermi-Niveaus η_F dient die quantenmechanische Korrektur des Oberflächenpotenzials als Energie E_0 des untersten Subbandes und die Fermi-Energien der Source- und Drain-Kontakte. Diese können in der Boltzmann-Näherung mit Hilfe der Dotierkonzentrationen berechnet werden.

In den Abb. 5a und b ist der Drain-Source-Strom nach (32) und (26) für die Kanallängen $L=25$ nm und $L=10$ nm dargestellt. Bei der Verkleinerung der Strukturgrößen zeigt sich, dass nach diesem Modell der quasiballistische Strom seiner ballistischen Grenze näher kommt.

4 Diskussion

Die Modellierung des Quantisierungseffektes innerhalb des Ladungsmodells ist für die Verwendung zur Simulation nanoskalierter MOS-Transistoren gut geeignet. Das Oberflächenpotenzial und damit die Inversionsladung sowie die Gate-Kapazität können auf diese Weise analytisch berechnet werden. Die Genauigkeit ist dabei durch die gemachten Approximationen eingeschränkt. Diese wurden in der Literatur mit Lösungen von iterativen Verfahren verglichen und zeigten gute Übereinstimmungen (Prégaldiny et al., 2004; Langevelde, 2000). Durch die Anwendung dieser Verfahren kann auf numerisch aufwendige iterative Methoden bei der Simulation verzichtet werden.

Die Berechnung des Streufaktors für den Kanal im Sinne einer Reflexionswahrscheinlichkeit nach (34) liefert gute Ergebnisse für sehr kleine Kanallängen im Bereich von weniger als 20 nm. Für größere Transistoren sind weitere Streueffekte im restlichen Kanalgebiet zu berücksichtigen. Die Modellierung kann dabei auf die gleiche Weise erfolgen. Dies erfordert allerdings die Wahl geeigneter mittlerer freier Weglängen. Als Ausgangspunkt dazu muss hier ein Bereich gefunden werden, in dem der Drain-Source-Strom nach dem Drift-Diffusions-Modell mit dem quasiballistischen Modell verglichen werden kann. An dieser Grenze der Gültigkeitsbereiche beider Modelle ist weiterhin zu untersuchen, wie sich die Abnahme der Kanallänge auf die Streuung auswirkt, um damit das quasiballistische Modell bis ins diffuse Regime nutzen zu können.

Literatur

- Datta, S.: *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*, Cambridge University Press, p. 56, 1995.
- Datta, S.: *Quantum Transport – Atom to Transistor*, Cambridge University Press, 3–11, 2005.
- van Langevelde, R. and Klaassen, F. M.: An explicit surface-potential-based MOSFET model for circuit simulation, *Solid State Electron.*, 44, 409–418, 2000.
- Lundstrom, M.: Elementary scattering theory of the Si MOSFET, *IEEE Electr. Device L.*, 18(7), 361–363, July 1997.
- Lundstrom, M. and Guo, J.: *Nanoscale Transistors – Device Physics, Modeling and Simulation*, Springer Verlag, 120–125, 2006.
- Prégaldiny, F., Lallement, C., van Langevelde, R., and Mathiot, D.: An advanced explicit surface potential model physically accounting for the quantization effects in deep-submicron MOSFETs, *Solid State Electron.*, 48(3), 427–435, 2004.
- Stern, F. and Howard, W. E.: Properties of Semiconductor Surface Inversion Layers in the Electric Quantum Limit, *Phys. Rev.*, 163, 816–835, 1967.
- Stern, F.: Self-Consistent Results for n-Type Si Inversion Layers, *Phys. Rev.*, 5, 4891–4899, 1972.
- Vittoz, E. A. and Enz, C. C.: *Charged-based MOS-Transistor Modeling*, John Wiley and Sons, 21–23, 2006.