A R C H I W U M E L E K T R O T E C H N I K I
TOM XXIX ZESZYT 2, SS. 491 - 502 1980

621.382.3

Teoria tranzystora polowego o charakterystykach triodowych w zakresie małych prądów

PIOTR PŁOTKA
Instytut Telekomunikacji i Elektrotechniki Akademii Techniczno-Rolniczej w Bydgoszczy

BOGDAN WILAMOWSKI
Instytut Technologii Elektronicznej Politechniki Gdańskiej

Rękopis dostarczono 15. 02. 1979

W pracy przedstawiono nową koncepcję opisu działania tranzystora polowego o charakterystykach triodowych w zakresie małych prądów. Dwuwymiarowa analiza rozkładu potencjału w przyrządzie oraz uproszczony, jednowymiarowy opis gęstości prądu pozwalają wyjaśnić eksponencjalny przebieg charakterystyk przyrządu w zakresie małych prądów. Zależność gęstości prądu od napięć bramka–źródło oraz dren–źródło wyprowadzono analitycznie. Wykazano, że gęstość prądu zależy nie tylko od wysokości bariery potencjału [1, 6], ale także od rozkładu potencjału w pobliżu bariery.

1. WSTĘP

Zalety tranzystora polowego o charakterystykach triodowych, takie jak bardzo duże wzmocnienie mocy, mała moc sterująca bramki, duża częstotliwość graniczna, stabilność termiczna, małe zniekształcenia i wysokie napięcie wyjściowe sprawiły, że konstrukcja i technologia tego tranzystora zwanego SIT (Static Induction Transistor) są obecnie dynamicznie rozwijane [1, 2, 3, 4]. Zasada działania i jakościowy opis tranzystora SIT przedstawiony został w pracy [9]. O przebiegu zależności prądu drenu I_D od napięć bramka–źródło V_G i dren–źródło V_D w tranzystorze SIT decydują dwa różne zjawiska fizyczne w różnych zakresach wartości prądu I_D.

Przy dużych gęstościach prądu zależność $I_D(V_D)$ jest zbliżona do liniowej. Działanie tranzystora SIT w tym zakresie opisali Yamaguchi i Kodera [5] oraz Morenza i Esteve [6], tłumacząc liniowość charakterystyk $I_D(V_D)$ wpływem ładunku przestrzennego elektronów wstrzykiwanych do kanału na rozkład potencjału w przyrządzie.

W zakresie małych prądów obserwowano wykładniczą zależność prądu drenu I_D od napięcia dren–źródło V_D [1]. Jednakże dokładne pomiary tranzystorów SIT przeprowadzone przez autorów niniejszej pracy wykazały, że zależność ta odbiega nieco od wykładniczej. O wartości prądu I_D decyduje w tym obszarze efekt wstrzykiwania nośników ładunku ze źródła do kanału przez barierę potencjału. Bariera ta indukowana jest elektrostatycznie przez zaporowo spolaryzowaną względem źródła elektrodę bramki. Mechanizm

wstrzykiwania nośników przez barierę potencjału nie był dotąd jasny. Jedynie Nishizawa [1, 4] podjął próbę opisu tego zjawiska. Jednak żadna z obu przedstawionych przez Nishizawę hipotez nie opisuje poprawnie działania tranzystora SIT.

Zgodnie z pierwszą hipotezą Nishizawy płynący w tranzystorze SIT prąd jest termoemisyjnym prądem elektronów wstrzykiwanych ze źródła do kanału ponad barierę potencjału ψ. Gęstość prądu J_D miałaby się wyrażać zależnością analogiczną do wzoru Richardsona

$$J_D = q\left(\frac{kT}{2\pi m^*}\right)^{\frac{1}{2}} N_s \exp\left(-\frac{-qV_B}{kT}\right), \tag{1}$$

gdzie N_s – koncentracja donorów w źródle, m^* – masa efektywna elektronu w krzemie, $-q \cdot V_B = |\psi|$ – wielkość bariery potencjału.

Zależność (1) byłaby słuszna, gdyby odległość x_ψ bariery potencjału od źródła była mniejsza od średniej drogi swobodnej elektronów w krzemie λ równej 62 Å [7]. W rzeczywistości jednak odległość bramka–źródło i porównywalna z nią odległość x_ψ jest rzędu 1 μm [5, 6]. Prawdopodobieństwo, że elektron nie rozproszony pokona odległość x_ψ jest rzędu [8]

$$\exp[-x_\psi/\lambda] < 1 \cdot 10^{-70}. \tag{2}$$

Druga hipoteza Nishizawy [1] opiera się na stwierdzeniu, że elektrony o dostatecznie dużej energii dyfundują ze źródła w kierunku bariery potencjału, a o ich przestrzennym rozkładzie decyduje zjawisko rekombinacji

$$J_D = \frac{qD_n}{L_n} N_s \exp\left(-\frac{-qV_B}{kT}\right), \tag{3}$$

gdzie L_n – długość drogi dyfuzyjnej elektronów w krzemie, D_n – współczynnik dyfuzji elektronów.

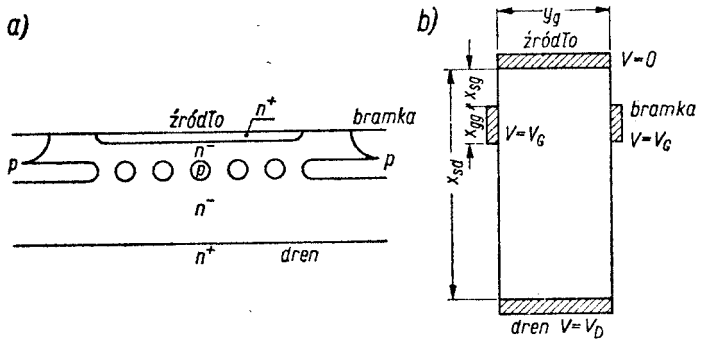
Tymczasem prąd płynący w tranzystorze SIT wywołany jest przepływem nośników większościowych, zjawisko rekombinacji można pominąć. O rozkładzie elektronów decyduje w rzeczywistości wstrzykiwanie nośników ze źródła oraz efekt szybkiego unoszenia do drenu nośników, które przekroczyły barierę potencjału.

W pracy niniejszej przedstawiono nową koncepcję opisu mechanizmu transportu nośników w tranzystorze SIT. Przyjęto mechanizm wstrzykiwania poprzez elektrostatycznie zaindukowaną barierę potencjału na skutek oddziaływania w kanale potencjałów bramki i drenu. Celem określenia kształtu i wysokości tej zaindukowanej bariery potencjału w rozdz. 2 przeprowadzono numeryczną analizę rozkładu potencjału w tranzystorze SIT. Opierając się na obliczonym rozkładzie potencjału w rozdz. 3, analitycznie wyprowadzone są zależności na przepływ prądu poprzez barierę potencjału w ujęciu jednowymiarowym.

2. ROZKŁAD POTENCJAŁU W TRANZYSTORZE SIT

Konstrukcję tranzystora SIT przedstawiono schematycznie na rys. 1a. Zaporowo względem źródła spolaryzowana bramka typu p indukuje elektrostatycznie barierę potencjału w opróżnionym z ruchomych nośników obszarze typu n^-. W zakresie małych

prądów bariera potencjału jest stosunkowo wysoka i do kanału wstrzykiwana jest jedynie niewielka liczba nośników ładunku elektrycznego. Ich wpływ na rozkład potencjału w tranzystorze jest pomijalnie mały w porównaniu z elektrostatycznym oddziaływaniem elektrod źródła, bramki i drenu oraz ładunku zjonizowanych domieszek w kanale. Jeśli grubość



Rys. 1. Przekrój tranzystora SIT: a) struktura rzeczywista, b) uproszczony fragment struktury do numerycznej analizy

obszaru n^- w tranzystorze SIT nie jest duża (na przykład 20 μm) oraz koncentracja domieszek N_D w tym obszarze jest mała (na przykład rzędu 10^{13} cm^{-3}), to w normalnych warunkach pracy tranzystora SIT, przy dodatnio spolaryzowanej elektrodzie drenu i ujemnie spolaryzowanej elektrodzie bramki, cały ten obszar jest opróżniony z ruchomych nośników ładunku elektrycznego [1]. Jednocześnie wobec silnego domieszkowania obszarów źródła, bramki i drenu, głębokość wnikania pola elektrycznego w te obszary jest bardzo mała. Rozkład potencjału $V(x, y)$ w tranzystorze SIT może być zatem wyznaczony przez rozwiązanie równania Poissona w obszarze n^- (rys. 1b)

$$\nabla^2 V(x, y) = -\frac{q}{\varepsilon} N_D, \tag{4}$$

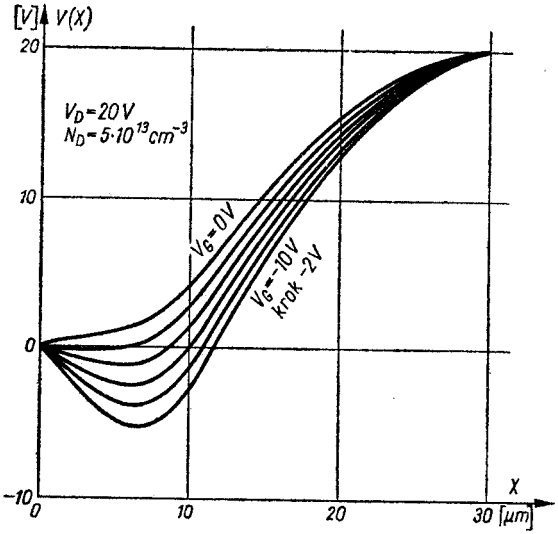
z następującymi warunkami brzegowymi

$$V(S)=0, \quad V(G)=V_G+V_{pn}, \quad V(D)=V_D+V_{nn}, \tag{5}$$

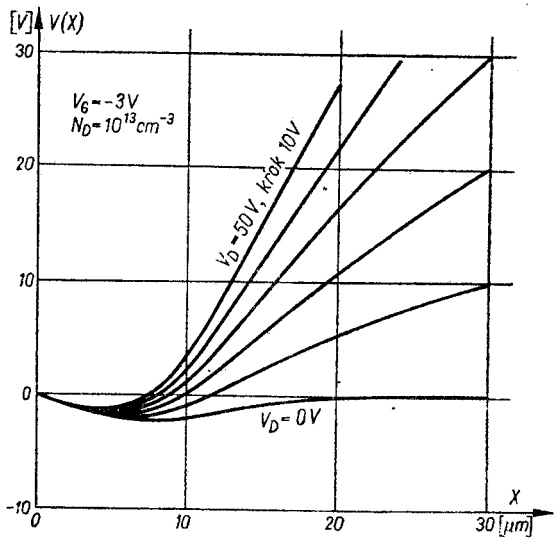
gdzie S, G, D – części brzegu obszaru n^- odpowiadające elektrodom źródła, bramki i drenu, V_G, V_D – napięcia bramka–źródło i dren–źródło, V_{pn}, V_{nn} – napięcia dyfuzyjne pomiędzy bramką a źródłem oraz drenem a źródłem. W pozostałych punktach brzegu kanału n^- pochodna normalna potencjału musi być zerem.

Z liniowości operatora Laplace'a wynika możliwość zastosowania zasady superpozycji przy rozwiązywaniu równania (4), a w konsekwencji liniowa zależność potencjału V w każdym punkcie kanału od napięć V_G i V_D oraz od koncentracji domieszek w kanale N_D

$$V(x, y, V_G, V_D, N_D) = U_G(x, y)(V_G+V_{pn}) + U_D(x, y)(V_D+V_{nn}) + U_q(x, y) N_D, \tag{6}$$



Rys. 2. Rozkład potencjału $V(x)$ w środku kanału tranzystora SIT w funkcji odległości od źródła x przy napięciu bramka–źródło V_G jako parametrze dla koncentracji domieszek w kanale $N_D = 10^{13}$ cm^{-3}



Rys. 3. Rozkład potencjału $V(x)$ w środku kanału tranzystora SIT w funkcji odległości od źródła x przy napięciu dren–źródło V_D jako parametrze dla koncentracji domieszek w kanale $N_D = 10^{13}$ cm^{-3}

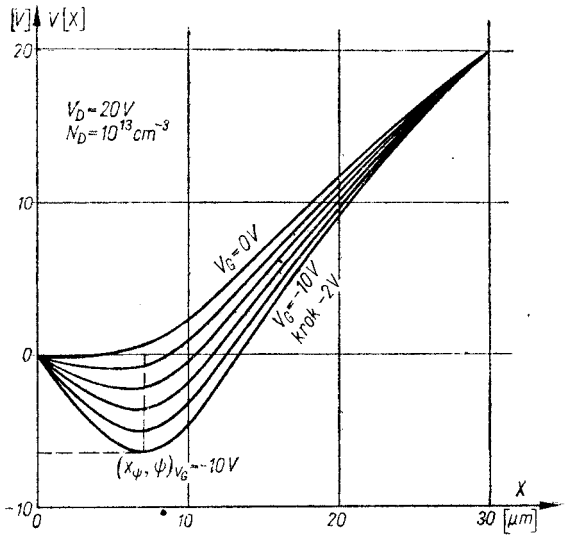
gdzie $U_G(x, y)$, $U_D(x, y)$, $U_q(x, y)$ – spełniają następujące równania:

$$\nabla^2 U_G(x, y) = 0 \quad \text{przy} \quad V(G) = 1, \quad V(D) = 0, \tag{7}$$

$$\nabla^2 U_D(x, y) = 0 \quad \text{przy} \quad V(G) = 0, \quad V(D) = 1, \tag{8}$$

$$\nabla^2 U_q(x, y) = -\frac{q}{\varepsilon} \quad \text{przy} \quad V(G) = 0, \quad V(D) = 0. \tag{9}$$

Zależność (6) oznacza, że dla danego tranzystora wystarczy dwa razy rozwiązać równanie Laplace'a i raz równanie Poissona, aby móc określić rozkład potencjału w przyrządzie dla dowolnych wartości V_D i V_G. Obliczone zgodnie z zależnością (4) rodziny



Rys. 4. Rozkład potencjału $V(x)$ w środku kanału tranzystora SIT w funkcji odległości od źródła x przy napięciu bramka-źródło V_G jako parametrze dla koncentracji domieszek w kanale $N_D = 5 \cdot 10^{13}$ cm^{-3}

rozkładów potencjałów w środku kanału tranzystora SIT dla różnych napięć V_D oraz V_G ilustrują rys. 2 i 3. Na rys. 3 i 4 przedstawiono wpływ koncentracji domieszek w kanale N_D na rozkład potencjału w środku kanału. Obliczeń dokonano dla struktury przedstawionej na rys. 1b dla $x_{SG} = 5$ μm, $x_{SD} = 30$ μm, $y_G = 10$ μm, $y_{GG} = 5$ μm, $N_D = 10^{13}$ cm^{-3}, $N_S = 10^{19}$ cm^{-3} przy użyciu minikomputera HP 9830.

3. GĘSTOŚĆ PRĄDU W TRANZYSTORZE SIT

Ze względu na charakterystyczny siodłowy rozkład potencjału w tranzystorze SIT, dla pełnego opisu zjawisk zachodzących w tym przyrządzie należy posłużyć się metodami analizy dwuwymiarowej [6]. Jednak większość nośników ładunku wstrzykiwana jest ze źródła do kanału w środku szerokości kanału, gdzie wysokość bariery potencjału jest najmniejsza. Przyjmując, że prąd płynie głównie przez środek kanału otrzymujemy uproszczony jednowymiarowy model przyrządu, w którym gęstość prądu określona jest równaniem

$$J_n = qn(x)v(x) + qD_n \frac{dn(x)}{dx}, \tag{10}$$

gdzie D_n – stała dyfuzji, $v(x)$ – prędkość unoszenia elektronów w polu elektrycznym, $n(x)$ – koncentracja elektronów.

W zakresie małych prądów decydujący wpływ na wartość prądu na wysokość bariery potencjału [1, 6]. Istniejące w obszarze między barierą a drenem pole elektryczne – rys. 2 i 3 – powoduje jedynie unoszenie w kierunku drenu wstrzykniętych nośników. Dla wyznaczenia gęstości prądu J_n wystarczy zatem rozważać zależność (10) w pobliżu bariery potencjału, gdzie potencjał przyjmuje wartości ujemne. W obszarze tym pole elektryczne przyjmuje wartości mniejsze od krytycznego natężenia pola elektrycznego E_{kryt} (rys. 2

i 3) więc spełnione są zależności

$$v(x)=\mu_n E(x), \tag{11}$$

$$D_n=V_T\mu_n, \tag{12}$$

gdzie μ_n – ruchliwość elektronów, $E(x)=-dV(x)/dx$ – natężenie pola elektrycznego, $V_T=kT/q$ – potencjał termiczny.

Po podstawieniu (11) i (12) do (10) oraz pomnożeniu obu stron równania (10) przez czynnik $\exp[-V(x)/V_T]$ otrzymujemy

$$J_n \exp\left[-\frac{V(x)}{V_T}\right]=qD_n\left[\frac{dn(x)}{dx}\exp\left[-\frac{V(x)}{V_T}\right]-\frac{n(x)}{V_T}\frac{dV(x)}{dx}\exp\left[-\frac{V(x)}{V_T}\right]\right]. \tag{13}$$

Stosując zależność na pochodną iloczynu, można równanie (13) zapisać w postaci

$$J_n \exp\left[-\frac{V(x)}{V_T}\right]=qD_n\frac{d}{dx}\left[n(x)\exp\left[-\frac{V(x)}{V_T}\right]\right]. \tag{14}$$

W wyniku całkowania obu stron równania (14) wzdłuż kanału w obszarze, gdzie potencjał przyjmuje wartości ujemne, otrzymujemy

$$J_n\int_0^{x_0}\exp\left[-\frac{V(x)}{V_T}\right]dx=qD_n\left[n(x_0)\exp\left[-\frac{V(x_0)}{V_T}\right]-n(0)\exp\left[-\frac{V(0)}{V_T}\right]\right]. \tag{15}$$

gdzie $x=0$ – współrzędna źródła, $V(0)=0$, $x=x_0$ – współrzędna punktu pomiędzy barierą potencjału a drenem, w którym potencjał jest zerowy ($V(x_0)=0$ rys. 2), $n(0)=N_s$ – koncentracja elektronów w źródle.

Wyrażenie na gęstość prądu przyjmuje zatem postać

$$J_n=\frac{qD_n[n(x_0)-N_s]}{\int_0^{x_0}\exp\left[-\frac{V(x)}{V_T}\right]dx}. \tag{16}$$

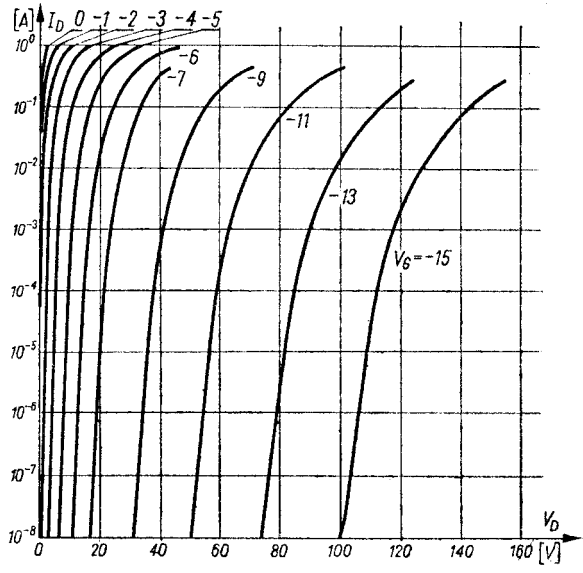
W zakresie małych prądów koncentracja nośników wstrzykiwanych do kanału jest oczywiście znacznie mniejsza od koncentracji elektronów w źródle N_s. Uwzględniając zatem

$$n(x_0)\ll N_s \tag{17}$$

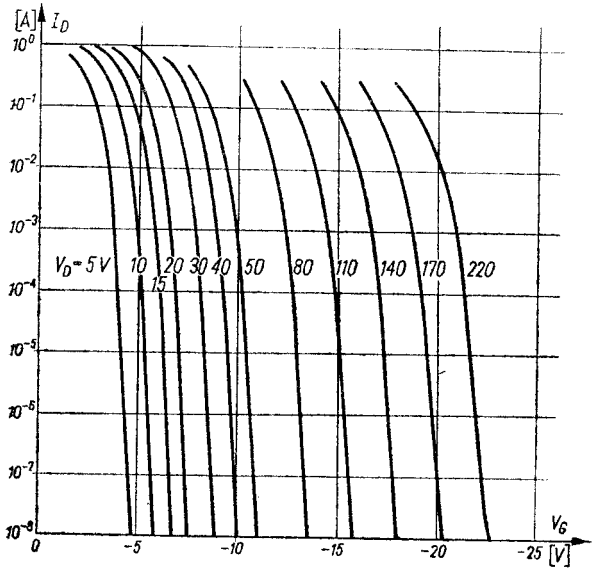
w wyrażeniu (16), otrzymujemy

$$J_n\approx-\frac{qD_nN_s}{\int_0^{x_0}\exp\left[-\frac{V(x)}{V_T}\right]dx}. \tag{18}$$

Wyrażenie (18) opisuje gęstość prądu J_n w tranzystorze SIT w zależności od rozkładu potencjału w przyrządzie $V(x)$. Uwzględnienie w obliczeniach obszaru położonego po-

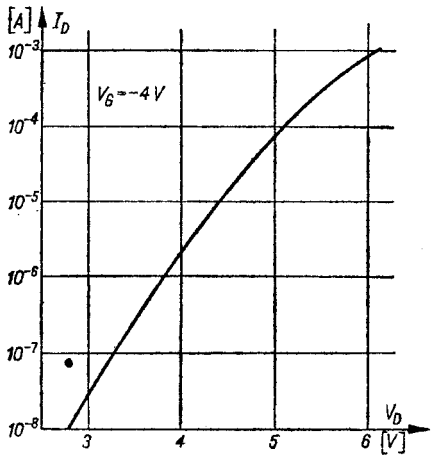


Rys. 5. Zależność prądu drenu I_D od napięcia dren–źródło V_D przy napięciu bramka–źródło V_G jako parametrze

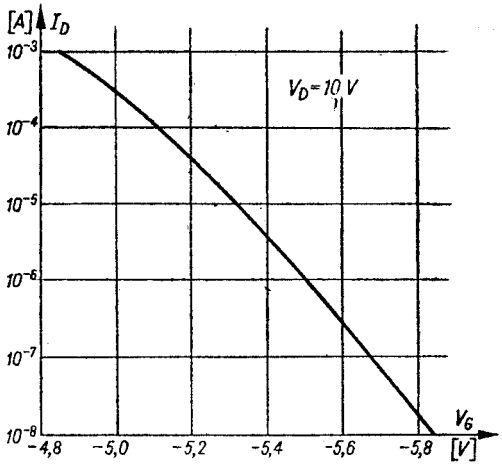


Rys. 6. Zależność prądu drenu I_D od napięcia bramka–źródło V_G przy napięciu dren–źródło V_D jako parametrze

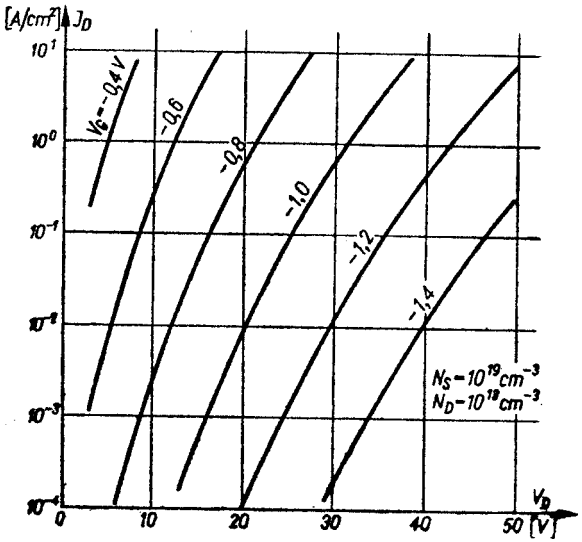
między punktem x_0 a drenem tylko nieznacznie zmienia wynik obliczeń, ponieważ przesunięcie w równaniu (18) granicy całkowania od punktu x_0 w stronę drenu praktycznie nie spowoduje zmiany wartości całki po lewej stronie równania. W obszarze dodatnich potencjałów – rys. 2 – funkcja podcałkowa szybko zmierza do zera przy wzroście potencjału.



Rys. 7. Prąd drenu I_D w funkcji napięcia V_D przy $V_G=-4$ V



Rys. 8. Prąd drenu I_D w funkcji napięcia V_G przy $V_D=10$ V



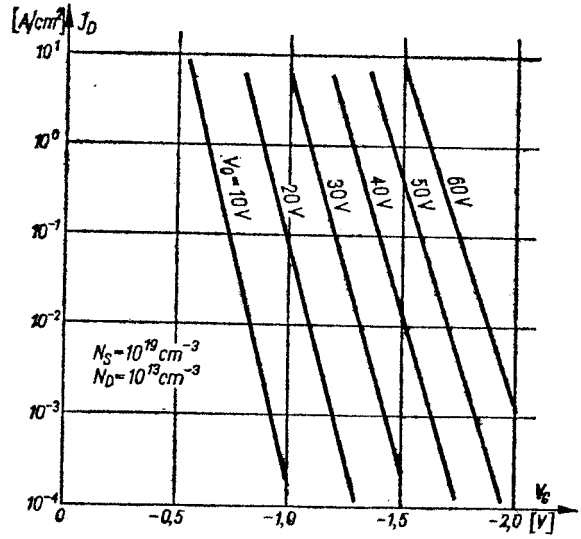
Rys. 9. Teoretyczna zależność gęstości prądu drenu I_D w środku kanału tranzystora z rys. 1b w funkcji napięcia V_D przy napięciu V_G jako parametrze

Aproksymując funkcję kwadratową, rozkład potencjału (rys. 2) w pobliżu bariery potencjału o wysokości $|\psi|$, położonej w odległości x_ψ od źródła, otrzymujemy

$$V(x)\approx\frac{|\psi|}{x^2}\,x(x-2x_\psi). \tag{19}$$

Po podstawieniu zależności (19) do (18) wyrażenie na gęstość prądu drenu J_n przybiera postać

$$J_n=-\frac{qD_nN_s}{\int\limits_0^{2x_\psi}\exp\left[-\frac{|\psi|x(x-2x_\psi)}{x^2V_T}\right]dx}, \tag{20}$$



Rys. 10. Teoretyczna zależność gęstości prądu drenu I_D w środku kanału tranzystora z rys. 1b w funkcji napięcia V_G przy napięciu V_D jako parametrze

czyli, po obliczeniu całki w mianowniku (20)

$$J_n = -\frac{qD_n N_s}{x_\varphi \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{|\psi|}{V_T}}\right)} \sqrt{\frac{|\psi|}{\pi V_T}} \exp\left[-\frac{|\psi|}{V_T}\right], \tag{21}$$

gdzie

$$\operatorname{erf}(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\xi \exp(-u^2)\, du.$$

W zakresie małych prądów bariera potencjału $|\psi|$ jest stosunkowo wysoka i przynajmniej kilkakrotnie przewyższa potencjał V_T. Funkcja $\operatorname{erf}(\sqrt{|\psi|/V_T})$ jest bliska jedności, np. $\operatorname{erf}(2)=0{,}995$, więc zależność (21) upraszcza się do postaci

$$J_n = -\frac{qD_n N_s}{x_\varphi} \sqrt{\frac{|\psi|}{\pi V_T}} \exp\left[-\frac{|\psi|}{V_T}\right]. \tag{22}$$

Korzystając z liniowej zależności potencjału w każdym punkcie kanału od napięć V_G oraz V_D [6], również wysokość bariery potencjału w wyrażeniu (22) można przedstawić w postaci liniowej funkcji napięć V_G i V_D

$$J_n = -\frac{qD_n N_s}{x_\varphi} \sqrt{\frac{|\psi|}{\pi V_T}} \exp\left\{\frac{\eta\left[(V_G+V_{pn}) + \frac{1}{\mu}(V_D+V_{nn})\right] + V_Q}{V_T}\right\}, \tag{23}$$

gdzie $\eta = U_G(x_\varphi, y_\varphi)$, μ – współczynnik wzmocnienia napięciowego tranzystora SIT

$$\frac{\eta}{\mu} = U_D(x_\varphi, y_\varphi), \qquad V_Q = N_D U_q(x_\varphi, y_\varphi).$$

Zależność (23) wyjaśnia wykładniczy w przybliżeniu przebieg charakterystyk $I_D(V_D)_{V_G}$ oraz $I_D(V_G)_{V_D}$ tranzystora SIT w zakresie małych prądów – rys. 5 i 6. Wynika z niej także, że wykres prądu I_D w funkcji napięć V_G oraz V_D w skali liniowo-logarytmicznej nie jest linią prostą, lecz jego nachylenie maleje ze wzrostem prądu I_D, to jest ze zmniejszeniem się wysokości bariery $|\psi|$. Efekt ten można zaobserwować na dokładnych charakterystykach rzeczywistego tranzystora – rys. 7 i 8 i potwierdza on słuszność opisu prądu w tranzystorze SIT przez wyrażenie (23). Na rys. 9 i 10 przedstawiono wyniki obliczeń numerycznych dokonanych na podstawie zależności (18) dla struktury z rys. 1b, przy przyjęciu $N_s = 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Charakter otrzymanych krzywych zgodny jest z wynikami pomiarów – rys. 5 i 6, co potwierdza słuszność przedstawionej teorii.

4. WNIOSKI

Dwuwymiarowa analiza rozkładu potencjału w tranzystorze SIT oraz przyjęcie jednowymiarowego modelu dla obliczenia gęstości prądu płynącego w przyrządzie pozwoliły wyjaśnić eksponencjalny w przybliżeniu przebieg charakterystyk tranzystora w zakresie małych prądów. Gęstość prądu płynącego w przyrządzie zależy nie tylko od wysokości bariery potencjału, jak wskazywano poprzednio [1, 4, 6], ale również od przebiegu potencjału w pobliżu bariery (18). Efekt ten uwidacznia się na charakterystykach przyrządu w postaci odchylenia od idealnego przebiegu wykładniczego (rys. 7 i 8). Wyprowadzona w pracy zależność (23) zbliżona jest do zależności podanej przez Nishizawę [1], przy czym w miejsce długości dyfuzji L_D należy wstawić wartość $W\cdot\sqrt{V_T/|\psi|}$, gdzie W jest szerokością, a $|\psi|$ wysokością bariery potencjału.

Ilościowa weryfikacja tej zależności jest o tyle trudna, że prąd tranzystora SIT zależy nie tylko od wysokości bariery potencjału, ale także od efektywnej powierzchni przepływu. Wartości wysokości bariery potencjału określić można, jak się wydaje, z pomiarów zależności temperaturowych i zagadnienie to jest przedmiotem aktualnie prowadzonych badań.

Przy silniej domieszkowanym obszarze n^-, warstwa zaporowa, to jest obszar opróżniony ze statycznych nośników ładunku nie obejmuje całego obszaru n^-. W tym przypadku dla znalezienia rozkładu potencjału należy rozwiązywać układ trzech równań: Poissona, ciągłości i równania na gęstość prądu [5, 6]. Zależności (18) i (23) pozostają jednak i w tym przypadku słuszne. Konsekwencją zmian granicy warstwy zaporowej ze zmianami napięcia dren–źródło V_D jest zależność współczynnika wzmocnienia napięciowego μ od napięcia V_D [9].

WYKAZ LITERATURY

1. Nishizawa J., Terasaki T., Shibata J.: *Field-effect transistor versus analog transistor* (Static induction transistor). IEEE Trans. on Electron Devices, vol. ED-22, No 4, 1975, pp. 185 - 197.
2. Ozawa O., Iwasaki H., Muramoto K.: *A vertical channel JFET fabricated using silicon planar technology*. IEEE Journal of Solid-State Circuits, vol. SC-11, No 4, 1976, pp. 511 - 518.
3. Ozawa O., Iwasaki H.: *A vertical FET with self-alignet ion-implatend source and gate regions*. IEEE Trans. on Electron Devices, vol. ED-25, No 1, 1978, pp. 56 - 57.

4. Nishizawa J., Yamamoto K.: *High-frequency high-power static induction transistor.* IEEE Trans. on Electron Devices, vol. ED-25, No 3, 1978, pp. 314 - 322.
5. Yamaguchi K., Kodera H.: *Optimum design of triode-like JFET's by two-dimensional computer simulation.* IEEE Trans. on Electron Devices, vol. ED-24, No 8, 1977, pp. 1061 - 1069.
6. Morenza J. L., Esteve D.: *Entirely diffused vertical channel JFET. Theory and experiment.* Solid--State Electronics, vol. 21, No 5, 1978, pp. 739 - 746.
7. Sze S., M.: *Physics of semiconductor devices.* John Wiley and Sons, Inc., 1969.
8. Ning T. H.: *Hot electron emission from silicon to silicon dioxide.* SSE, vol. 21, No 1, 1978, pp. 273 - - 282.
9. Płotka P., Wilamowski B. M.: *Tranzystor polowy o charakterystykach triodowych.* Rozpr. Elektrot. No 26, 1980, ss. 141 - 156.

ТЕОРИЯ ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА С ТРИОДНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ В ДИАПАЗОНЕ МАЛЫХ ТОКОВ

Представлен новый подход к описанию полевого транзистора с триодными характеристиками в диапазоне малых токов. Двухмерный анализ распределения электрического потенциала в приборе вместе с упрощенным одномерным представлением плотности тока позваляет объяснить экспоненциальную форму вольт-амперных характеристик прибора в диапазоне малых токов. Выведена теоретическая зависимость плотности тока от напряжнения затвор-источник и напряжнения сток-источник. Доказано что плотность тока зависит не только от высоты потенциального барьера [1, 6], но тоже от распределения электрического потенциала в близости барьера.

THEORY OF A TRIODE-LIKE J-FET IN LOW CURRENT REGION

A new method for describing of a static induction transistor (SIT) action in a low current region is proposed. Two-dimensional analysis of a potential distribution in the device and simplified, one-dimensional current density analysis allow to explain exponential characteristics of SIT in a low current region. Current density dependences on gate-source voltage on drain-source voltage have been obtained analytically. It has been shown that the current density depends not only on the potential barrier height [1, 6], but also on the potential distribution near the barrier.

THEORIE DES FELDEFFEKTTRANSISTORS MIT TRIODEKENNLINIEN BEI KLEINEN STRÖMEN

Es wurde eine neue Auffassung der Wirkung des Feldeffecttransistors mit Triodekennlinien bei kleinen Ströme dargestellt. Die zweidimensionale Analyse der Potentialverteilung sowie die vereinfachte einsdimensionale Beschreibung der Stromdichteermöglichen den exponentialen Verlauf der Transistorkennlinien bei kleinen Ströme zu erklären. Es wurde auch die analytische Ableitung der Abhängigkeit des Stroms von der Tor-Quelle Spannung sowie Senke-Quelle Spannung vogestellt. Ausserdem wurde es bewiesen, daβ der Strom nicht nur von der Höhe des Spannungsbarriere [1, 6] aber auch von Spannungsverteilung in der Nahe der Barriere abhänging ist.