

MONOSTORI LÁSZLÓ
MTA Számítástechnikai és Automatizálási Kutatóintézet

MOS tranzisztorok kétdimenziós numerikus analízise

ETO 621.3.049.774.2;621.382.3.011.7;681.3.06

A félvezetőeszközök tervezésénél elengedhetetlenül szükséges az eszközökön belül lejátszódó fizikai folyamatok pontos ismerete. A félvezetőeszközök háromdimenziósak, de az alapvető fizikai működésük sok esetben két dimenzióban leírható. Néhány eszköz — pl. egyes MOS eszközök, p-n átmenet, bipoláris tranzisztor — viselkedése még egydimenziós modellel is kielégítően vizsgálható.

A kétdimenziós modellekben a fizikai folyamatokat általában csatolt nemlineáris parciális differenciálegyenletek fejezik ki, melyeknek megoldása szinte kizárólagosan számítógéppel végezhető el.

A BME Elméleti Villamosságtan Tanszékén nappali szakmérnökhallgatóként, dr. Veszely Gyula adjunktus irányításával elkészítettem egy programrendszert [22], mely lehetővé teszi a MOS tranzisztorok gyártás előtti vizsgálatát, az eszközök jellemző paramétereinek valamely szempont szerinti optimalizálását. Célul tűztük ki azt is, hogy a programrendszer legyen alkalmas a MOS tranzisztorok működésében szerepet játszó fizikai folyamatok további vizsgálatára, szolgáljon alapul a hálózatanalízis — programokban felhasznált tranzisztormodellek finomítására, és eredményeivel — így az elkészített számítógépes ábrákkal — segítse az egyetemi oktatást.

Ebben a cikkben összefoglaljuk azt az elméleti anyagot, amelyet a programrendszer elkészítésénél felhasználtunk, majd a programrendszer rövid ismertetése után néhány eredménnyel mutatjuk be a rendszer alkalmazhatóságát.

1. Az előforduló jelölések értelmezése

D	diffúziós tényező
$Dop = N_D - N_A$	adalekölés
h	rácstávolság
I_D	drain-áram
J	áramsűrűség

K	az iteráció sorszáma
n	elektronsűrűség
N_A	akceptorsűrűség
N_D	donorsűrűség
p	lyuksűrűség
q	az elektron töltésének abszolút értéke
R	rekombinációs tényező
t	idő
u	potenciál
V_D	drain-feszültség
V_G	gate-feszültség
x	a csatornára merőleges tengely
x_0	az oxidréteg vastagsága
y	a csatorna irányárba eső tengely
δ	a potenciál megváltozása
ϵ	permittivitás
$\epsilon_{ox}, \epsilon_s$	az oxid, illetve a félvezető permittivitása
μ	mozgékonyosság
ρ	töltéssűrűség

Megjegyzés: A jelöléseknél levő n index mindig elektronokra, a p index mindig lyukakra vonatkozó mennyiségre utal.

A 2. fejezettől kezdve a * jelet normalizálatlan értékeknél tüntettük fel.

A rácsponti értékeket i, j indexszel láttuk el.

2. A megoldandó egyenletek, határfeltételek

A félvezetőeszközökben lejátszódó transzportjelenségeket a következő egyenletek írják le:

$$\nabla^2 u^* = -q/e \cdot (p^* - n^* + DOP^*), \quad (1)$$

ahol $DOP^* = N_D^* - N_A^*$.

Az (1) kifejezés a Poisson-egyenlet.

Az elektronáram egyrészt a drift-, másrészt a diffúziós komponensből áll, így az elektronok áramsűrűségére vonatkozó egyenlet:

$$\mathbf{J}_n^* = -q \cdot \mu_n^* \cdot n^* \cdot \nabla u^* + q \cdot D_n^* \cdot \nabla n^*. \quad (2a)$$

Hasonlóképpen a lyukáram sűrűsége:

$$\mathbf{J}_p^* = -q \cdot \mu_p^* \cdot p^* \cdot \nabla u^* - q \cdot D_p^* \cdot \nabla p^* \quad (2b)$$

A folytonossági egyenletek:

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_n^* - q \cdot \frac{\partial n^*}{\partial t^*} = q \cdot R^*, \quad (3a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_p^* + q \cdot \frac{\partial p^*}{\partial t^*} = -q R^*. \quad (3b)$$

Az egyenleteket — egyrészt a felesleges konstansok elhagyása, másrészt a szereplő változók nagyságrendjének számítástechnikai szempontból való előnyös megváltoztatása érdekében — normalizálni szokás (pl. [3]).

Írjuk fel az (1)–(3) egyenletek normalizált alakját, de tüntessük fel azt, hogy a változók az x, y távolságok függvényei (kétdimenziós vizsgálatra szorítkozunk). Vonjuk össze a (2) és (3) összefüggéseket, közben pedig — stacionárius megoldást keresve — hagyjuk el az időbeli deriváltakat tartalmazó tagokat.

Így:

$$\nabla^2 u(x, y) = n(x, y) - p(x, y) - DOP(x, y), \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \{\mu_n(x, y) \cdot [-n(x, y) \cdot \nabla u(x, y) + \nabla n(x, y)]\} = R(x, y), \quad (5a)$$

$$\nabla \cdot \{\mu_p(x, y) \cdot [p(x, y) \cdot \nabla u(x, y) + \nabla p(x, y)]\} = R(x, y). \quad (5b)$$

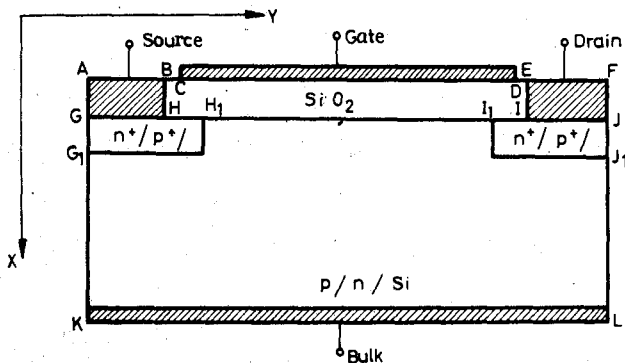
Az (5a), (5b) egyenletek kapcsán megjegyezzük, hogy a μ_n, μ_p mozgékonyosságok és az R rekombinációs tényező csak közvetve a helykoordináták függvényei, valójában több tényezőtől — az előbbi például az adalékolástól, a térerőtől, az utóbbi pedig a lyuk-, illetve elektronsűrűségtől — függenek.

2.1 Határfeltételek

MOS tranzisztor síkmetszete látható az 1. ábrán. Az 1. ábra jelöléseit használva, a $GKLJ$ tartományon a (4)–(5) egyenletek mindegyikét meg kell oldanunk, a $BHIE$ részen pedig a

$$\nabla^2 u(x, y) = 0 \quad (6)$$

Laplace-egyenletet kell teljesítenünk. (6) felírásakor



H654-ML1

1. ábra. MOS tranzisztor keresztmetszete

feltételeztük, hogy az oxidrétegben nincs töltés. Amennyiben az oxidban ismert a $\rho(x, y) \neq 0$ töltéssűrűség-függvény, úgy azt a (6) egyenlet jobb oldalán szerepeltethetjük.

Az egyenletek megoldása során a következő határfeltételeket kell teljesítenünk:

a) Az $AGHB, EIJF, CD$ és KL fém kontaktusokon a potenciál állandó.

b) A BC és DE szakaszon a potenciálmenetet lineárisnak tekintjük.

c) A HI szakaszon (az oxid-félvezető határon) mind az elektron-, mind a lyukáram normális komponensét nullának vesszük.

Ha eltekintünk az oxid-félvezető átmenetnél befogott töltésmennyiségtől, ezen a szakaszon az eltolási vektor normális komponensének folytonosságát kell a potenciálfüggvénnyel teljesítenünk:

$$\epsilon_{ox} \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) \Big|_{x=x_0-0} = \epsilon_s \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) \Big|_{x=x_0+0} \quad (7)$$

d) Feltételezzük, hogy a GK és JL szakaszon mind a feszültségnek, mind a lyuk-, illetve elektronsűrűségnek az y irányú változásától eltekinthetünk, vagyis:

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial n}{\partial y} = \frac{\partial p}{\partial y} = 0. \quad (8)$$

Másik lehetséges közelítés, hogy a p - n átmenet egydimenziós analízisének eredményét vesszük figyelembe ezeken a szakaszokon [8].

e) A GH, IJ és KL szakaszokon, ahol a félvezető fémmel érintkezik, az ohmos kontaktusokra jellemző feltételeket teljesítjük:

$$\rho(x, y) = 0, \quad (9a)$$

$$n(x, y) \cdot p(x, y) = 1. \quad (9b)$$

A (9a) összefüggés a semlegességi, a (9b) pedig az egyensúlyi feltételt fejezi ki.

f) A GH, IJ és KL szakaszokon szerepeltetjük a fém kontaktusok és félvezető-tartományok közti (9)-ből adódó kontaktpotenciál-különbséget.

A gate-kontaktus és a félvezető közötti kontaktpotenciál-különbséget beleértjük a gate-feszültség értékébe.

3. Az egyenletek diszkrétizálása

A (4)–(5) egyenletek csatolt elliptikus differenciálegyenletek. A megoldást nehezíti, hogy a mozgékony- és rekombináció-értékek az ismeretlenek bonyolult nemlineáris függvényei. Az egyenletrendszer megoldása iteráció útján végezhető el, amelynek minden lépésekor a nemlinearitást okozó tagokat az előző iteráció eredményei alapján számoljuk. Így minden egyes lépésnél lineáris elliptikus differenciálegyenleteket kell megoldanunk. Az iterációs eljárást addig folytatjuk, míg a megoldás valamilyen pontossági követelménynek meg nem felel.

A lineáris elliptikus differenciálegyenletek megoldásának leggyakrabban használt eszköze a rácsmódszer [16]. Előnyös tulajdonságai miatt a rácsmódszer, avagy a véges differenciák módszere egyed-

uralkodó szerepet játszik a félvezetőeszközök modellezésénél felmerülő numerikus matematikai problémák (parabolikus-, illetve egyenáramú feladat esetén elliptikus parciális differenciálegyenlet-rendszerek) megoldása során [10].

3.1 A Poisson-egyenlet diszkretizációja

A Poisson-egyenletet a következőképpen diszkretizálhatjuk (írhatjuk át differenciaegyenletté).

Vegyük fel a töltéssűrűség és a potenciál közötti kapcsolatot az

$$n(x, y) = \alpha(x, y) \cdot e^{-u(x, y)} \quad (10a)$$

$$p(x, y) = \beta(x, y) \cdot e^{-u(x, y)} \quad (10b)$$

alakban. Az összefüggések lényegében a Boltzman-eloszlás szerepeltetését jelentik, de az α és β tényezők x, y függésével lehetővé tesszük a töltéssűrűségnek az egyensúlyi eloszlástól való eltérését is.

A (10a, b) összefüggések felvétele tulajdonképpen nem szükségszerű. A (4), (5a, b) egyenletekből álló csatolt rendszer (10) nélkül is megoldható. A (10a, b) összefüggések szerepeltetésének a célja: az egyenletek közti csatolás erősítése, vállalva azt a hátrányt is, hogy ezáltal a Poisson-egyenletet u -ban nemlineárisra tesszük. A leírt módszert az irodalom szerint széles körben használják [10].

A (10a, b)-vel nemlineárisra tett Poisson-egyenlet megoldását iterációval végezzük. Írjuk fel a $(K+1)$ -edik iteráció eredményét az

$$U_{i,j}^{(K+1)} = U_{i,j}^{(K)} + \delta_{i,j}^{(K)} \quad (11)$$

alakban, ahol $\delta_{i,j}^{(K)}$ a potenciál (i, j) rácspontbeli értékének a $(K+1)$ -edik iterációkor keletkezett korrekciója.

(11)-et (4) nemlineáris formájába beírva, majd feltételezve, hogy már elég közel járunk a megoldáshoz — a nemlineáris tagokat Taylor-soruk első két tagjával helyettesítve, a Poisson-egyenlet diszkretizált formáját kapjuk:

$$\nabla^2 \delta_{i,j}^{(K)} - \delta_{i,j}^{(K)} (n_{i,j}^{(K)} + p_{i,j}^{(K)}) = n_{i,j}^{(K)} - p_{i,j}^{(K)} - DOP_{i,j} - \nabla^2 u_{i,j}^{(K)}. \quad (12)$$

Minden egyes iterációs lépés után az előző iteráció rácsponti potenciálértékeit módosítjuk (11) szerint a kapott $\delta_{i,j}^{(K)}$ megváltozásokkal.

3.2. A folytonossági egyenletek diszkretizációja

Míg a (12) egyenlet általánosan elfogadott, a folytonossági egyenletek többféle diszkretizált alakját találhatjuk az irodalomban.

Az egyszerűség kedvéért tételezzünk fel egy egydimenziós, azonos h osztású rácsot. Az elektronáram-sűrűség x szerinti differenciálhányadosának szokásos közelítése az i -edik rácspontban (elhagyva az n indexet):

$$\frac{dJ}{dx} \Big|_{x=i \cdot h} = (J_{i+1/2} - J_{i-1/2})/h. \quad (13)$$

Feltételezve, hogy két szomszédos rácspont között a potenciál állandó, az áramsűrűség általában hasz-

nált diszkretizált alakjához jutunk [6]:

$$J_{i+1/2} = \frac{\mu_{i+1/2}}{h} [n_{i+1} \cdot e^{-\Delta u/2} - n_i \cdot e^{\Delta u/2}], \quad (14)$$

ahol $\Delta u = u_{i+1} - u_i$ és $\mu_{i+1/2} = \frac{\mu_i + \mu_{i+1}}{2}$.

Abban az esetben, amikor az elektromos térerőt és az áramsűrűséget tekintjük állandónak két szomszédos rácspont között, akkor Scharfetter és Gummel képletét kapjuk [4]:

$$J_{i+1/2} = -\mu_{i+1/2} \cdot \frac{\Delta u}{h} \left[\frac{n_{i+1}}{1 - e^{-\Delta u}} + \frac{n_i}{1 - e^{\Delta u}} \right]. \quad (15)$$

Belátható [10], hogy a (14) kifejezés alkalmazásakor, az egyenletek megoldásakor $|\Delta u| > 2$ esetén a rács egyes pontjaiban negatív töltéssűrűséget kapunk. Ezért (14) csak $|\Delta u|$ aránylag kis értékeinél használható. Ez a tulajdonság adott rácsméret esetén erősen behatárolja a szerkezetre kapcsolt feszültségek értékeit. Azonos feszültségviszonyok esetén a Scharfetter—Gummel-képletet alkalmazva sokkal kisebb méretű rács elég a konvergenciához.

A (15)-tel kapcsolatban még megjegyezzük, hogy $|\Delta u| \ll 1$ esetén megegyezik (14)-gyel, $|\Delta u| \gg 1$ esetén pedig a driftáram kifejezését adja.

Hasonló jellegű képleteket nyerünk a lyukáram vizsgálatakor is.

A (13), (14), (15) képletek kétdimenziós esetre is kiterjeszthetők.

Az 1. pontban leírt peremfeltételeket nagyobb nehézségek nélkül beépíthetjük a differenciálegyenletek ebben a fejezetben felírt differencia-analogonjaiba.

4. Az egyenletrendszer megoldása

Az előzőekben láttuk, hogy tulajdonképpen három csatolt elliptikus differenciálegyenletet kell megoldanunk. A nemlinearitás miatt a megoldás egzisztenciája és unicitása nem garantált. A következőkben leírt algoritmus helyességét a gyakorlat igazolta.

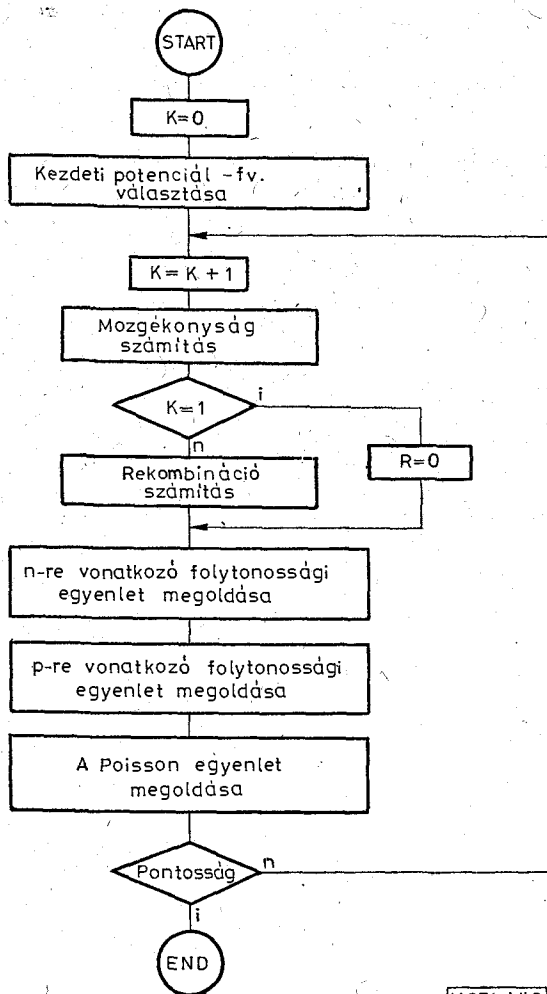
Az egyenletek nemlinearitása miatt iterációs megoldási algoritmust kell választanunk, melyet a 2. ábra kapcsán ismertetünk.

A teljes rendszert tekintve az u potenciál, valamint az n és p töltéssűrűség-függvények az ismeretlenek. Segítségükkel a tranzisztor más jellemzői számíthatók.

A 2. ábra algoritmusának legfontosabb tulajdonsága, hogy a három egyenletet egymástól különállóan, szekvenciálisan oldjuk meg.

A mozgékonyág-, illetve a rekombináció-értékeket a változóktól való függésük miatt mindig az előző iterációs lépés alapján számoljuk. A folytonossági egyenletek megoldása során a potenciál, a Poisson-egyenletnél a töltéssűrűségek rácspontbeli értékeit tekintjük az előző iterációs lépés alapján ismeretnek.

A (4), (5) differenciálegyenletekben szereplő differenciál-operátorok közelítésében a szakirodalom szerint általánosan elfogadott az 5-pontos differencia-formulák alkalmazása. Mivel ekkor az egy pont-ra felírt differencia-hányadosban maximálisan 4 másik (a 4 szomszédos) rácspontbeli függvényérték



H 654-ML2

2. ábra. A 3 csatolt elliptikus differenciálegyenlet megoldásának vázlatos diagramja

mágnesszalagos bázison keresztül tartanak kapcsolatot.

Ily módon az egyenletek megoldását végző programot megelőzi egy előkészítő program, amely a megoldáshoz szükséges, de attól különválasztható feladatokat (pl. rácsgenerálás, kezdeti potenciál-függvény-felvétel stb.) hajtja végre. Az analízis eredményül kapott kétváltozós függvények láthatóvá tételét egy harmadik program végzi. A negyedik részprogram több analízis-eredményt felhasználva karakterizistikát számol és ábrázol, összeveti az analitikus úton, illetve a kétdimenziós analízis segítségével kapott eredményeket, valamint az áramcsatorna közelítő alakját teszi szemléletessé.

A MOS—MODELL programrendszer főbb jellemzői a következők:

- a) A programok FORTRAN nyelven, illetve gépi kódban íródtak.
- b) Változó beosztású rácshálózatot engedünk meg, a tranzisztor „problematisabb” tartományaiiban a rácspontokat a program is képes generálni.
- c) Az adalékolási viszonyok kényelmes megadására háromféle mód áll rendelkezésünkre.
- d) A mozgékonytságot a Caughey—Thomas-modell [2] segítségével vehetjük figyelembe, a rekombinációs értékeket a Shockley-Read-Hall-módel alapján számítjuk. Lehetőség van a program konstans mozgékonytsággal és rekombinációs tényezővel történő lefuttatására is.
- e) A folytonossági egyenletekre vonatkozó, a 2. pontban leírt kétféle diszkretizációs mód mindegyikét választhatjuk.

Úgy tudjuk, ez az első olyan programrendszer, amely a Scharfetter—Gummel-diszkretizálási módszer kétdimenziós változatát használja fel MOS tranzisztorok analízisére.

f) Összhangban a szakirodalom azon megállapításával, hogy nem túl nagy rácsméretű kétdimenziós feladatoknál az eliminációs módszer előnyösebb, de legalábbis nem hátrányosabb az iteratív eljárásoknál [18], az eliminációt választottuk a lineáris egyenletrendszerek megoldására.

Az elimináció gépidejét jelentősen csökkentettük az 5-sávú együtthatómátrixú lineáris egyenletrendszert megoldó szubrutin gépi kódos változatának elkészítésével.

g) Maximálisan 600 rácspontot engedünk meg, de a megoldó rutin mágnesszalagos változatát használva ez a korlát messze kitolódik.

h) A megoldás során jól bevált túlcsoordulás és divergencia elleni védelmet biztosítunk.

i) Lehetőség van az analízisnek egy, már elvégzett feladat eredményén alapuló, némileg más potenciál-értékek melletti lefuttatására is, sőt a kiindulási értékeket az előző eredményekből extra- vagy interpoláltathatjuk.

f) Az eredmények alapos vizsgálatát teszik lehetővé és segítik elő a rendszer sokirányú grafikus szolgáltatásai (3—12. ábra). Egy konkrét feladat esetén az eredményül kapott kétváltozós függvényeket színtvonalas vagy paralel ortogonális projekció [19] felhasználásával készített ábrák segítségével vizsgálhatjuk, de lehetőség van az illető függvények rácsvonalmenti viselkedésének szemléltetésére is.

szerepel, az egyes differenciálegyenletek differencialogonjai olyan lineáris egyenletrendszerek, amelyek együtthatómátrixa speciális, 5 nem nulla sávot tartalmazó ritka mátrix.

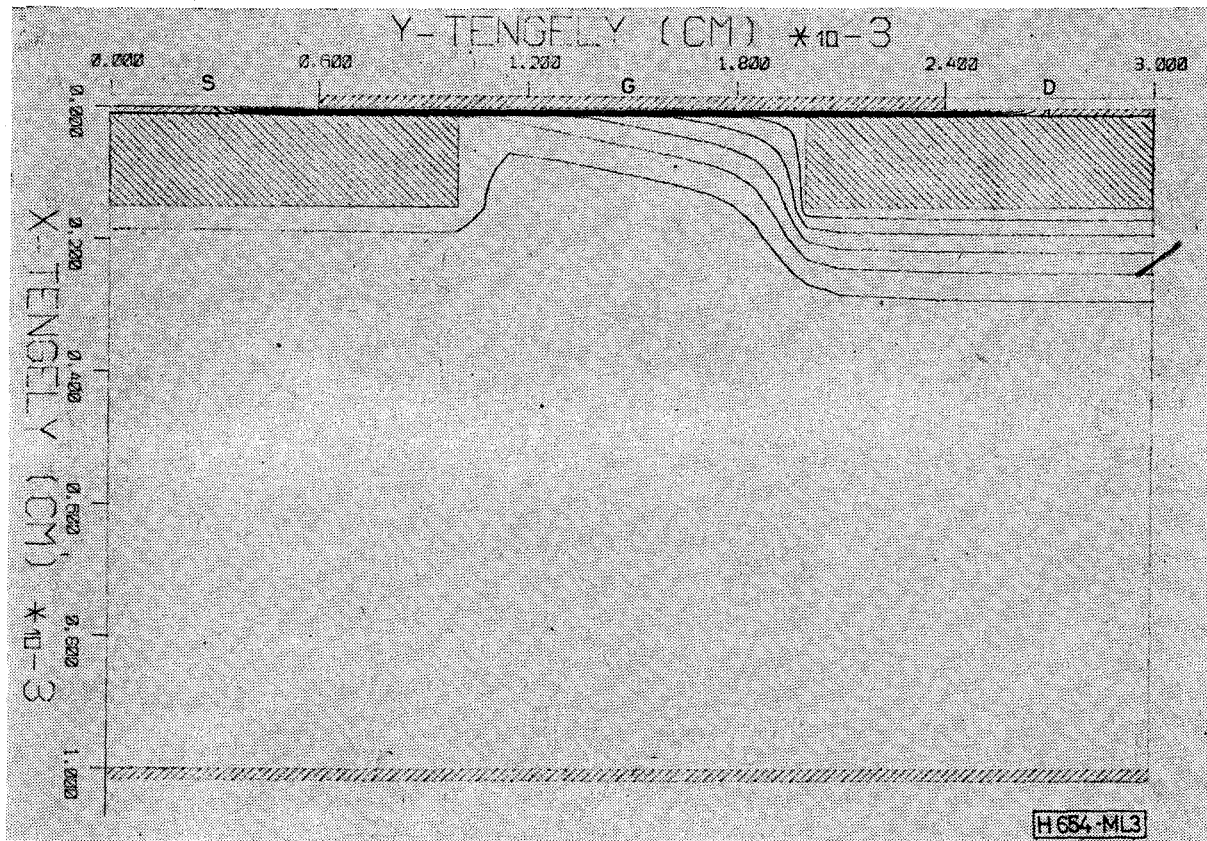
Az ilyen együtthatómátrixú lineáris egyenletrendszer megoldására fejlett eliminációs és iterációs módszerek állnak rendelkezésünkre [18, 20].

5. A MOS-modell programrendszer

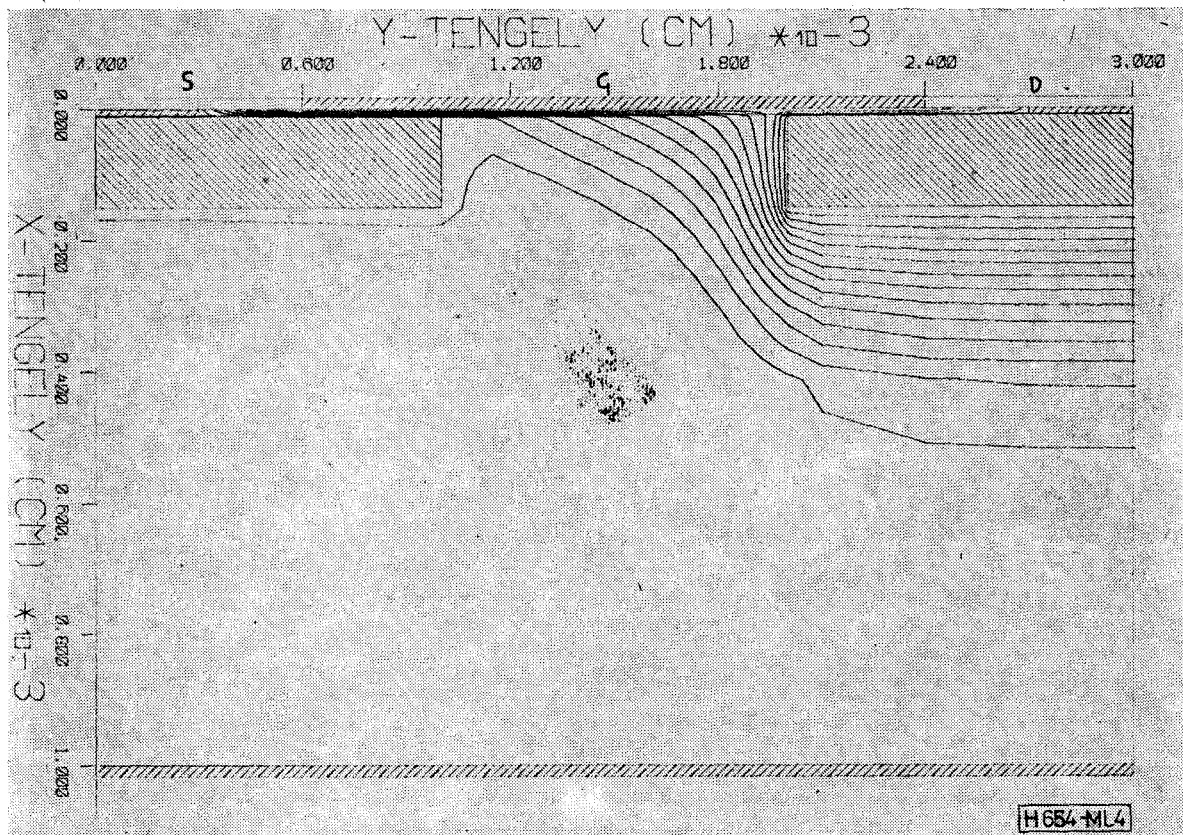
Az itt és [22]-ben leírt elméleti anyagra támaszkodva a BME Elméleti Villamosságtan tanszékén elkészítettünk egy programrendszert, amely MOS-tranzisztorok stacionárius áramlási terének kétdimenziós numerikus analízisét végzi.

A MOS-MODELL programrendszer jelenlegi formájában az Egyetemi Számítóközpont RAZDAN—3 számítógépén működik, a grafikus megjelenítést a számítógéphez off-line üzemmódban kapcsolt Digigráf rajz gép segítségével végezzük.

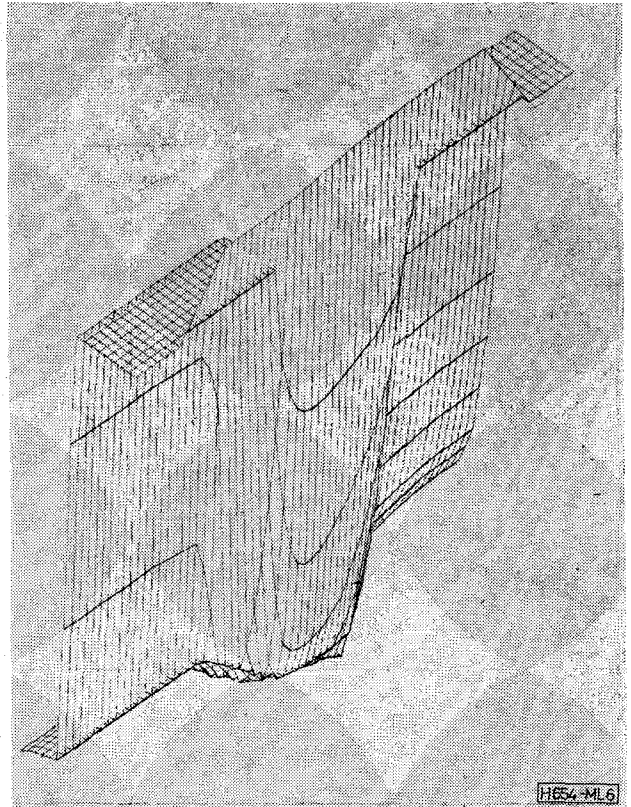
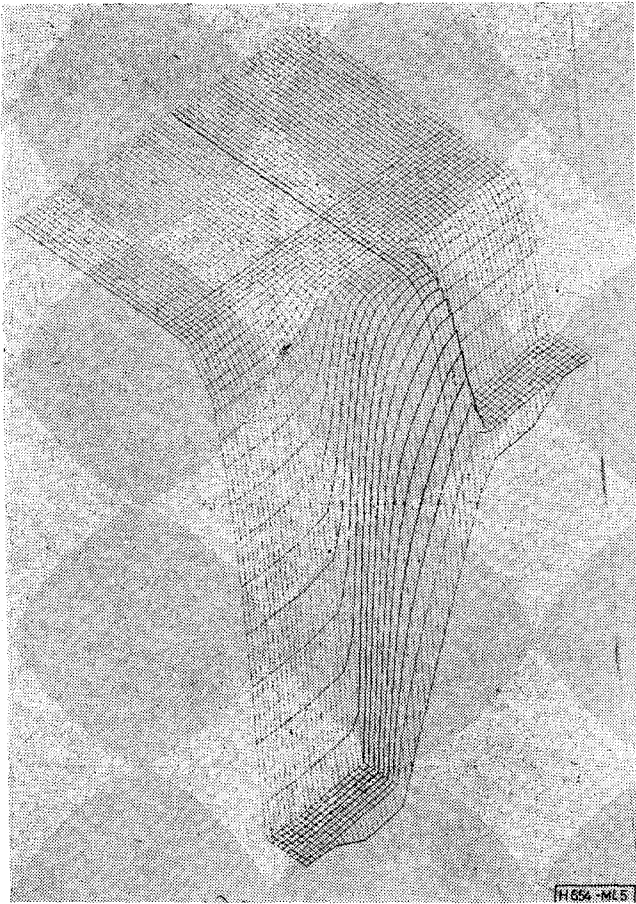
A RAZDAN—3 gép memóriája 32k 48 bites szóból áll. A jobb memóriakihasználás érdekében és azért, mert az egyes részfeladatok egymástól jól elkülöníthetők, a feladatot 4 fő részre osztottuk. Az egyes részfeladatokat végző programok egymással egy



3. ábra. A potenciálfüggvény szintvonalai
($V_G = -5$ V, $V_D = -1,5$ V, h.csat.)



4. ábra. A potenciálfüggvény szintvonalai
($V_G = -5$ V, $V_D = -6,5$ V, h.csat.)



5. ábra. A félvezetőtartomány potenciálfüggvényének térbeli képe a drain felől nézve ($V_G = -5$ V, $V_D = -1,5$ V, h.csat.)

6. ábra. A lyuksűrűség logaritmusának térbeli képe közel az oxidhoz, a drain felől nézve ($V_G = -5$ V, $V_D = -1,5$ V, h.csat.)

A tranzistor-karakterisztikák mellett rajzban kaphatjuk meg az áramcsatornák közelítő alakját is.

k) A kétdimenziós numerikus analízis eredményeit célszerű az analitikus formulákból kapott értékekkel összehasonlítani, sőt az analitikus képletek bizonyos módosítására is lehetőség nyílik. A program jelenlegi változata képes pl. egy adott szerkezetre, a csatornarövidülés egyik jelentős analitikus formulájában, a Frohman–Bentchkowsky-modellben [5] szereplő két állandó meghatározására.

A program használhatóságát a következő fejezetben ismertetendő néhány eredménnyel mutatjuk be.

6. Futtatási eredmények

6.1. A vizsgált szerkezetek leírása

A bemutatandó példák kétféle alapeometriájú MOS tranzisztorra vonatkoznak.

Az analizált vékony oxidrétegű, hosszúcsatornás tranzisztor jellemző méretei (az 1. ábra jelöléseivel): x irányú méretek: $AK = 10 \mu\text{m}$, az oxidréteg vastagsága $AG = 0,1 \mu\text{m}$, a source és drain vastagsága $GG_1 = JJ_1 = 1,4 \mu\text{m}$. A struktúra y irányban szimmetrikus, $AF = 30 \mu\text{m}$, a source és drain kontaktusok hossza $AB = EF = 3 \mu\text{m}$, a gate kontaktus $CD = 18 \mu\text{m}$, a source és drain pedig egyenként $GH_1 = I_1J = 10 \mu\text{m}$ hosszú.

A z irányú méret $100 \mu\text{m}$. A p csatornájú szerkezet adalékolási viszonyai: az n típusú szubsztrátum koncentrációja, $5 \cdot 10^{14}/\text{cm}^3$, a p típusú source és drain koncentrációja $5 \cdot 10^{16}/\text{cm}^3$.

A vizsgált rövidcsatornájú tranzisztor adatai az előzőekkel megegyeznek, kivéve, hogy a csatorna hossza az előbbi tizedrésze: $1 \mu\text{m}$.

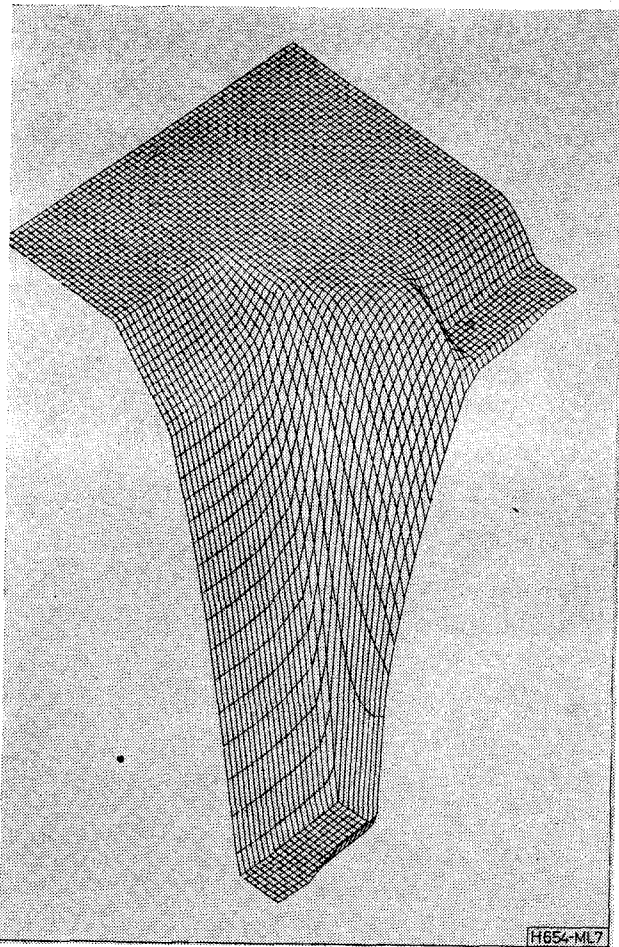
6.2. Potenciál- és töltéseloszlások vizsgálata

A 3.–8. ábrákon $V_G = -5$ V mellett a hosszúcsatornás MOS-tranzisztor potenciál- és töltéssűrűség-eloszlását láthatjuk leszűródás előtt ($V_D = -1,5$ V) és után ($V_D = -6,5$ V). A tranzisztor tehát növekményes üzemmódban működik.

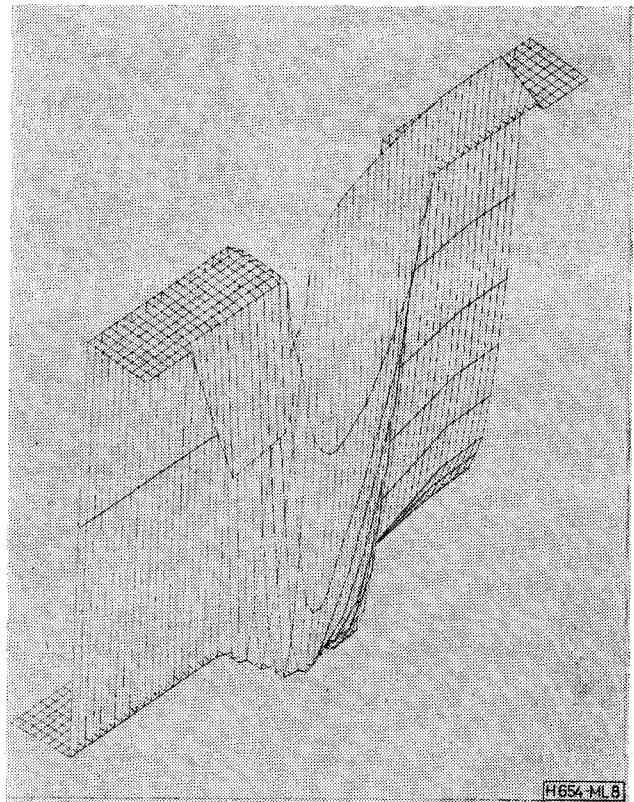
A 3–4. szintvonalak segítségével mutatja a a potenciáloszlást az $x-y$ metszeten (source- és szubsztrátum-potenciált a futtatásoknál zérusnak vettük).

A két ábrát összevetve (mindkettőn 15–15 db. egyenletesen felvett szintvonalat szerepeltettünk) megfigyelhetjük a drain-nél levő $p-n$ átmenet kiürített rétegének kiszélesedését, valamint a szintvonalak jellemző alakját a leszűródási pont környezetében.

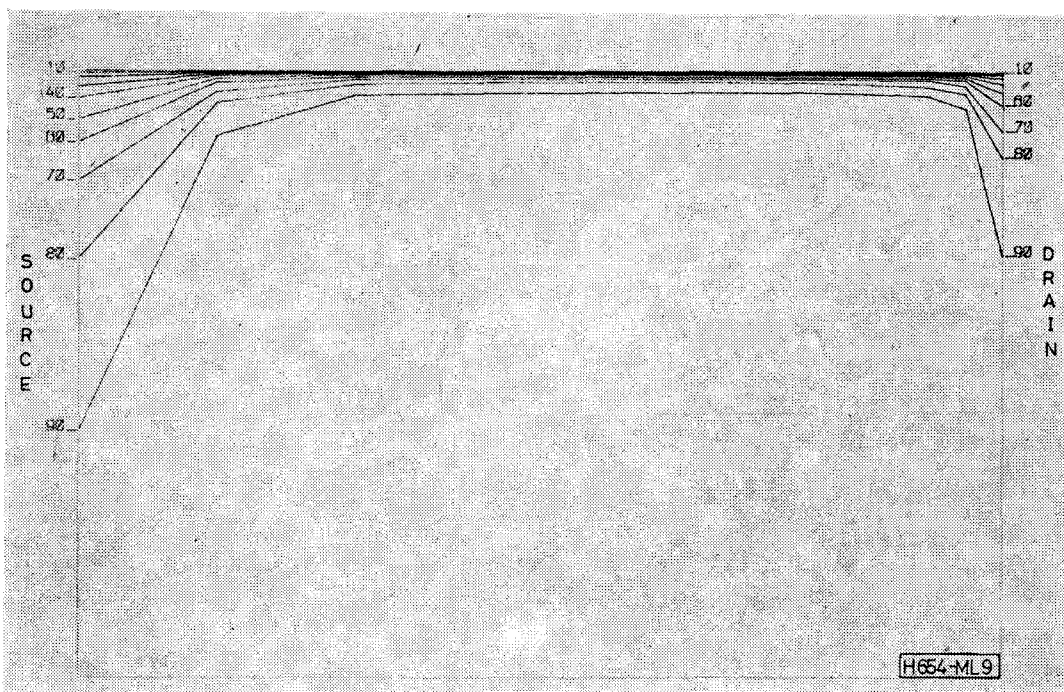
Az eredményül kapott kétváltozós függvények „térbeli” ábrázolásához a paralel ortogonális projekciót használtuk fel.



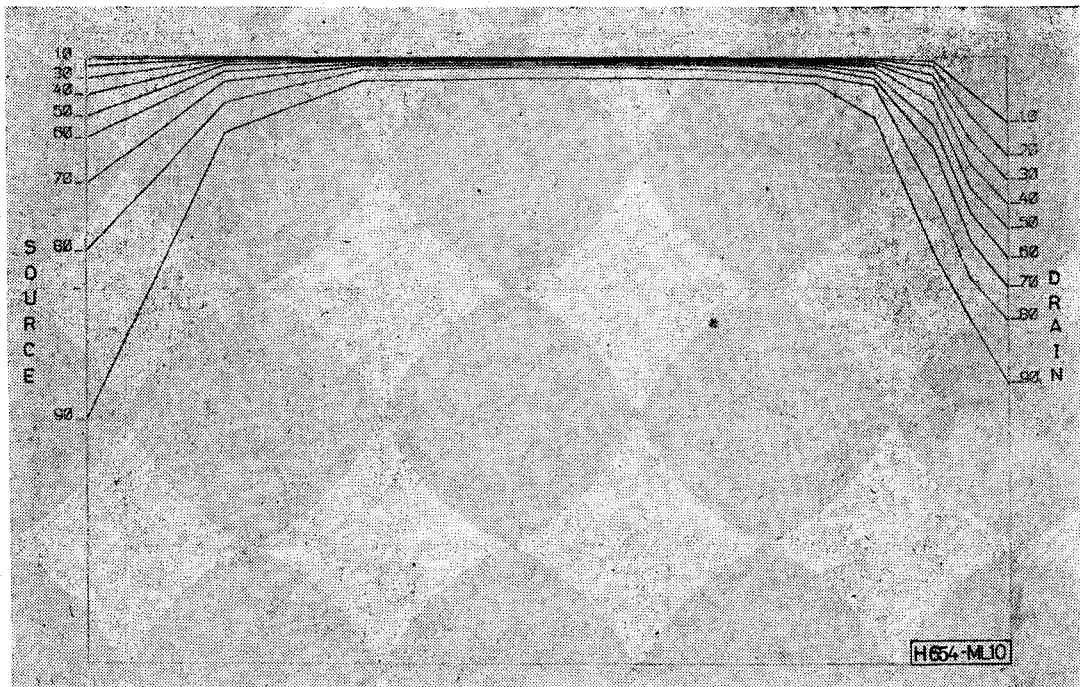
7. ábra. A félvezetőtartomány potenciálfüggvényének térbeli képe a drain felől nézve ($V_G = -5$ V, $V_D = -6,5$ V, h. csat.)



8. ábra. A lyuksűrűség logaritmusának térbeli képe közel az oxidhoz a drain felől nézve ($V_G = -5$ V, $V_D = -6,5$ V, h. csat.)



9. ábra. Az áramcsatorna alakja ($V_G = -5$ V, $V_D = -2,5$ V, h. csat.)



10. ábra. Az áramcsatorna alakja ($V_G = -5$ V, $V_D = -10$ V, h.csat.)

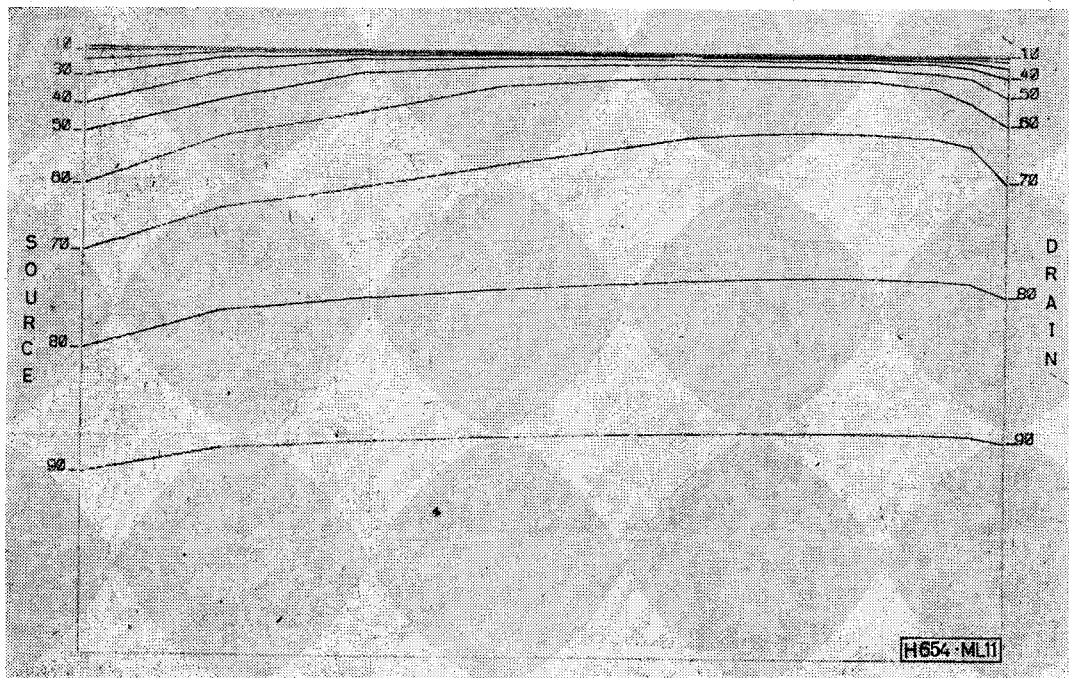
Az 5–6. ábrán a potenciál, illetve a lyuksűrűség logaritmusának térbeli képe szerepel $V_D = -1,5$ V mellett, a 7–8. ábra mutatja ugyanezeket a függvényeket már a leszűrődés bekövetkezése után ($V_D = -6,5$ V).

Az ábrákon jól kivehetők a source és drain tartományok, a p-n átmenetek, az oxidréteg alatti inverziós réteg, valamint a 8. ábrán a leszűrődés jelensége.

Az ábrákkal kapcsolatban még egy jelenségre szeretnénk felhívni a figyelmet. Azt váránk, hogy a source és drain tartományok oxid alatti részén —

amelyek jelen esetben 100-szor erősebben adalékoitak a szubsztrátumnál — a potenciál lényegében nem változik, és a töltéssűrűségek sem térnek el lényegesen a semlegességi (9a), és egyensúlyi (9b) feltételek által meghatározott értékektől.

Ezzel szemben az 5. és 7. ábrán azt látjuk, hogy a potenciál az adott tartományban igenis változik, sőt a 6. és 8. ábra szerint a lyukakból álló áramcsatorna is mintha a source-ba és drain-be is beleérne, az oxidhoz közeli részeken a függvények értékei nem egyeznek meg várakozásunkkal. A jelenség oka: a vizsgált tranzisztor geometriája olyan,



11. ábra. Az áramcsatorna alakja ($V_G = -5$ V, $V_D = -2,5$ V, r. csat.)



12. ábra. Az áramcsatorna alakja ($V_G = -5$ V, $V_D = -7,5$ V, r. csat.)

hogy a gate-kontaktus a drain és source fölé nyúlik (az 1. ábra is egy ilyen geometriát mutat).

Abban az esetben tehát, amikor a gate-kontaktus a source, illetve a drain fölé nyúlik, a tranzisztor csatornáját tulajdonképpen nem a source és a drain határolja, hanem a csatorna hosszát a gate-kontaktus határozza meg. Kis gate-feszültségnél ez a jellegzetesség a source, illetve drain oldali akkumulációban, nagyobb feszültségnél pedig abban nyilvánul meg, hogy az oxid alatti kiürített réteg a drain gate alatti részén is folytatódik.

6.3. Az áramcsatorna alakja

A hosszú- és rövidcsatornás MOS tranzisztorok eltérő viselkedésének egyik oka a csatornák alakjában különbözősége. MOS tranzisztorok kétdimenziós numerikus modelljén alapuló csatornaábrázolásokat nem találhatunk az irodalomban, pedig a tranzisztorok — főleg a rövidcsatornás eszköz — működésének megértését a megfelelő számítógépes rajzok jelentős mértékben elősegíthetik.

A 9–10. ábrák $V_G = -5$ V és $V_D = -2,5$ V, valamint $V_D = -10$ V esetén az ismertett struktúrájú hosszúcsatornás tranzisztor áramlási terét mutatják. A rajzokon a source és drain közötti tartományt nagyítottuk ki, és a vonalak mellé írt számok azt jelzik, hogy az áram hány százaléka folyik az oxid-félvezető átmenet és az illető görbe között.

Megfigyelhető, hogy a csatorna source, illetve drain felőli részének kivételével az áram nagy része a felülethez közeli kis sávban folyik. A vékony inverziós csatorna biztosítja a vezetéshez szükséges töltéseket.

Az ábráson figyelemmel kísérhető a drain környezetében keletkező kiürített rétegnek a töltéshordozók áramlására gyakorolt hatása.

A 11–12. ábrákon hasonlóképpen a source és drain közötti területet láthatjuk, de rövidcsatornás esetben ($V_G = -5$ V, $V_D = -2,5$ V, illetve $-7,5$ V).

Szembeötlő különbség a hosszúcsatornás esettel összehasonlítva, hogy itt az áram viszonylag vastagabb csatornában folyik, már $V_D = -2,5$ V esetén is az áram csak mintegy 50%-a folyik a felülethez közel. Ez a hányad a drain-feszültség növelésével egyre csökken, a 12. ábra szerint pl. $V_D = -7,5$ V mellett az árameloszlás már szinte egyenletesnek mondható.

6.4. További vizsgálatok

Programrendszerünket a leírtakon kívül hosszú- és rövidcsatornájú tranzisztorok karakterisztikájának meghatározására, konstans, télerőtől nem függő mozgékonyosság karakterisztikákra gyakorolt hatásának megvizsgálására is felhasználtuk, valamint adott szerkezetekre meghatároztuk a Frohman-Bentchkowsky-modellben [5] szereplő két állandót.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton is szeretnék köszönetet mondani DR. VESZÉLY GYULA adjunktusnak a feladatok kitűzéséért és azért, mert fáradságot nem kímélve segített a felmerülő elméleti problémák megoldásában, valamint DR. KOLTAI MIHÁLY tanársegédnek a hasonló jellegű, térszámító programrendszer kidolgozása során szerzett numerikus tapasztalatainak átadásáért.

IRODALOM

- [1] Gummel, H. K.: A self-consistent iterative scheme for onedimensional steady state transistor calculations. IEEE Trans. Electron Devices, ED-11, pp. 455–465, October, 1964.

- [2] *Caughey, D. M.—Thomas, R. E.*: Carrier mobilities in Si empirically related to doping and field. Proc. IEEE, 55, pp. 2192—2193, 1967.
- [3] *De Mari, A.*: An accurate numerical steady-state onedimensional solution of the $p-n$ junction. Solid-State Electronics, vol. 11, pp. 33—58, January, 1968.
- [4] *Scharfetter, D. L.—Gummel, H. K.*: Large-signal analysis of a silicon read diode oscillator. IEEE Trans. Electron Devices, ED—16, pp. 64—77, January, 1969.
- [5] *Frohman—Bentchkowsky, D.—Grove, A. S.*: Conductance of MOS transistors in saturation. IEEE Trans. Electron Devices, ED—16, pp. 108—113, January, 1969.
- [6] *Vandorpe, D.—Borel, J.—Merckel, G.—Saintot, P.*: An accurate two-dimensional numerical analysis of the MOS transistor. Solid-State Electron., vol. 15, pp. 547—557, 1972.
- [7] *Stoboom, J. W.*: Computer-aided two-dimensional analysis of bipolar transistors. IEEE Trans. Electron Devices, ED—20, pp. 669—679, August, 1973.
- [8] *De La Moneda, F. H.*: Threshold voltage from numerical solution of the two-dimensional MOS transistor. IEEE Trans. Circuit Theory, vol. 20, pp. 666—673, November, 1973.
- [9] *Tarnay, K.*: The program PN-junction, version 1 for computer analysis of semiconductor junctions, in one dimension. Institute of Technology Uppsala University, 1974.
- [10] *Reiser, M.*: Computing methods in semiconductor problems. Lecture Notes in Computer Science 10., Springer—Verlag, Berlin, 1974.
- [11] *Many, A.—Goldstein, Y.—Grover, N. B.*: Semiconductor surfaces. North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1965.
- [12] *Grove, A. S.*: Physics and technology of semiconductor devices. Wiley—Interscience, N. Y., 1967.
- [13] *Cobbold, R. S. C.*: Theory and application of field-effect transistors. Wiley—Interscience, N. Y., 1970.
- [14] *Stone, H. L.*: Iterative solution of implicit approximations of multidimensional partial differential equations. SIAM J. Number, Anal., vol. 5, pp. 530—558, September, 1968.
- [15] *Ralston, A.*: Bevezetés a numerikus analízisbe. Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1969.
- [16] *Fedorenko, R. P.*: Iteracionnūje metodū reseuyija raznoctnūh elliptyiceszkih uravnyenij. Uszpehi Matyematyiceszkih Nauk, T XXVIII, pp. 121—182, Mart-Apr. 1973.
- [17] *Marczuk, G. I.*: A gépi matematika numerikus módszerei — parciális differenciálegyenletek. Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1976.
- [18] *Duff, I. S.*: A survey of sparse matrix research. Proc. of the IEEE, vol. 65, Bo. 4, April, 1977.
- [19] *Koltai M.*: Kétváltozós függvény perspektivikus ábrázolása. Egyetemi Számítóközpont, Tájékoztató, Budapest, Okt., 1976.
- [20] *Koltai M.*: Térszámító programrendszer elektro- és magnetosztatikuss, valamint stacionárius áramlási terek analízisére. Egyetemi doktori disszertáció, Budapesti Műszaki Egyetem, 1977.
- [21] *Monostori L.*: MOS struktúrák egydimenziós számítógépes analízise. Diplomamunka, Budapesti Műszaki Egyetem, 1976.
- [22] *Monostori L.*: MOS tranzisztorok stacionárius áramlási terének kétdimenziós számítógépes analízise. Szakmérnöki diplomamunka és egyetemi doktori disszertáció, Budapesti Műszaki Egyetem, 1978.