

HB 1423

HÍRADÁSTECHNIKA

XLII. ÉVFOLYAM

1991. ÁPRILIS

MIKROELEKTRONIKA

A szerkesztő gondolatai	Kormány T.	1
Anyagtudományos kutatások a mikroelektronikában	Gyulai J.	2
A MOS-struktúra inverziós rétegének fizikája	Tarnay K.	8
Gyors hőkezelés a félvezető technológiában	Bársony I.	20
Tunneloxidos félvezető struktúrák	Zólomy I., Mizsei J.	29
Ta ₂ O ₅ érzékelő réteg előállítása és vizsgálata	Steer A.	37

Hírek – Események

Célegyenesben a távközlési törvény?	41
---	----

Nézetek – Vélemények

Gondolatok a hazai elektronikai vállalatok privatizációjáról	42
--	----

HÍRADÁSTECHNIKA

A HÍRADÁSTECHNIKAI TUDOMÁNYOS EGYESÜLET FOLYÓIRATA

SZPONZOROK

Felelős szerkesztő

BARANYI ANDRÁS

Rovatvezetők

KORMÁNY TERÉZ
PRÓNAY GÁBOR
SOMOGYI ANDRÁS

Szerkesztők

BARTOLITS ISTVÁN
ELEKES JÓZSEF
LADVÁNSZKY JÁNOS
FÖLDVÁRINÉ OROSZ JÚLIANNA
ANTALNÉ ZÁKONYI MAGDOLNA

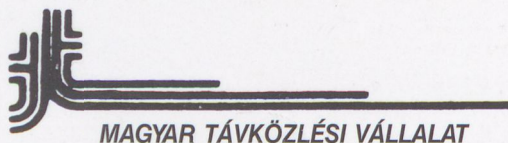
Munkatársak

ANGYAL LÁSZLÓ
VÉGH GABRIELLA

Szerkesztőbizottság

TÓFALVI GYULA
elnök

BERCELI TIBOR
FRAJKA BÉLA
FRIGYES ISTVÁN
GORDOS GÉZA
MOJZES IMRE
PAP LÁSZLÓ
SALLAI GYULA



Szerkesztőség
Budapest II., Gábor Áron u. 65.

Postacím
Budapest Pf. 15. 1525

Telefon: 135-1097
115-4294

Telefax: 135-5560

Előfizetési díj

Hazai előfizetők részére

1 évre 2900,— Ft, egyes számok 360,— Ft

HTE egyéni tagjai részére

1 évre 480,— Ft, egyes számok 60,— Ft

Külföldi előfizetők részére

1 évre 6 angol szám 60 USD, 12 szám 90 USD, egyes számok 15 USD

HÍRADÁSTECHNIKA megjelenik havonta váltakozva magyar és angol nyelven. Kiadja az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, Budapest II., Fő u. 68. 1027

Telefon: 201-8682. Felelős kiadó Láng Klára. Készült a HUNGAPRINT nyomdában. Szövegszedés, képfelbontás: DIAMANT KFT

A lap példányonként megvásárolható a nagyobb könyvesboltokban és a kiadónál.

HU ISSN 0018-2028

A SZERKESZTŐ GONDOLATAI

Napjainkban a mikroelektronikáról írni Magyarországon sokak szerint felesleges erőfeszítés. A mikroelektronikai alkatrészipar ugyanis — főleg, ami a tömeggyártást illeti — napjainkra szinte összeomlott, legfőbb felhasználói az elektronikai és híradástechnikai vállalatok pedig súlyos értékesítési és struktúraváltási gondokkal küzdenek. Nem látszik annak sem előjele, hogy rövid távon jelentős külföldi tőkebefektetéssel mikroelektronikai gyártóbázis létesülne. Mindezeket a tényeket ismerve miért állítottuk mégis össze ezt a lapszámot és miért adjuk éppen most a hazai és külföldi olvasók kezébe?

Az okok sokrétűek. Nem tűnik talán túlzásnak az a megállapítás, hogy bár a mikroelektronikai alkatrészek tömeggyártásának színvonala sohasem volt túl magas Magyarországon, a kutatásban és fejlesztésben mégis nemzetközileg elismert eredmények születtek. Szeretnénk emlékeztetni az olvasót, hogy az integrált áramkör-tervezés számítógépes módszerei hazai kutatásokra is alapozva terjedtek el nálunk a 80-as években, hogy az ionsugaras, lézergusarag technológiákban alapvető felismeréseket közöltek a magyar kutatók, hogy nem maradtunk el a nemzetközi színvonaltól a félvezető anyagok hibastruktúráinak vizsgálatában és a vizsgálatokhoz szükséges mérési eljárások, sőt a minden piacon értékesíthető mérőberendezések kifejlesztésében sem. Több tudományos iskola működött és működik ma is a Budapesti Műszaki Egyetemen, a Magyar Tudományos Akadémia intézeteiben, sőt magyar vendégprofesszorok és körükük tömörülő magyar ösztöndíjas diákok révén külföldön is van mikroelektronikai kutató bázisunk.

Az előbb említett tények egyetemi oktatásunk minőségét is igazolják. Nem hagyhatjuk tehát, hogy a mikroelektronikai szakmakultúra teljesen eltűnjön, hiszen ezt hosszabb távon kisebb országok gazdasága sem nélkülözheti, amint azt Ausztria, Finnország, Portugália és más európai országok példája is bizonyítja. E lapszámot ezért is állítottuk össze.

Volt azonban más okunk is. Az, elmúlt esztendőben születtek ugyanis olyan újabb jelentős tudományos eredmények, amelyek a jelenlegi csúcstechnológiához, a szubmikronos vonalszélességű integrált áramkörök kialakításához kapcsolódnak a kvantumfizika, az eszközfizika az

anyagtudomány, a technológia területén. Az eredmények részben közlésre kerültek nemzetközi folyóiratokban, ill. konferencia kiadványokban, de a szakma itthon alig szerzett róla tudomást. Szeretnénk felhívni a figyelmet ezekre az értékekre.

A lapszámiban fiatal, pályakezdő kolléga cikkét is közreadtuk, ami diplomamunkája alapján íródott. Tettük ezt azért, hogy másokat is bátorítsunk, érdemes minden megméretési szinten igényes munkára törekedni és hogy felmutassuk a szakma jövőjét.

A szerkesztő néhány héttel ezelőtt az UNIDO meghívására másodmagával szakértői tanácskozáson vett részt Malaysiában, Kuala-Lumpurban, ahol meggyőződött arról, hogy az UNIDO a fejlődő országok körében (és Kelet-Közép-Európában is) anyagilag támogatni kívánja a mikroelektronika fejlesztését, beleértve az alkalmazásorientált tervezési centrumok („ASIC-design house”) és a hozzájuk kapcsolódó kísérleti üzemek („pilot plant”) kialakítását, a megbízhatóság és minőség fejlesztését szolgáló intézmények („failure analysis center”) felállítását. Az UNIDO jelenlévő vezetői készségüket fejezték ki abban a tekintetben is, hogy közreműködjenek a fenti célokhoz szükséges szervezési munkákban. Nagyon valószínű, hogy megfelelő konstrukcióban a hazai mikroelektronikai fejlesztésekhez is igénybe lehetne venni UNIDO finanszírozást. Eredményeink bemutatása ebből a szempontból is hasznos lehet.

Gondoltunk továbbá a lapszám megjelentetésénél az olyan európai kutatási programokba való bekapcsolódás elősegítésére is, mint amilyen az EURÉKA-JESSY. Ezek a közös kutatások nemcsak a felbomlástól óvhatják meg az előzőekben említett tudományos iskolákat, de bekapcsolhatják őket abba az európai munkamegosztásba, ami később mikroelektronikai üzemek magyarországi létesítését eredményezheti.

A szerkesztő persze nem tagadja, hogy az e lapszámiban megjelent szerzőkkel és számos most itt nem publikáló kollégájával együtt elkötelezett híve a mikroelektronikának és nagyon reméli a szakmakultúra magyarországi feléledését.

Most és itt ezt tudtuk tenni érte.



Kormány Teréz

Az Eötvös Loránd Tudományegyetem Természettudományi Karán végzett, mint okleveles vegyész. Ezt követően 1958 és 1982 között a Távközlési Kutató Intézetben dolgozott. 1982 óta a Budapesti Műszaki Egyetem Elektronikus Eszközök Tanszékén docens.

1969 óta a műszaki tudomány kandidátusa. Vendégelőadóként oktatott a Bécsi Műszaki Egyetemen. Több nemzetközi tudományos

konferencia rendezőbizottságának tagja (GADEST, ECCG,

RELECTRONIC). 1990 óta részt vesz az Institute for Electronic Materials nemzetközi tanácsadó testületének munkájában. UNIDO-szakértő.

Főbb kutatási területei a mikroelektronikai technológiák, az elektronikai anyagok minősítése és a félvezető hibastruktúrák vizsgálata. Kutatási tevékenységéről több mint 70 közleményben számolt be, ezek többsége külföldi folyóiratokban és nemzetközi konferenciák kiadványaiban jelent meg. Az „Advances in Epitaxy and Endotaxy” könyvsorozat társszerkesztője.

A HTE, ELFT és a MATE tagja, a HTE-ben évek óta különböző vezetői tisztségeket is betölt.

ANYAGTUDOMÁNYOS KUTATÁSOK A MIKROELEKTRONIKÁBAN

GYULAI JÓZSEF

BME-KFKI KÍSÉRLETI FIZIKA TANSZÉK
1525 BUDAPEST, PF. 49

Az anyagtudomány és a mikroelektronikai technológiák kapcsolatát ismerteti a cikk. Összefoglalja azokat az új elemeket, amelyek a politikai változások következtében új megvilágításba helyezik a magyar mikroelektronika perspektíváit. Kiemeli a cikk, hogy magas prioritású feladatként kell kezelni a valódi mikroelektronikai ipar idecsalogatását, mivel ez a szakma kihagyhatatlan szakmai kultúra. Ennek jó oktatással és kutatással kell elébe mennünk.

A második részben a szerző az erlangeni integrált áramkörök Fraunhofer Munkacsoporttal együttműködésben, az EUREKA JESSI program keretében végzett kutatásait foglalja össze. Bebizonyosodott, hogy az End-of-Range hibák keletkezéséért az oxigéntartalom felelős. Ezen túl, speciális (többszörös és fotonbesugárzás mellett végzett) implantációs eljárások kifejlesztésével a pn-átmeneti mélységeket mintegy egyharmaddal sikerült csökkenteni, alkalmassá téve az eljárást a 256 Mbit DRAM áramkörökben való felhasználásra.

1. BEVEZETÉS

Nemrég jelent meg a Magyar Tudományban (1991. jan.) egy inkább politikai, mint szakmai írásom, amelynek néhány gondolatát — az olvasótábor eltérő összetétele miatt — hadd ismételnem meg itt is, bevezetésül.

A mikroelektronikáról nehéz állást foglalni Magyarországon, ahol nyomai is alig vannak... Ez az iparág küszködött ugyanis leginkább a „kétoldali” embargó szorításában. (A „második” oldalon azt értem, hogy a Szovjetunió által felajánlott technológiák sem képviselték még az ottani csúcstét sem.)

A tűzeset miatti veszteség persze egyértelmű. Nemcsak azért, hogy a MEV-ben akkor kiépített technológia — mivel a kulcsberendezéseket sikerült nyugatról vásárolni — ma is lényegében kielégítően a hazai igényeket, hanem amiatt is, hogy az éppen fejlődésnek indult káderállomány a bizonytalanságban szétszóródott. A szakma feltámasztása tehát csak új szakemberek képzésével képzelhető el.

A veszteség ellenére azonban nem kell teljesen elcsüggednünk. A lehetőségek ugyanis ma minőségileg mások lehetnek — erről is kívánok szólni. Azaz a politikai változások teljesen új stratégiát tesznek lehetővé.

Alapvetően kimondható az a tézis, hogy azzal, hogy az ország lekerül a „kommunista országok listájáról”,

- a mikroelektronikai ipar idecsalogatásának esélye azonnossá válik bármilyen csúcstechnológiai ipar idehozatalának esélyeivel,
- mivel a mikroelektronikát egy ország fejlődésében kihagyhatatlan fokozatnak tartom, ezen iparág idehozatalát preferálni kell.

Hogyan képzeltem el mindezt? Elképzelhető-e versenyképes ipar itt?

Az elmúlt időkben biztosra lehetett mondani, hogy nem. Minden hazai felzárkózási kísérlet csak Prokrustes-ágyba kényszerítetten jöhetett szóba — az említett „kétoldali” embargó miatt. Ezért őrlődött folytonos vitákban a szakmai közélet: kell-e nekünk az Interkos stb. (Jómagam az Interkos-ajánlatot meghallva azt mondtam: ezt elfogadni is, visszautasítani is hiba.)

Ez harmonizál azzal, amit 1984 februárjában egy Vámos Tibor vezetett, az Ipari Minisztérium felkérésére dolgozó bizottság tagjaként leírtam: a kivezető utat abban kell megjelölni, hogy a kormány

- vállaljon garanciát a technológiai transzfer-tevékeny-

ség elkerülésére, az ilyen vállalati kísérletek büntetésére,

- foglalkozzék szervezeten ipari információ gyűjtésével a szövetséges országok, elsősorban a Szovjetunió hasonló fejlesztéseiről.

Az első stratégia elvezethetne oda, hogy a nyugati világ bizalmát fokozatosan megszerezve, elérhetjük (gondoltam akkor) a jugoszláv vagy a kínai embargó szintjét. A javaslat második részével együtt pedig — távlatban — akár vezető helyet is biztosíthatna számunkra a térségben. A javaslatom más szavakkal azt jelentette, hogy folytatnunk kell a módszert, amelyet pl. az MTA IBM számítógépének megszerzésekor követtek.

A javaslat aktualitása azonban még ma is parancsoló: a bizalom megszerzéséig nekünk annyi nem teljesen legális tevékenység is veszélyes, amit két világcég gond nélkül megenged egymás üzleti titkainak kifürkészésére... És ez az új helyzetben, amikor végre kormánygaranciát ad(hat)tunk a COCOM-szabályok betartására, nem kis áldozatot követel. Azaz a kormánynak résen kell lennie...

Hogyan lehet (és *kell*) tehát a mai politikai helyzetben újraértékelnünk szakmai stratégiánkat a mikroelektronikában is? Mert ha szabályosan működünk, már valódi csúcstechnológiai ipar idehozatala sem utópia. És fontos lenne, hogy ebben a mikroelektronika is képviselve legyen! Hogy ez több, mint kívánatos, az tehát abból adódik, hogy a mikroelektronika, és ezt világméretű közmegegyezésként ismétlem, kihagyhatatlan ipari kultúra, amelynek a valahai kiépülése magasrendű érdekünk.

Abban bízom, hogy akár már a közeljövőben létrejöhet egy, a világ nagyiparának részét képező hazai termék, amelynek némi helyi szakemberigénye is lesz. Ehhez járulna az ipar speciális (ASIC) áramkör igénye.

Ebbe a komplexumba kellene integrálnunk azt a feltétlenül *karbantartandó*, Kelet-Európára (Ukrajnára stb...) vonatkozó kereskedelmi ismeretanyagot is, amelyet értékes magyar apportként lehetne a vállalkozásba beleadni, ha létrejön és megnyílik a Nyugat számára a mai Szovjetunió területén egy valódi piac, ill. befektetési lehetőség.

Mint ahogy hazánk számára az összes többi elképzelhető jövő ennél csak rosszabb, ennek kellene elébe mennünk aktivitással (elfelejtve a MEV felszámolását, az Interbip gondjait), a káderképzést szolgáló, színvonalas oktatás-kutatás finanszírozásával.

Természetesen nem várható el, hogy világcégek ide he-

lyezzék át a „first location” telepeiket, de „second location”-nel, ugye, valamennyien kiegyeznének? Ekkor ugyan még a legjobb fiataljainknak továbbra is természetes törekvése maradna, hogy a „first location” helyén igyekezzenek az előmenetelüket biztosítani, de ha az ország elveszti végre azt a szomorú és — gondoljuk végig! — mindaddig unikális jellemzőjét, hogy ui. nyugatról nézve vagy száz éve az „ellenséges tábor”-ba tartozik, mindezek a szakembermozgások előbb-utóbb (mint Finnországban) maguktól is kétirányúakká válnak és a szakemberáramlást egészségesnek kell mondanunk, sőt: annak is kell éreznünk. Elfogadva a legjobb helyeken nevelkedett kollégáink vezetését, nem bújva amögé a hamis, nem az összérdeket képviselő szöveg mögé, hogy „könnyű nekik”, meg „csak nem tolakszanak elénk, azok elé, akik itthon küszködtünk”. Az élet — hosszú távon — csak az abszolút normákat honorálja.

• Közeledjünk most már a szakmához.

Határozott véleményem, hogy egy országban semmilyen csúcstechnológiát, pl. biotechnológiát sem lehet színvonalasan művelni, ha nem járták ki ott a mikroelektronikai technológiák iskoláját. Annak a technológiának az iskoláját, amely ma a világban (remélem, csak egyelőre) leginkább teljesíti a „csúcstechnológia” kritériumait: azaz olyan tudásra épül, amely már nem csak a tapasztalatból eredő „prescienciális” ismeret, hanem akár első elvekre visszavezetetten modellezhető, számítógépen szimulálható... de erről is szól majd ez a cikk.

Mindezzel és a következőkkel azt is szeretném bemutatni, hogy miként keletkezhetik szakmai lelkesedés a mikroelektronikai téma iránt — ma, itt, Magyarországon.

2. A MIKROELEKTRONIKA ÉS AZ ANYAGTUDOMÁNYOK

Mielőtt erről beszélnék, egy kissé távolabbról szeretném kezdeni. Egy olyan gondolattal, amely már szerepelt dr. Szép Ivánnal közös cikkünkben (Magyar Tudomány, 1985, 635). Ez a gondolat általánosságban vonatkozik az anyagtudományokra (arra, amit Materials Science-nek neveznek).

2.1. Az anyagtudomány és az alaptudományok

Az alaptudományok (fizika, kémia stb.) jelenségorientáltan fejlődnek: logikus kérdés-válaszláncolat révén igyekeznek megmagyarázni a világunkat.

Ez a haladás új korszakba lépett a

- számítástechnika és az
- analitikai vizsgálati eljárások fejlődése (azaz az input adatok megnövekedett pontossága) révén.

Eljutottunk oda, hogy — szemben a pár évtizeddel korábbi helyzettel — ma már a vizsgált jelenséget kvantitatíve leíró matematikai formulákat nemcsak csontkító elhanyagolások mellett lehetséges megoldani, hanem a számítástechnika révén kvázi-egzakt megoldások is lehetségesek. Azaz a valódi állapotot, folyamatokat pontosan leíró következtetésekre is van lehetőség.

A vizsgálati eljárások „özöne” pedig lehetővé teszi azt, hogy rendkívül pontos numerikus adatokkal hasonlítsuk össze az elméleti eredményeket. Netán illesztési paraméterként azokból induljunk ki.

Térjünk most rá a mikroelektronikában csúcsonosító anyagtudományra. Először egy szisztematizáló, de tanulságos tézist szeretnék kimondani.

Felfogásom szerint az anyagtudomány olyan szintézistudomány, amely épít a szilárdtestfizika, -kémia, a termo-

dinamika, a krisztallográfia stb. eredményeire, de a jelenségeket nem in ipso tekinti, vizsgálja, hanem mint a mikrovilágban működő szerszámokat kívánja megismerni és alkalmazni. Pl. a diffúzió, a fázisátalakulás az anyagtudóst már azért érdekli, hogy azok közreműködésével létrehozson egy várt funkciójú/tulajdonságú anyagstruktúrát. Ez nem jelenti azt, természetesen, hogy a jobb eredmény érdekében (főleg, ha az alapkutatók nem oldották meg az „egyenleteket” a gyakorlat számára fontossá váló paraméterek mellett) nem végez némi jelenségorientált kutatást is, de már egészen a gyakorlat igényelte, bonyolult feltételeknek megfelelően.

Ez a definíció alkalmas a technológia fogalmának megértésére is. *A technológia ui. e kontextusban olyan szabálygyűjtemény, amely pontosan rögzíti ezen szerszámok működési tartományát (hőfok, időtartam, atmoszféra, nyomás stb.), hogy segítségükkel reprodukálhatóan lehessen a készülő termékeket előállítani.*

A szakmánkbeliért értik, a kívülálló tisztelt Olvasóval pedig szeretném beláttatni, hogy a mai csúcsteljesítményt a mikroelektronikai technológiák jelentik.

A mikroelektronikában teljesül ui. leginkább, hogy a technológia-szimulációs programok valóban működnek.

Mit jelent, hogy „szimulációs program”?

Az alap kutatások fenti haladására építve, a műveletek jórésze (mint mikroszerszám), már első elvekre visszavezetve ismert. Így a paraméterek betáplálásával egy ilyen program ki tudja számolni a tényleg is több művelet (oxidáció, implantáció, litográfia, CVD stb.) száz feletti lépéskombinációjával előálló integrált áramköri elem működési paramétereit, akár több dimenzióban számolva.

Némi ünneprontásként meg kell jegyezni, hogy az olcsóbb szimulációs programok nem teljesítik maradéktalanul ezt az elvet. Azoknál a technológiai méréseredmények numerikus eljárásokkal való feldolgozásából származtatott programot nevezik szimulációnak. De a valódi „connoisseur”-ök az első elvekre visszavezetetten szeretnék látni a program minden részletét — és ezen dolgozni nem utópiahajszolás.

2.2. Az anyagtudomány apoteózisa

Elemi érdekünk, hogy az a tudás, az a koncepció, amelyet ugyan a mikroelektronika kényszerített ránk, mielőbb átáramoljék más anyagok anyagmérnökségébe is — a fémektől a bioanyagokig.

Ez globális érdek is: hiszen egyedül ez biztosíthatja, hogy minimális anyag- és energiafelhasználással tudjunk emberi, civilizációs funkciókat megvalósító szerkezeteket előállítani, ezzel is segítve, hogy az emberiség teljes földi élete zárt, hulladékmentes termelési-fogyasztási ciklusokban folyhassék. Ez az egyetlen humanista túlélési esélyünk, és ebben az anyagtudomány szerepe centrális, amely létrehozza, ill. kiegészül az ehhez szükséges szédületes számítástechnikai igényekkel.

Ezen gondolatok miatt okoz intellektuális örömet a MIKROELEKTRONIKA ÉS AZ ANYAGTUDOMÁNY kutatása.

2.3. A mikroelektronika gyors fejlődése

A mikroelektronika hatványfüggvény szerinti tempójának sebessége alig csökkent mára. Így a következő években megtapinthatjuk a digitális elektronika elvi határait, de *nem* a lehetőségeinek határait! Vannak tartalékok a szilíciumtechnológiában is...

A témával közvetlenül nem foglalkozó olvasóban felvetődik a kérdés, miért kell egyáltalán miniaturizálni. Az

öncélúnak tűnő folyamatnak van egy alapvető, de kevésbé hangsúlyozott motivációja. Az áramkörök „integrálásával” a megbízhatóságuk növekszik ugrászerűen. Egy áramkör meghibásodása ui. mindig nemkívánatos, atomi szintű anyagmozgásokat jelent. Egyetlen szilíciumlapkán, az említett mikroszerszámokkal kialakított áramkörben az üzemi hőmérsékleten gyakorlatilag nem mozdulhatnak el az atomok, azaz az áramkör meghibásodásának rendkívül kicsiny a valószínűsége. Egy sokpólusú csatlakozót, vagy bármilyen külső vezetékét akár véletlenül meglökve okozhatunk kontaktushibát. Alapvető cél tehát, hogy a legtöbb intelligenciát zsúfoljuk egyetlen áramkörtokba.

Említettük, hogy elérjük az elvi határt. Ez a határ úgy is értendő, hogy vajon hány atom is kell egy tranzisztor működéséhez: A mai-holnapai ötven-százmillió, vagy netán elég százezer is. Itt kell utaltanom arra, hogy a mai mikroelektronika elve nem különbözik a csöves elektronikáétól: lokalizálhatók az aktív és passzív elemek, ugyanúgy, mint hatvan évvel ezelőtt.

De a továbblépésnél felvetődik a kérdés, át kell-e sürgősen térnünk az optikai típusú adatfeldolgozásra. Vagy belemerülve a kvantumfizikai méretekre, milyen (végre) új elvek segítségével lehet számológépet konstruálni. Netán biológiai elveken dolgozzunk tovább? Mindez ma még a holnapután. Nem is tudományosan érzem mindezt messze, hanem úgy ítélem meg, hogy a *megbízhatóság* kritériuma teszi ma még utópisztikussá pl. a biológiai számítógépet. A már említett megbízhatóságnak ui. 10^8 körüli értéknek kell lennie ahhoz, hogy életünket is rábízunk pl. egy repülőgépre. Azaz százmillió számítás esetén fordulhat elő egyetlen tévesztés...

Ma a világ félvezetőipara lát még legalább egy évtizedet a szilíciumtechnológia fejlődésében: sok a tartalék és a saját logikája szerint fejlődő hagyományos technológiával biztosítható a kívánt megbízhatóság.

A 90-es évek főmegterméke, a 64 Mbit DRAM memória igényel ugyan új megoldásokat a meglévő technológiáink palettáján — hogy a méreteknél a felére való csökkentése ne csökkentse le a kihozatali mutatókat — de elvi újdonságokat még nem nagyon. A következő felezés eszközeit ma már kutatják („kutatjuk”, erről is lesz szó). Több megoldás kínálkozik pl. arra, hogy ne csak egyetlen rétegben alakítsuk ki az aktív áramkörti elemeket, hanem elinduljunk a háromdimenziós áramkörök felé.

A nem szilícium alapú technológiákról az a véleményem, hogy megmaradnak a piac kis szegmensében. Az ULSI-típusú (Ultra Large Scale Integration) fejlesztésekben pl. a GaAs-re alapozott technológia, véleményem szerint csak mint a szilícium felületén (germánium közvetítővel) kialakított epitaxiás réteg lesz tartósan érdekes. A méretcsökkenéssel ui. az anyagi tulajdonságok jelentősége relatíve csökken, a kristály szerepe egyre inkább — hm... ismét egy archaikus hasonlat — a klasszikus vákuumszó üvegburájához válik hasonlatossá: „mindössze” „vákuumszerű” teret biztosít az elektronfolyamatok számára. Így a GaAs elvi előnyei leértékelődnek, kivéve azt az egyet, hogy optikai elemként is képes működni. Fontos marad tehát a GaAs—GaAlAs sokrétegű lézertióda, de a szilícium tetején kialakítva... Így az optoelektronikai funkciókat kombinálhatjuk a megszokott digitális áramkörrel.

„Bizonyítékul” azt kívánom megemlíteni, hogy a szilícium kristálytechnológiája oly mértékben kidolgozott, hogy az évtizedek óta „perspektivikus” egyéb anyagok, pl. GaAs, nem mérkőzhetnek vele. Szeretném még egyszer kiemelni, hogy főntebb pontosan mit mondtam. Vé-

leményem szerint a GaAs *szeleten* kialakított diódák, áramkörök azok, amelyek csak a piac egy kis szeletét teszik, tehetik majd ki.

Van ui. még egy gond ezeknél. A mai igényeket kielégítő GaAs (ill. általában III—V eszközök) csak az ún. molekulasugaras epitaxiás eljárással (MBE) alakíthatók ki. Ez pedig kis termelékenyséű eljárás, amely nagyon lelassítja a gazdaságilag kívánatos „egy szelet/perc” átbocsátóképességet.

2.4. Technológiai követelmények a szilíciumtechnológiában

Szinte hihetetlen, hogy az egyeduralkodó szilíciumtechnológia anyagmérnöksége milyen szintet ért el. A mai legkorszerűbb mikroelektronikai technológiák alapanyaga, a szilíciumszelet, 20—25 cm átmérőjű. És ez a kristály diszlokációmentes. Hibaként csak némi (ppm) oxigén és szén jelentkezik — bár a szeletek mechanikai tulajdonságait az oxigén korlátozott jelenléte még javítja is.

A tranzisztor működéséhez atomosan rendezett köztes felületek is szükségesek. Különösen fontos a szilícium és a ránövesztett szilíciumoxid határfelületének atomos rendezettsége. A követelmény itt így fogalmazható: ha — bármely irányban elindulva ezen a felületen — sűrűbben találunk egyetlen atom magasságú (hibás) lépcsőket, mint minden ezredik atom (sic!), a tranzisztor üzemképtelen! Hogy ezt az anyagtudomány-anyagmérnökség meg tudja csinálni, az önmagában is szinte hihetetlen, de hogy mindez számítógépen előre szimulálható, azaz az előállítás körülményei előre modellezhetők anélkül, hogy a költséges kísérleteket el is kellene végeznünk — ez számomra a huszadik század csúcsteljesítménye.

A közeljövő áramkörjeiben (256 Mbit DRAM) a tervezési szabályok 0,25 μm méretű vonalakat követelnek meg. Talán meglepő, hogy nem a rajzolókat készítő, ún. fotolitográfiai művelet a kritikus. Az, hogy ma a litográfiai lakkok megvilágítására ultraibolya fényt használnak, lehetővé teszi a hullámhossz néhányszorosát jelentő méretek tömeges és pontos előállítását. Sőt, az ismeretek adottak már a következő mértcsökkentési lépéshez is: ezt nevezzük röntgenlitográfiának. Itt a megvilágítás olyan kis hullámhosszú sugárral történik, hogy elvi korlátok még sokáig nem merülnek fel.

Gondot jelent azonban a tranzisztor működtetéséhez szükséges szigetelőréteg (szilíciumdioxid) említett minőségben való előállítása. A 256 Mbit DRAM tranzisztorához ui. 7+0,3 nm vékony oxidot (a jelzett vastagsághibával és a fentebb írt szerkezeti hibatoleranciával) kell előállítani. Itt már minden apró körülmény fontossá válik: pl. az, hogy mikor és hogyan távolítjuk el a növesztést megelőzően a szilíciumon mindig kialakuló ún. natív oxidréteget, hogy tudjuk-e valódi időben (real time) mérni a növekedő oxid paramétereit (ma a legvalószínűbb: optikai módszerrel).

Ehhez a geometriai mérethez 70 nm-es pn-átmeneti mélység tartozik. Ennél a méretnél már nem megengedett az, hogy az implantációt mint előadalékolást használjuk és diffúzióval toljuk az átmenetet mélyebbre, a roncsolatlan kristályba. Az ionoknak az implantáció során gyakran fellépő „csatornázódása” is kerülendő. Ennek elkerülésére ún. előamorfizálást alkalmaznak (CalTech—KFKI közös eredmény, 1974—78). A probléma alapvetően a „thermal budget” alacsonyan tartására vezet: az implantációval határozott mélységbe bejuttatott atomokat ott kell tartani úgy, hogy közben az implantáció okozta sugárkárosodást hőkezeléssel megszüntessük. Ebben az

irányban sokat tett a Rapid Thermal Annealing (RTA), amely a másodpercek tartományában végrehajtott, reprodukálható hőciklusokat jelent. Működött is mindez a 0,3 μm tervezési szabályig (64 Mbit DRAM). Izgalmas kihívást jelent azonban, hogy megkíséreljük átlépni azt az amerikai véleményt (R. B. Fair and G. A. Ruggles, Solid State Technology, May, 1990), miszerint „az implantációval, úgy ahogy azt ma végezzük, a 0,25 μm -es technológia source-drain pn-átmenete nem valósítható meg”. Nincs ui. olyan „budget” (hőmérséklet \cdot idő ciklus), amely ne hajtana túl mélyre a bóratomokat miközben a defektek is eltűnnek. Erről fogok majd beszélni.

Van egy szerencsés tény is ebben a miniaturizálási harcban, működik az ún. skálázás. Ez azt jelenti, hogy egy működő áramkör geometriai méreteit arányosan lecsökkentve, ismét csak működő áramkört kapunk. Sajnos, van azért olyan mennyiség, amely nem „skálázik”, ez a működés közbeni hőfelszabadulás. Erre tekintettel kell lenni, különösképpen akkor, ha három dimenzióban akarunk áramköröket integrálni.

(A bonyolult áramköröknél nemcsak a technológiát lehet és kell szimulálni, hanem ezen kívül van elemszintű, hálózatszintű, és logikai szintű szimuláció is. Ezek egymásutáni alkalmazásával hozható létre egy ULSI áramkör. És mindez azzal a számítástechnikai kapacitással valósítható meg, amelyet éppen ez a technológia tett lehetővé.)

3. NÉHÁNY EREDMÉNY AZ ULSI KUTATÁSOKBAN

A fentiek a világnak általunk lakott részén joggal bátorítanának el az embert. Ellenpéldák — hál'Istennek — akadnak hazánkban. Egy ilyenről, amely a saját munkánk, kívánok e fejezetben beszélni.

Stratégiánkról azt kell elmondanom, hogy az ilyen ambíciózus kutatásoknál nem képzelhető el egy vonulatszerű szerkezet. Egy-két jó cikket lehet egy gondolatkörből publikálni. Azt szoktam mondani, hogy ha a „harmadik” cikket nem pl. a japánok publikálják, az ötlet perifériális volt.

Az itt ismertetendő eredmények célja a 0,25 μm -es technológiában is használható pn-átmenetek laborszintű előállítására alapvetően ionimplantációval. Azért érzem ezeket az eredményeket idevágó példának, mert az anyagtudományos kutatások gyakorlati felhasználását demonstrálják. Az eredmények az implantációnak a következő tulajdonságain alapszanak:

1. az ionkaszkádnak a felülethez közelebbi részében kevesebb a kilökött Si atom az ottani ún. elektronos fékeződés miatt, míg a behatolási mélység táján a nukleáris fékeződés sok defektet okoz,

2. molekula-ionok alkalmazásával el lehet érni, hogy a kaszkádok átfedjék, mind időben, mind térben egymást,

3. ki lehet az implantációnak azt a tulajdonságát használni, hogy a felület közelében vakancia-, mélyebben intersticiális típusú defektek dominálnak. Ezek térbeli elváltsottsága miatt más defektreakciók zajlanak le a felület közelében, ill. a mélységben. Ennek következményei az előamorfizált réteg hőkezelődésében, ill. a pn-átmenetet alkotó bóratomok felgyorsult diffúziójában mint parazita-hatásokban jelentkeznek,

4. a defektreakciók függenek továbbá a szilícium inherens szennyeződéseitől (oxigén, szén).

3.1. Új eredmények az ionos mixing („keverés”) eljárásnál

A szilicidok mint kontaktusok és vezetékek rendkívül hasznosak: megfelelő tulajdonságaikon túlmenően jól il-

leszkednek a technológiába is. Az ULSI eljárásokban alapvető stratégiként fellépő hőterhelés-csökkentés (alacsony „thermal budget”) széles körben alkalmazottá tette az ionos mixinget, ahol az ionoknak a helyi hőkezeléssel egyenértékű hatását használják ki pl. a szilicidok kialakítására.

Kimutattuk, hogy a felület közelében kialakított nehézfém réteg megnöveli ott az ionfékeződési mechanizmusnak azon komponensét, amely nem pl. röntgensugárzást, hanem atomi mozgásokat okoz. Ezt, külön kísérletben, egymással nem keveredő („immiscible”) fémrétegekből kialakított sokrétegű szendvics demonstráltuk. A sokréteg, egyenként kb. 10 nm-es Ag- és Cu-réteg, a felületközeli nehézfém pedig 3 nm-es wolfram volt. Keverésre 300 keV-es kriptonionokat használtunk. Az 1a ábra mutatja a wolfram mintának eredeti állapotát, az 1b ábra a wolfram nélküli, az 1c ábra a wolframréteget tartalmazó szendvics keveredését (ez utóbbi ábránkon az eredeti állapot is látható). A vizsgálati módszer ún. Rutherfordvisszaszórás (RBS) volt, ahol a mélységskála jobbról balra halad és az egyes elemek eloszlásai (a „felület” elemenként más és más helyen kezdődik) külön-külön láthatók, azaz a görbék képzeletben egymásra másolandók.

A következő kérdés, amelynek megértéséhez hozzá kívántunk járulni, a molekulaionok felhasználása volt. Molekulaionokat (elsősorban BF_2^+ ionokról van szó) több okból használnak. Egyrészt az ionforrásokból nagyobb intenzitásban lépnek ki, mint pl. a bóron, másrészt az előamorfizálás célja is motiválta az alkalmazást.

Kísérleteink arra kívántak feleletet adni, hogy a molekulaionok alkalmazásakor milyen mértékben nő a defektképződés — a szilíciumszelet implantáció alatti hőmérsékletének függvényében. A modellkísérlethez foszfor atom- és molekulaionokat alkalmaztunk. Az ionok energiáját úgy választottuk meg, hogy a behatolási mélység azonos legyen. Kiderült, hogy mintegy 100 °C-on végzett implantáció esetén a molekulaionok egymást átfedő kaszkádjai mintegy tízszeresre növelik a defektképződés mértékét.

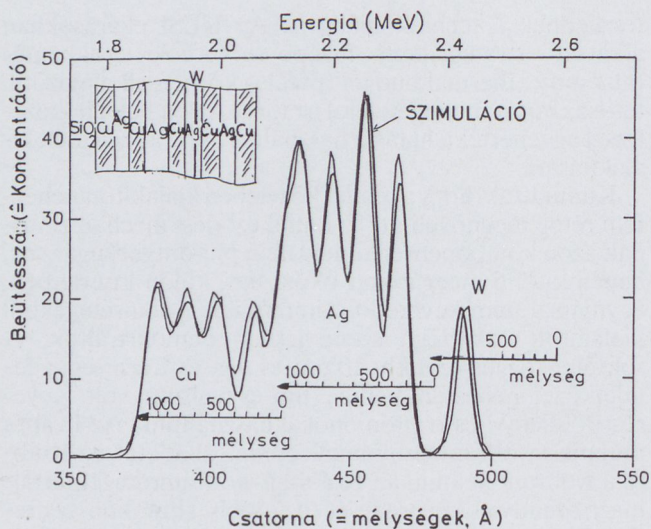
Ezek az eredmények — kapcsolódva az irodalomból ismertekkel — adalékot szolgáltatnak a cél, a sekély pn-átmenet előállítására felé.

3.2. Sekély pn-átmenetek előállítása

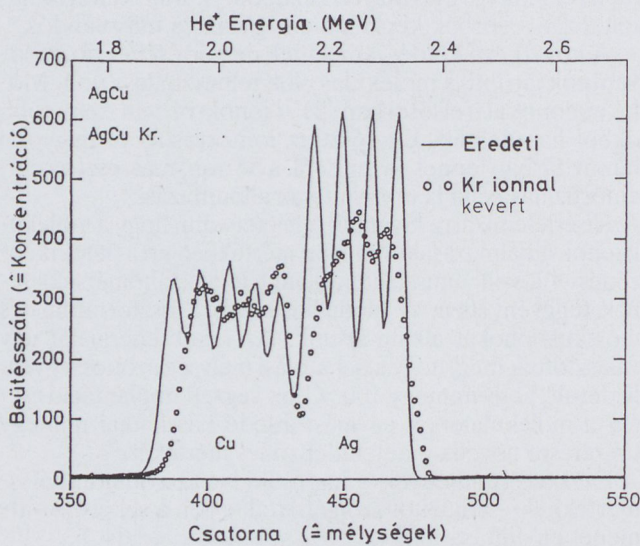
A 2.4. pontban említettük, hogy a „szokásos” implantációval gondok vannak a legújabb technológiákhoz szükséges pn-átmenetek előállításánál. A már említett eredményünk alapján elterjedt előamorfizálással, sajnos, egy gond lépett fel. Az amorfizáló (pl. Si vagy Ge) ionok behatolási mélysége táján jön létre az amorf-kristályos átmenet. A hőkezelés során ezen a helyen egy defektréteg (EOR, End of Range defects) marad vissza, amely természetesen káros. Korábban ennél mélyebbre diffundálhatták az amorf rétegbe lőtt adalékot (pl. bór), és így az EOR defektek hatását kiküszöbölték. A mai következmények azonban már nem teszik elfogadhatóvá a szokásos diffúziót sem. Az amorfizálásra a csatornahatás elkerülése céljából pedig szükség van.

Ezért vizsgáltuk (Fraunhofer-Arbeitsgruppe für Integrierte Schaltungen csoporttal közösen) az EOR defektek keletkezésének okait. Abból indultunk ki, hogy ezen defektek kialakulásához szennyező atomok is szükségesek — vakanciákból és Si rácsközi atomokból aligha alakulhat ki ilyen nagyméretű defekt.

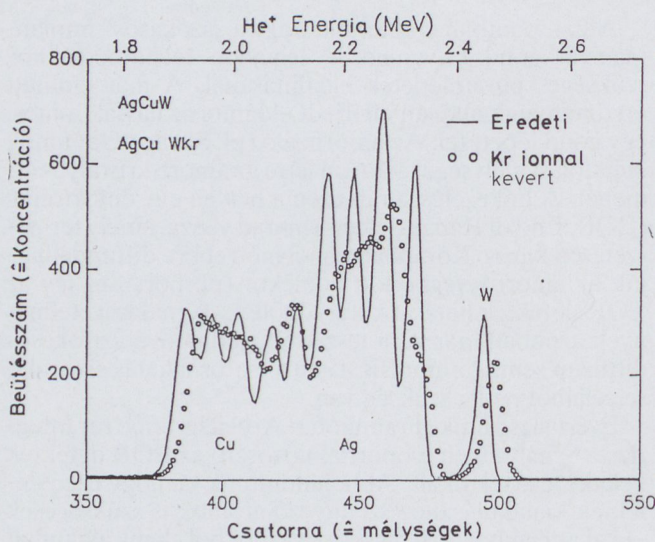
Különböző oxigéntartalmú szilíciumszeleteket azonosan előamorfizálva, hőkezelve, sikerült korrelációt kimutatnunk a defektek koncentrációja és az oxigéntartalom



a)



b)



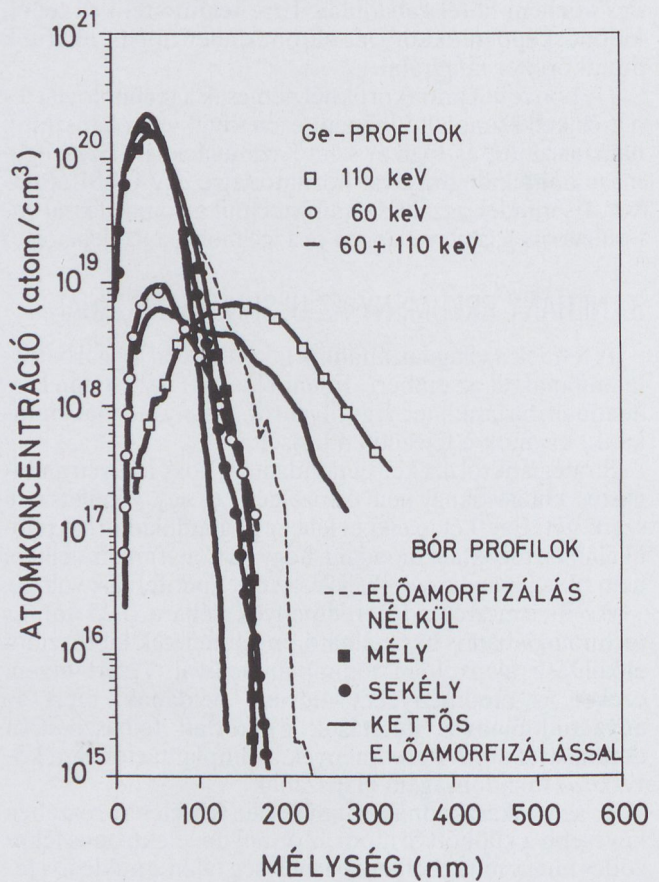
c)

1. ábra. Kriptonionokkal bombázott Ag—Cu sokréteg, a) a minta eredeti állapota, b) wolfram nélküli és a c) wolframréteget is tartalmazó szendvics keveredése (Rutherford-visszaszórás)

között. A legkisebb oxigéntartalmú szilíciumban az EOR defektek fellépte teljesen elkerülhetőnek bizonyult.

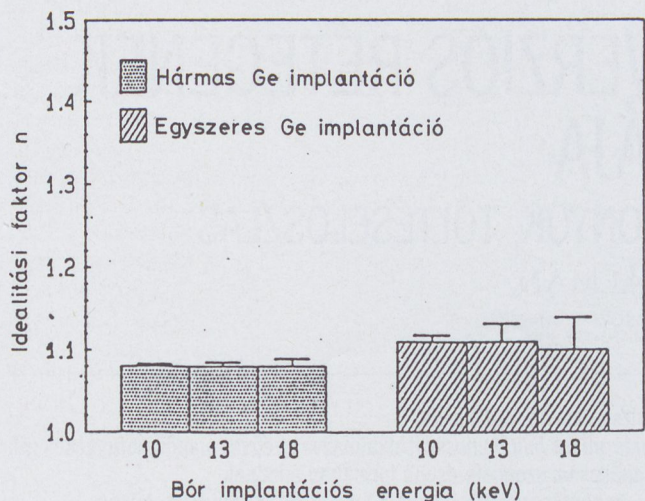
Még két további gondolatunk jelentett előrelépést a témában. Az egyik a fent ismertetett 3. tulajdonságra épít. Ha a vakancia-, ill. rácsközi atomokban dús tartományok különválnak, akkor többszörös, alkalmasan választott energiájú implantációval el lehet érni, hogy ugyanabban a mélységben vakanciák is és rácsközi atomok is bőségben keletkezzenek. Ez pedig azzal az előnnyel jár, hogy ezen atomoknak nem kell hosszan diffundálniuk a rekombinációig. A hosszú diffúziós utak során ui. az ott lévő bóratomok is bekapcsolódnak a reakcióba, és ez okozza ezek nemkívánatos ún. tranzienst diffúzióját.

A 2. ábrán látható, hogy a kettős implantáció ebben is segített. A kettős, germániummal amorfizált réteg hőkezelésekor marad a bórprofil a legsekélyebb. (A bór implantáció 10 keV energiával történt.)



2. ábra. Amorfizáló Ge és adalékoló B implantáció során előálló eloszlások (SIMS mérés)

A munkánk mai állását egy további kísérleti munka jelzi. (Ezt a kísérletet az EUREKA JESSI program keretében a FAIS-szal és a BME Elektronikus Eszközök tanszékén dr. Kormány T. által vezetett csoporttal végeztük.) Már a hetvenes évek közepén, H. Rzewuski (IBJ, Swierk, Lengyelország) közreműködésével végeztünk eredményes kísérleteket, hogy a hőkezelés alatt ultraibolya besugárzással hozzunk létre a szilícium felszíni rétegében többlet elektron-lyuk párokat, így változtatva meg a defektreakciókat. A módszerrel a thermal budget lényegesen csökkenthető volt. Az utóbbi időben a gondolat úgy került elő néhány laboratóriumban, hogy az UV-besugárzást implantáció alatt végezték. Saját kísérleteinkben a pn-átmenetek mintegy 20%-kal sekélyebbnek bizonyultak látható lézertény hatására. A közeljövőben a paraméterek optimalizálását fogjuk elvégezni.



3. ábra. Különböző amorfizáló ionenergiával (Ge) készített bóros dióda idealitási faktorainak összehasonlítása

Az eredmények egy része már sikeresen beépült tesztstruktúrák technológiájába is. Ezeknél a többszörös amorfizálást, a szelethőmérséklet optimalizálását végeztük el (a FAIS-ban). A 3. ábrán a három különböző ionenergiával végzett bóros diódák idealitási faktorának előnyös

megváltozása látható a hagyományos egyetlen, ill. ez esetben három különböző energiával végzett Ge előamorfizáció esetén. (Az eljárás a költségeket gyakorlatilag nem érinti, hiszen csak az implanternek implantáció közbeni egyszerű átváltását igényli). Az UV megvilágítás beiktatásának a technikai feltételein dolgozunk.

Bízunk abban, hogy az anyagtudományos ismeretekre épített technológiával sikerül a közeljövőben — szintén az EUREKA JESSI-keretében a 70 nm-es pn-átmenetet implantációval megvalósítanunk. Igaz, néhány „trükk”-re azért szükség van.

4. KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Ezekben a munkákban, a legkülönbözőbb fázisokban sok hazai és külföldi kolléga működött közre. A hazai közvetlen munkatársaim közül az itt ismertetett munkával kapcsolatosan szeretném név szerint kiemelni (ABC rendben) Antos Lászlót, Battistig Gábort, Debreczeny Ábelt, Kapovics Ádámot, N. Q. Khanh-t, Schiller Róbertné, Serfőző Gusztávot. A FAIS-beli munkatársaim közül Ch. Dehm-et, L. Freyt, E. Lorenzet, valamint H. Ryssel professzort. Alapvető volt továbbá mind a KFKI, mind a FAIS technológiai sora munkatársainak tevékenysége. A JESSI projekt sikerein Kormány Terézszel és Kuki Ákossal osztozunk.

MATERIALS SCIENCE RESEARCH IN MICROELECTRONICS

J. GYULAI

JOINT CHAIR FOR EXPERIMENTAL PHYSICS OF TU
BUDAPEST AND OF CENTRAL RES. INST. PHYS.
BUDAPEST, P.O. BOX 49, H-1525

Connections of materials science and semiconductor device technology are reviewed. As an introduction, special perspectives of microelectronics in Hungary after political changes are described. It should be of highest priority for Hungary to attract international companies, as microelectronics is a field that must not be bypassed. Education of engineers and high-level academic research can increase the attractiveness of the country.

As an illustration, results are presented, which were achieved in cooperation with the Fraunhofer Arbeitsgruppe für Integrierte Schaltungen (Erlangen) within frames of EUREKA JESSI project. The goal is the production of 0.7 μm deep pn-junctions for ULSI applications. Present experiments showed a correlation of formation of End-of-Range defects with oxygen impurity and made use of special implantation processes (multiple and photon-assisted). Junction depths were about two third of those produced with regular implantation.



Gyulai József

A Szegedi Tudományegyetem Természettudományi Karán végzett 1955-ben. 1956 és 1970 között a Szegedi Tudományegyetemen, 1970 óta a KFKI-ban dolgozik, jelenleg igazgatóhelyettesi beosztásban. 1982 óta egyetemi tanár, 1989-től kezdve a BME-KFKI Kísérleti Fizika Tanszék közös tanszék vezetője.

Foglalkozott a Ge és Si felületi jelenségeivel, a gallium arzeno-foszfid fotovezetésével, az ionimplantáció és RBS alkalmazásával félvezető

vékonyrétegekre és IC-re. 1990-ben az MTA levelező tagjává választotta. Vendégprofesszora a Cornell Egyetemnek, az Ecole Normale Supérieure-nek és az Erlang-Nürnberg Intézetnek. Tanít a Continuing Education Institute-Elsevier Advanced Technology kurzusain. Elnöke a IUPAP Fizika a Fejlődő Országokért Bizottságának és az MTA Elektronikus Eszközök és Technológiák Bizottságának. Mintegy 180 cikket, hat könyvfejezetet írt, amelyekre mintegy 900 hivatkozás van.

A MOS STRUKTÚRA INVERZIÓS RÉTEGÉNEK FIZIKÁJA

ENERGIA- ÉS POTENCIÁLVISZONYOK, TÖLTÉSELOSZLÁS

TARNAY KÁLMÁN

BME ELEKTRONIKUS ESZKÖZÖK TANSZÉK
1111 BUDAPEST GOLDMANN GY. TÉR 3.

A közlemény MOS struktúrák potenciál, télerősség és töltéseloszlásainak vizsgálatával foglalkozik.

A félvezetőfizikai alapok áttekintésekor az elektron jellemzésére az *elektron termikus hullámhosszát* alkalmazva az egyes alapösszefüggések (pl. az N_c és N_v állapotsűrűségek, a degenerált állapot határhelyzete stb.) a szokásosnál szemléletesebb formában adódnak.

A második rész a felület elektromos állapotára jellemző $F(u_s, u_b)$ függvény meghatározását tárgyalja a következő módszerek alapján:

- *klasszikus*, Maxwell—Boltzmann statisztika,
- *félklasszikus*, Fermi—Dirac statisztika,
- Poisson és Schrödinger egyenletek szelfkonzisztens megoldása a *kvantummechanikai hatások figyelembevételével*.¹

Az eredmények arra utalnak, hogy a MOS struktúra jellegzetes működési tartományában a kvantummechanikai hatások elhanyagolása jelentősebb eltérést okoz, mint a Fermi—Dirac statisztika Maxwell—Boltzmann statisztikával való közelítése.

1. BEVEZETÉS

A korszerű mikroelektronikában kitüntetett szerepet rendelkeznek a két eltérő tulajdonsággal rendelkező anyag közötti határfelületek. Míg a *bipoláris eszközökben* a működés szempontjából alapvető fontosságú határfelületek két oldalán elhelyezkedő anyag eltérése csak az adalékolás típusának különbözőségében nyilvánul meg, *MOS eszközökben*, *Schottky átmenetes eszközökben* (Schottky diódák, MESFET-ek), továbbá *heteroátmenetes eszközökben* (lézerek, High Electron Mobility Tranzisztorok, stb.) a határfelület két ténylegesen eltérő anyag között alakul ki. Míg az első esetben a kristályrács szigorúan véve folytonos, és még az adalékolás változása is folytonos függvény szerint változik, az utóbbiakban a félvezető kristályrácsának folytonossága megszűnik (még heteroátmenetes eszközök esetében is számottevő a változás a mikrofizikai struktúrában). A MOS struktúrák és a Schottky átmenetes struktúrák határfelületi viselkedése sok szempontból hasonló (MESFET-ek esetében még abban a vonatkozásban is meg van a MOS tranzisztorokkal való hasonlatosság, hogy a töltéshordozók a határfelülettel párhuzamosan áramlanak, Schottky diódnál abban mutatkozik eltérés, hogy a töltéshordozó áramlás a határfelületre merőleges irányú). Fontos szerepe van a két alapvetően eltérő anyag (MOS struktúrákban félvezető egykristály és szigetelőanyag, Schottky struktúrákban félvezető egykristály és fém vagy fémszilícid) közötti határfelületen az eltérő kontaktpotenciálok következtében létrejövő nagy potenciálugrásnak.

A következőkben elsősorban MOS struktúrákra irányítjuk figyelmünket. A határfelületet ideálisnak tekintjük. Nem foglalkozunk a határfelület felületi egyenletlenségeiből származó problémákkal, márcsak azért sem, mert a korszerű félvezetőtechnológiák képesek gyakorlatilag egy atomsík simaságú felületek előállítására.

Két alapvető kérdéscsoportot tárgyalunk:

- a határfelület környezetében a félvezetőben kialakuló energia (potenciál) viszonyokat;

¹ A kvantummechanikai hatások számítására irányuló kutatást a DIGITAL EQUIPMENT COMPANY HG—001 számú "Investigations of the Electric Properties in Silicon near to the Semiconductor Surface" c. kutatási megbízása támogatja.

- a határfelület környezetében kialakuló töltéstranszportot.

A két kérdéscsoport szoros kapcsolatban áll egymással, a transzportot ugyanis alapvetően befolyásolják a felület környezetének energiaviszonyai.

Vizsgálatunk elsődlegesen a szilíciumban lejátszódó jelenségekkel foglalkozik. Az $E_c - V_s$ összefüggés részletes vizsgálata fontos információkat nyújt a CV görbék alakulására, valamint a MOS struktúra küszöb feszültségére. A felületi állapotok hatását nem elemezzük, csak utalunk arra, hogy figyelembevételük az irodalomban szokásos módon végezhető el.

2. FÉLVEZETŐFIZIKAI ALAPOK

A félvezetőben levő elektronok elemi részecskék, melyeknek állapotát az $\mathbf{r} = (x, y, z)$ helykoordinátájuk és $\mathbf{p} = (P_x, P_y, P_z)$ impulzusuk jellemzi. Félvezetőkkel kapcsolatos vizsgálatokban a \mathbf{p} impulzus helyett a $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ hullámvektort használják a

$$\mathbf{p} = \hbar \cdot \mathbf{k} \quad (1)$$

definícióinak megfelelően.

Az elektron fontos jellemzője a termikus hullámhossz. A szabad *elektron termikus hullámhossza* (a kT termikus energiához tartozó de Broglie hullámhossz)

$$\lambda_0 = \frac{h}{\sqrt{2m_0 kT}} \quad (2)$$

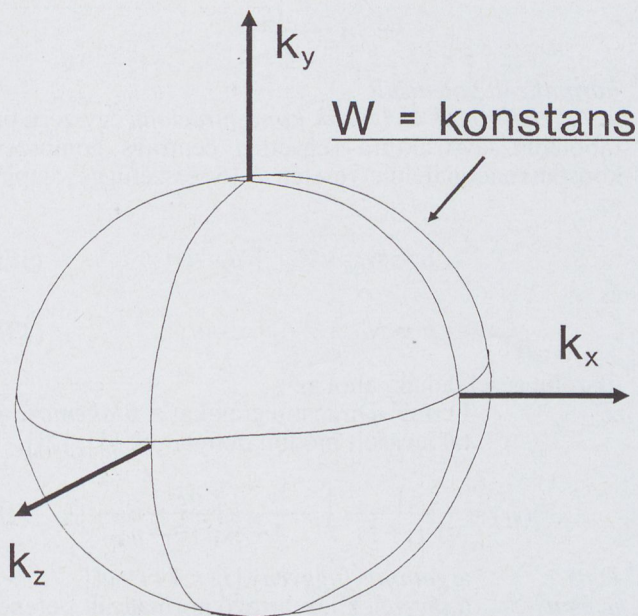
Ennek értéke szobahőmérsékleten $\lambda_0 = 7,617$ nm. Kristálybéli elektronok esetén a termikus hullámhossz λ_0 -tól való eltéréseinek mértéke az m^* effektív tömegtől függ

$$\lambda = \lambda_0 \left(\frac{m_0}{m^*} \right)^{1/2} \quad (2a)$$

2.1. A diszperziós reláció

Az *elektron diszperziós relációja* a $W(\mathbf{k})$ kapcsolatot írja le. Az impulzus ismeretében

$$W = \frac{p^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m^*} = kT \cdot \lambda^2 \mathbf{k}^2 \quad (3)$$



1. ábra. Konstans energiához tartozó felület a k -térben (ideális eset)

A félvezetőanyagban az elektront $\psi(\mathbf{r}, t)$ hullámfüggvényével jellemzik. A hullámfüggvény időfüggő része leválasztható a

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \phi(\mathbf{r}) \exp(-j\omega t) \quad (4)$$

összefüggés számításbavételével.

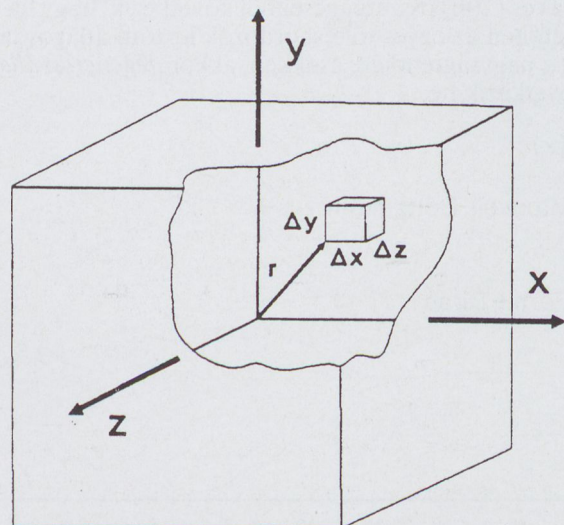
A hullámfüggvény alapján meghatározható annak valószínűsége, hogy az elektron egy megadott ΔV térfogatban tartózkodik:

$$\int_{(\Delta V)} |\phi(\mathbf{r})|^2 dV \quad (5)$$

A félvezető kristályrácsában a rácsonok periodikus potenciáletteret hoznak létre. Az elektron hullámfüggvényét a

$$\left[\Delta^2 + \frac{1}{\lambda^2} \frac{W - (-qU)}{kT} \right] \phi = 0 \quad (6)$$

időfüggetlen *Schrödinger-egyenlet* alapján határozhatjuk meg. A kristályrács struktúrája, a rácsonok közötti kötések jellege szabja meg azt, hogy mely meghatározott ener-



2. ábra. Elektron jellemzése a helykoordinátával az x, y, z koordinátarendszerben és a k -térben (az impulzuskoordinátá helyett az azzal arányos k_x, k_y, k_z koordinátarendszert alkalmaztuk)

giértékek esetén elégíthető ki a Schrödinger-egyenlet. Az ún. effektív tömeg közelítésben a kristályrács jellemzőit az $m^* \neq m_0$ effektív tömeggel vesszük figyelembe. Állandó effektív tömeg esetén — mint az a diszperziós relációból látható —

$$W \sim |\mathbf{k}|^2 \quad (7)$$

vagyis a k -térben egy adott elektronenergiához tartozó pontok mértani helye egy centrális elhelyezkedésű gömb felülete (1. ábra). Valóságos kristályok esetén egyetlen centrális elhelyezkedésű gömb alakú konstans energia felület helyett több, nem feltétlenül centrális elhelyezkedésű ellipszoid alkotja a konstans energiájú felületeket a k -térben.

2.2. Lehetséges állapotsűrűség

Legyen a félvezetőben az $\mathbf{r}=(x, y, z)$ helyen egy olyan $\Delta V=(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ elemi térfogat, melyben valahol egyetlen elektron tartózkodik (2. ábra). A Heisenberg reláció határozza meg, hogy az elektron hullámvektorát mekkora $\Delta k_x, \Delta k_y, \Delta k_z$ pontossággal ismerhetjük

$$\Delta x \cdot \Delta k_x = 2\pi \quad (8a)$$

$$\Delta y \cdot \Delta k_y = 2\pi \quad (8b)$$

$$\Delta z \cdot \Delta k_z = 2\pi \quad (8c)$$

vagyis az elektron hullámvektora a k -térben egy

$$\Delta V_k = \Delta k_x \Delta k_y \Delta k_z = \frac{(2\pi)^3}{\Delta x \Delta y \Delta z} = \frac{(2\pi)^3}{\Delta V} \quad (9)$$

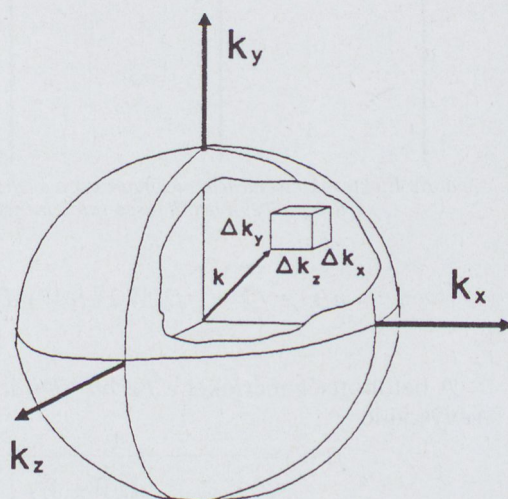
térfogatban végződik.

Ha a k -térben az $|\mathbf{k}|$ hullámvektorhoz tartozó W =áll. konstans energiafelület centrális elhelyezkedésű gömb,

akkor ennek térfogata $\frac{4 \cdot \pi}{3} |\mathbf{k}|^3$, melyben

$$\frac{4 \cdot \pi}{3} |\mathbf{k}|^3 \cdot \frac{(2\pi)^3}{\Delta V} \quad (10)$$

számú ΔV_k k -térbeli elemi térfogat fér el. Mivel a Pauli elv következtében nem lehet két azonos állapotú elemi részecske egy rendszerben, ez egyúttal megadja mindazon lehetséges elektronállapotok számát, melyek hullámvek-



tora 0 és $|\mathbf{k}|$ közötti érték. Pontosabban a lehetséges elektronállapotok száma ennek kétszerese, mert két ellentétes spinnel rendelkező elektron létezhet a ΔV_k k -térbeli elemi cellában. Egységnyi térfogatra vonatkoztatva tehát

$$G(\mathbf{k}) = \frac{1}{3\pi^2} |\mathbf{k}|^3 \quad (11)$$

Ennek az energia szerinti deriváltja, az egységnyi energia-intervallumhoz tartozó lehetséges elektronállapotok száma az egységnyi térfogatban a *lehetséges elektronállapotok sűrűsége*

$$D(\mathbf{k}) = \frac{\partial G(\mathbf{k})}{\partial W} = \frac{1}{\pi^2} |\mathbf{k}|^2 \frac{\partial \mathbf{k}}{\partial W} \quad (12)$$

A diszperziós reláció alapján

$$\frac{\partial W}{\partial \mathbf{k}} = 2kT \cdot \lambda^2 \cdot \mathbf{k} \quad (13)$$

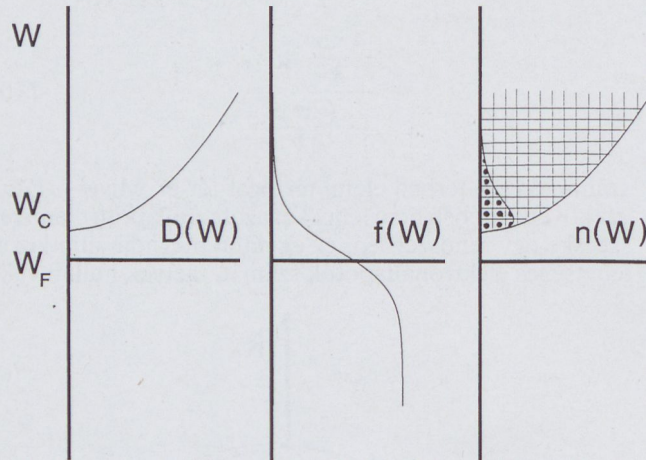
Ebből a lehetséges állapotsűrűsége az

$$D(W) = \frac{1}{2\pi^2 kT} \frac{1}{\lambda^3} \sqrt{\frac{W}{k \cdot T}} \quad (14)$$

összefüggést kapjuk. A W energiát a sávok szélétől kell számítani, tehát W helyett a vezetési sávban $W - W_C$, a vegyértéksávban $W_V - W$ veendő számításba.

2.3. Az elektronkoncentráció meghatározása

Az *elektron (lyuk) koncentráció* meghatározásához ismerni kell az egyes völgyek (ellipszoidok) lehetséges állapotsűrűségeit, valamint azok betöltöttségét. A teljes elektronkoncentrációt az egyes ellipszoidokban található elektronkoncentrációk összege adja (3. ábra):



3. ábra. Elektronkoncentráció meghatározása a lehetséges állapotok sűrűségéből és a betöltöttség valószínűségéből

$$n(\mathbf{r}) = \sum_i \int_{W_C}^{\infty} D(W, \mathbf{r}) f(W) dW \quad (15)$$

A betöltöttség mértékét a *Fermi–Dirac eloszlásfüggvény* írja le

$$f(W) = \frac{1}{1 + \exp \left[\frac{W - W_F}{kT} \right]} \quad (16)$$

A $W = -qU$ összefüggés alapján áttérünk a W energiáról az U potenciálokra, és bevezetjük az

$$u = \frac{U}{U_T}$$

normalizált potenciált.

Az *elektronok és lyukak koncentrációját* egyszerű parabolikus sávstruktúra (egyetlen centrális gömbszerű konstans energiefelület) esetén a (15) összefüggés alapján az

$$n = N_{Co} \cdot \mathcal{F}_{1/2} [u_c - u] \quad (17a)$$

és

$$p = N_{Vo} \cdot \mathcal{F}_{1/2} [u - u_v] \quad (17b)$$

összefüggések adják, ahol az

\mathcal{F}_i Fermi–Dirac integrálokat a *Blakemore* által javasolt módon definiáltuk [1], [2]]

$$\mathcal{F}_i(\eta) = \frac{1}{\Gamma(i+1)} \int_0^{\infty} \frac{\xi^i d\xi}{1 + \exp(\xi - \eta)} \quad (18)$$

$\Gamma(n)$ a *gamma-függvény* [$\Gamma(n+1) = n!$],
 u_c és u_v a sávszélekhez tartozó normalizált potenciálok,

N_{Co} és N_{Vo} pedig az *effektív állapotsűrűségek*, melyek értéke az elektronok és lyukak termikus hullámhosszától függ. Az elektronoknak és lyukaknak az elektron nyugalmi tömegével megegyező effektív tömege esetében

$$N_{Co} = \frac{1}{4\pi^{3/2}} \frac{1}{\lambda_0^3} \quad (19a)$$

és

$$N_{Vo} = \frac{1}{4\pi^{3/2}} \frac{1}{\lambda_0^3} \quad (19b)$$

Ha a Fermi–Dirac integrált exponenciális függvényvel közelítjük (4. ábra) — ami azt jelenti, hogy áttérünk a *Maxwell–Boltzmann statisztikára* az

$$\mathcal{F}_i(\eta) \rightarrow \exp(\eta) \quad \text{ha } \eta < 0$$

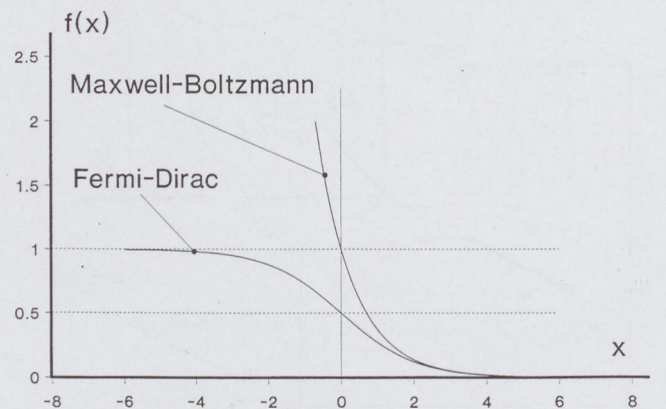
közelítés felhasználásával, az elektronkoncentráció

$$n = N_{Co} \exp(u_c - u) \quad (20a)$$

a lyukkoncentráció pedig

$$p = N_{Vo} \exp(u - u_v) \quad (20b)$$

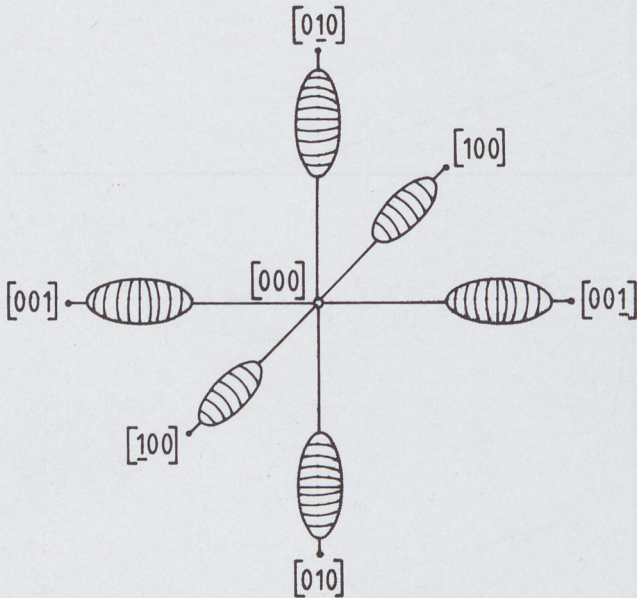
A (20a) és (20b) összefüggésekből következik, hogy ha a félvezetőben az egyes töltéshordozók közötti átlagos távolság λ nagyságrendjére csökken, akkor *degenerált állapot* következik be.



4. ábra. A Fermi–Dirac statisztika közelítése Maxwell–Boltzmann statisztikával

2.4. A szilícium sáv szerkezete, az effektív tömeg orientációfüggése

Si esetében a vezetési sávot hat ellipszoidoszerű, nem koncentrikus konstans energiafelület, a vegyértéksávot két koncentrikus, gömbszerű konstans energiafelület és az ezeknek megfelelő diszperziós egyenlet jellemzi (5. ábra). A félvezető felület elektromos tulajdonságait befolyásolja a kristály orientációja.



5. Szilícium vezetési sávjának szerkezete. A k -térben ábrázoltuk a konstans energiájú felületeket

Legyen a vezetési sávban

m_{\perp} az elektronok transzverzális effektív tömege, Si esetén $m_{\perp}=0,19 m_0$,

m_{\parallel} az elektronok longitudinális effektív tömege, Si esetén $m_{\parallel}=0,98 m_0$,

w_i az i -edik völgyhöz (ellipszoidhoz) tartozó reciprokné effektív tömeg.

Az alábbi táblázat adja meg a leggyakrabban alkalmazott kristály orientációk esetére a reciprokné effektív tömeget [3].

Orientáció	Reciprokné effektív tömeg	Ellipszoidok
$\langle 100 \rangle$	$\frac{1}{m_{\parallel}}$ $\frac{1}{m_{\perp}}$	1, 2 3, 4, 5, 6
$\langle 110 \rangle$	$\frac{1}{m_{\perp}}$ $\frac{m_{\perp} + m_{\parallel}}{2m_{\parallel}m_{\perp}}$	1, 2 3, 4, 5, 6
$\langle 111 \rangle$	$\frac{m_{\perp} + 2m_{\parallel}}{3m_{\perp}m_{\parallel}}$	1–6

Hasonló számítás alapján a lyukakra (lévén a lyukak k -térbeli konstans energiafelülete két koncentrikus gömbszerű felület) a reciprokné effektív tömeget egyszerűen

$$w_{pi} = \frac{1}{m_{pi}} \quad (i=1, 2) \quad (21)$$

a könnyű és nehéz lyukak effektív tömege pedig

$$m_{p1}=0,16 m_0; m_{p2}=0,5 m_0$$

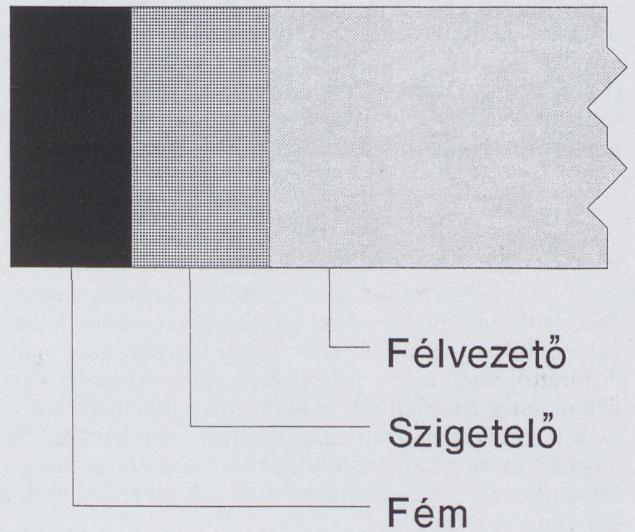
A szilícium valóságos sávstruktúráját figyelembe véve tehát az i -edik völgy elektronjai esetén az effektív állapotsűrűség (i -től független, mert az ellipszoidok egyformák)

$$N_{Ci} = \frac{1}{4\pi^{3/2}} \sqrt{\frac{2m_{\perp}^2 m_{\parallel}}{m_0^3}} \frac{1}{\lambda_0^3} = N_{Co} \sqrt{\frac{2m_{\perp}^2 m_{\parallel}}{m_0^3}} \quad (22a)$$

és lyukakra (a gömbszerű konstans energiafelületek eltérőek, ezért i -től függ)

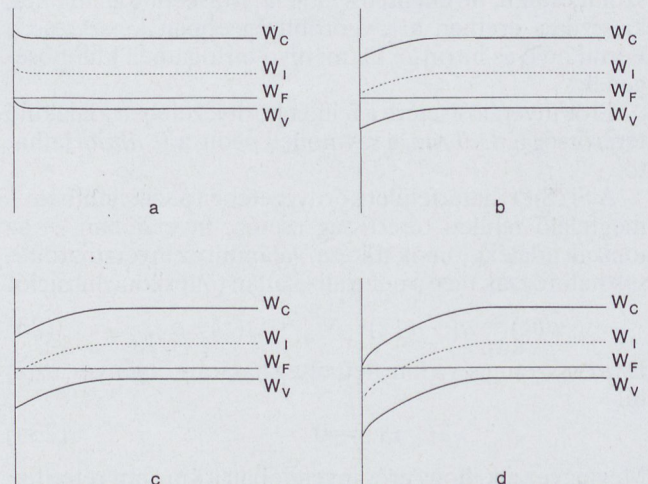
$$N_{Vi} = \frac{1}{4\pi^{3/2}} \sqrt{\frac{m_{pi}}{m_0^3}} \frac{1}{\lambda_0^3} = N_{Vo} \sqrt{\frac{m_{pi}^3}{m_0^3}} \quad (22b)$$

2.5. A félvezető-szigetelő határfelület energiaviszonyai



6. ábra. MOS struktúra

A 6. ábrán látható MOS struktúrát vizsgáljuk [4]. Tételezzünk fel p típusú szilíciumot, mely legyen az egyszerűség kedvéért homogén adalékolású. A fémelektroda és a félvezető közé kapcsolt feszültség polaritásától és nagyságától függően háromféle elektromos állapot alakulhat ki (7. ábra):



7. ábra. Sávmodell a MOS struktúra különböző állapotaiban a) akkumuláció, b) kiűrtetés, c) gyenge inverzió, d) erős inverzió

- **Akkumuláció:** a fémelektróda negatív a félvezetőhöz képest, a felület környezetében a többségi töltéshordozók — esetünkben a lyukak — feldúsulnak.
- **Kiürítés:** a fémelektróda pozitív a félvezetőhöz képest, a felület elszegényedik a többségi töltéshordozókban, és kiürített réteg alakul ki.
- **Inverzió:** a fémelektróda olyan mértékben pozitív a félvezetőhöz képest, hogy a kiürített rétegben levő adalékionok töltése nem elegendő a fémelektróda töltésének ellensúlyozására, ezért a felület környezetében nagy mennyiségű kisebbségi töltéshordozóra van szükség a fémelektródán levő pozitív töltés ellensúlyozásához.

Az akkumuláció és kiürítés közötti határállapotot — amikor a félvezető felületére merőleges térerősség éppen zérus — a görbütségmentes sávmodellre való utalással *flat-band állapotnak* nevezik.

Inverzió esetében meg kell különböztetni a gyenge inverziót és az erős inverziót:

- **Gyenge inverzió:** a félvezetőben kialakuló töltésviszonyokat még elsődlegesen az ionizált adalékatomok határozzák meg, az inverziós rétegben levő mozgásképes töltéshordozók (esetünkben elektronok) töltésének az erőterre gyakorolt hatása még nem domináns. Ekkor (homogén adalékolást feltételezve) a felület környezetében a térerősség gradiense — hasonlóan a kiürítéses állapothoz — állandó értékűnek tekinthető

$$\frac{dE}{dz} \cong \frac{q}{\epsilon} N^+$$

vagyis a térerősség helyfüggése lineáris.

- **Erős inverzió:** a felület környezetében nagy mennyiségű kisebbségi töltéshordozó gyűlik össze, mely a félvezető felülettől távolabb eső részeit árnyékolja a gate erőterétől, ezért a gate feszültség további növelése a kiürített réteg kiterjedését gyakorlatilag már nem befolyásolja, kizárólag az inverziós töltésre van hatással. A nagymennyiségű inverziós töltés hatására a térerősség a felület környezetében a lineárisnál sokkal erőteljesebb helyfüggést mutat.

A gyenge inverzió és erős inverzió közötti határhelyzetet — homogén adalékolású félvezető esetében — az az állapot képviseli, amikor a félvezető felületén a mozgásképes inverziós töltéshordozók koncentrációja éppen eléri az adalékatomok koncentrációját: a sávstruktúra vonatkozásában — klasszikus esetben — ez azt jelenti, hogy a Fermi-nívó és az intrinsic Fermi-nívó közötti különbség a félvezető felületén és neutrális térfogatában egyező abszolút értékű, de ellentétes előjelű. Másként fogalmazva, klasszikus esetben a sávgörbülség éppen kétszerese a Fermi-nívó és intrinsic Fermi-nívó térfogatbeli különbségének.

Erős inverzió esetére a felület környezetében kialakuló térerősség a 8. ábrán, a sávmodell pedig a 9. ábrán látható.

A Si/SiO₂ határfelület környezetében a szilíciumban — megfelelő felületi térerősség esetén, inverzióban — az ionizált adalékatomok töltése, valamint az inverziós töltések határozzák meg a neutralizálatlan töltéskonzentrációt

$$\rho(z) = q[-n(z) + N^+] = \rho_n(z) + \rho_{\text{depl}} \quad (23)$$

Ez az összefüggés a kiürített réteg határáig érvényes, azon túl

$$\rho(z) = 0 \quad (23a)$$

Megjegyezzük, hogy erős inverzióban a kiürített réteg határának a felülettől mért távolsága az inverzió mértékétől (a felületi térerősségtől) gyakorlatilag függetlenné válik,

az az érték marad, amely az erős inverzió határhelyzetére jellemző, így a Poisson-egyenlet megoldásakor a változó fizikai mennyiség az inverziós töltés.

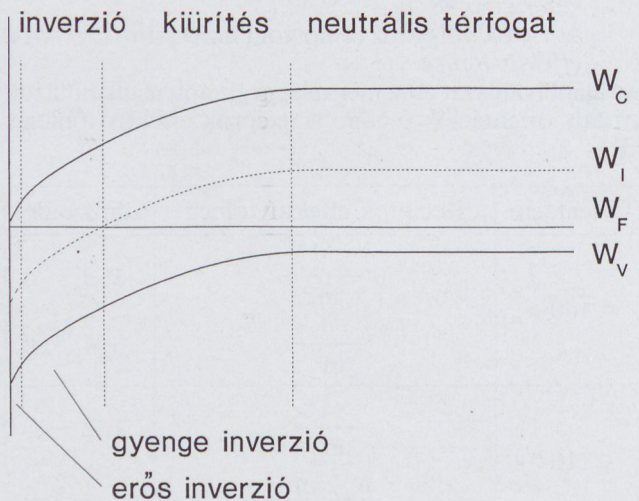


a



b

8. ábra. A térerősség helyfüggése a) az erős inverzió határhelyzetére, b) erős inverzió



9. ábra. Sávmodell (erős inverzióban)

A következőkben a felületi térerősség és a felületi potenciál kapcsolatát vizsgáljuk. A potenciál és a töltéskonzentrációk kapcsolatát a *Poisson-egyenlet* adja meg, egy dimenzióban

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = -\frac{U_T}{2L_D^2} \left(\frac{p}{n_i} - \frac{n}{n_i} + \frac{N^+}{n_i} \right) \quad (24)$$

ahol az *intrinsic Debye hossz*

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_{si} U_T}{2qn_i}} \quad (25)$$

A térerősség és potenciál kapcsolatát definiáló

$$E(z) = -\frac{\partial V}{\partial z}$$

összefüggés felhasználásával a térerősség normalizált potenciálokkal kifejezve (u_B a normalizált térfogati potenciál)

$$E(z) = \frac{U_T}{L_D} F(u, u_B) \quad (26)$$

A következőkben az $F(u, u_B)$ *normalizált felületi térerősséget* határozzuk meg, először a legegyszerűbb, Maxwell–Boltzmann statisztikán alapuló klasszikus esetre, majd megvizsgáljuk a Fermi–Dirac statisztika figyelembevételén tapasztalható eltérést és annak korrekciós lehetőségét, végül a kvantummechanika törvényeit legmesszebbmenően figyelembevéve, a *Schrödinger* és a *Poisson egyenletek szelfkonzisztens megoldásán* alapuló, jelenlegi ismereteink szerint az elvi szempontból legprecízebb megoldást tárgyaljuk.

3. KLASSZIKUS TÁRGYALÁS

A témakör klasszikus tárgyalását Young [5] adta meg. A vizsgálat alapját egyszerű parabolikus sávstruktúra képezte, azonos elektron és lyuk effektív tömeg számításbavételével. Maxwell–Boltzmann statisztika szerinti energieloszlás esetén az elektronkoncentrációt a (20a), a lyukkoncentrációt pedig a (20b) összefüggéssel véve számításba, a Poisson egyenlet integrálható, és az

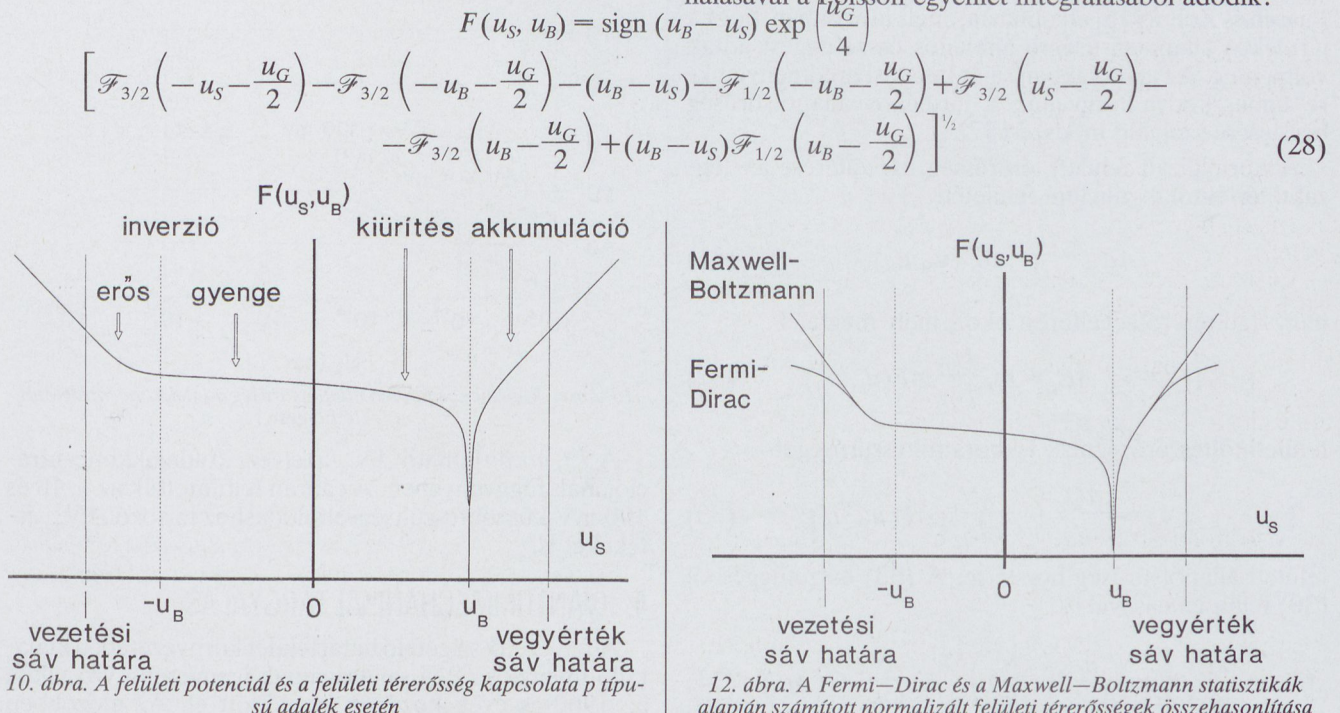
$$F(u_s, u_B) = \text{sign}(u_B - u_s) 2^{1/2} \cdot [\cosh u_s - \cosh u_B + (u_B - u_s) \sinh u_s]^{1/2} \quad (27)$$

eredmény adódik, ahol

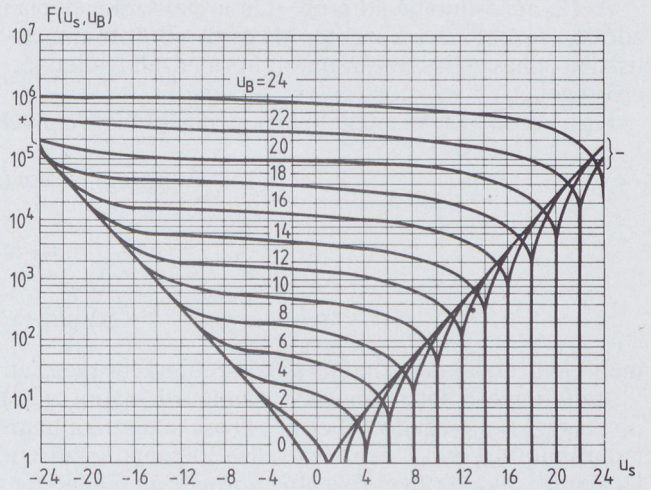
u_s a normalizált felületi potenciál

u_B a normalizált térfogati potenciál.

A 10. ábrán látható a felületi potenciál és a felületi tére-



10. ábra. A felületi potenciál és a felületi térerősség kapcsolata p típusú adalék esetén



11. ábra. Az $F(u_s, u_B)$ normalizált felületi térerősség különböző adalékkoncentrációk esetén

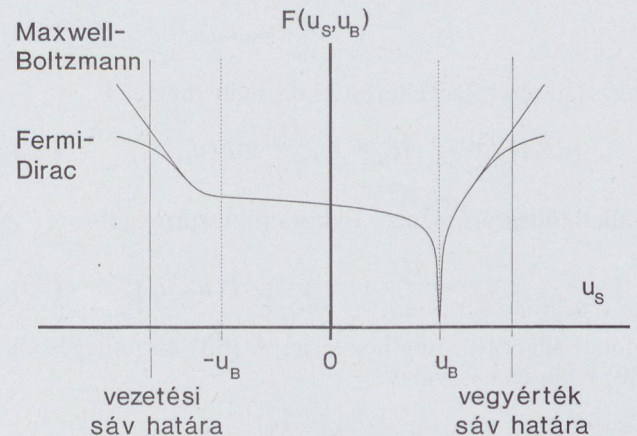
rősség kapcsolata p-típusú szilíciumra. Az ábrázolás a szokásos konvenciót követi: a felületi térerősség abszolútértékét ábrázoltuk logaritmikus léptékben. p-típusú anyag esetén kiürítésben és inverzióban a felületi térerősség pozitív, akkumulációban negatív (n-típusú anyag esetén a helyzet fordított). A 11. ábrán látható görbesereg különböző adalékkoncentrációk esetére adja meg az $F(u_s, u_B)$ függvényt. A görbék paramétere az adalékkoncentráció.

A klasszikus tárgyalásmódból származó eredmény pontosabbá tehető, ha az elektron és lyukkoncentrációkat a közelítő Maxwell–Boltzmann statisztika helyett a valóságos Fermi–Dirac statisztika alapján számítjuk (az eltérés akkor jelentős, ha a koncentráció N_C , ill. N_V értékét megközelíti, egyébként jelentéktelen mértékű).

3.1. A Fermi–Dirac statisztika figyelembevétele

Az elektronok és lyukak koncentrációját egyszerű parabolikus sávstruktúra esetén Fermi–Dirac eloszlás alapján véve figyelembe (17a) és (17b) összefüggések felhasználásával a Poisson egyenlet integrálásából adódik:

$$F(u_s, u_B) = \text{sign}(u_B - u_s) \exp\left(\frac{u_G}{4}\right) \left[\mathcal{F}_{3/2}\left(-u_s - \frac{u_G}{2}\right) - \mathcal{F}_{3/2}\left(-u_B - \frac{u_G}{2}\right) - (u_B - u_s) - \mathcal{F}_{1/2}\left(-u_B - \frac{u_G}{2}\right) + \mathcal{F}_{3/2}\left(u_s - \frac{u_G}{2}\right) - \mathcal{F}_{3/2}\left(u_B - \frac{u_G}{2}\right) + (u_B - u_s) \mathcal{F}_{1/2}\left(u_B - \frac{u_G}{2}\right) \right]^{1/2} \quad (28)$$



12. ábra. A Fermi–Dirac és a Maxwell–Boltzmann statisztikák alapján számított normalizált felületi térerősségek összehasonlítása

A 12. ábra mutatja a Fermi–Dirac statisztika alapján adódó „egzakt” és a közelítő, Maxwell–Boltzmann statisztika felhasználásával számított normalizált felületi térerősségeket.

Ha a Fermi–Dirac integrált exponenciális függvénnyel

$$F(u_S, u_B) = \text{sign}(u_B - u_S) \exp\left(\frac{u_G}{4}\right) \left[\exp\left(-u_S - \frac{u_G}{2}\right) - \exp\left(-u_B - \frac{u_G}{2}\right) - (u_B - u_S) \exp\left(-u_B - \frac{u_G}{2}\right) + \exp\left(u_S - \frac{u_G}{2}\right) - \exp\left(u_B - \frac{u_G}{2}\right) + (u_B - u_S) \exp\left(u_B - \frac{u_G}{2}\right) \right]^{1/2} \quad (29)$$

mely elemi átalakítások után (27) összefüggésbe megy át.

Az 1. függelékben részletezett számítások szerint a (27) összefüggéssel megadott, Fermi–Dirac statisztika alapján számított „egzakt” és a Maxwell–Boltzmann statisztika alapján adódó (28) „közelítő” normalizált felületi térerősségek közötti eltérés

$$\Delta F(u_S, u_B) = F_{FD}(u_S, u_B) - F_{MB}(u_S, u_B) = \frac{1}{4} \frac{n_i}{N_C} \left(\frac{N_A}{n_i}\right)^{3/2} \ln \frac{N_A}{n_i} \cdot G(\Delta u_S) \quad (30)$$

ahol

Δu_S az erős inverzió határhelyzetéhez tartozó sávgörbüléstől való eltérés, és

$$G(\Delta u_S) \cong 1 - \frac{\Delta u_S}{2|u_B|} \quad (30a)$$

3.1.1. Járulékos felületi állapotsűrűség bevezetése a Fermi–Dirac statisztika figyelembevételére

Maxwell–Boltzmann statisztika felhasználásával végzett számításnak a Fermi–Dirac statisztikával adódó eredménytől való eltérést egy járulékos felületi állapotsűrűség bevezetésével korrigálhatjuk. Az eltérés járulékos felületi állapotsűrűséggel való leírását először Übensee, Paasch és Zöllner [6] alkalmazta, anélkül azonban, hogy a járulékos állapotsűrűségre általános összefüggést adtak volna meg. Az alábbiakban saját kutatási eredményeinkre támaszkodva tárgyaljuk a járulékos állapotsűrűség becslésére szolgáló módszert [7].

A normalizált felületi térerősség, ΔF eltérése az „egzakt” értéktől a szilícium felületén

$$\Delta E_S = \frac{U_T}{L_D} \Delta F(u_S, u_B) \quad (31)$$

nagyságú térerősségtérítést okoz, mely megfelel

$$\Delta Q_s = \varepsilon_{Si} \Delta E_S = \varepsilon_{Si} \frac{U_T}{L_D} \Delta F(u_S, u_B) \quad (32)$$

felületi töltéssűrűségnek. Ekkora töltéssűrűséget

$$\Delta N_{ss} = \frac{\Delta Q_s}{q} = \frac{\varepsilon_{Si} U_T}{q L_D} \Delta F(u_S, u_B) \quad (33)$$

felületi állapotsűrűség hoz létre. A (33) összefüggésből (30) felhasználásával

$$\Delta N_{ss} = \frac{\varepsilon_{Si}}{4} \frac{U_T}{L_D} \frac{n_i}{N_C} \left(\frac{N_A}{n_i}\right)^{3/2} \ln \frac{N_A}{n_i} G(\Delta u_S) \quad (34)$$

közelítjük — ami azt jelenti, hogy áttérünk a Maxwell–Boltzmann statisztikára

$$\mathcal{F}_i(\eta) \rightarrow \exp(\eta) \quad \text{ha } \eta < 0$$

akkor a (28) egyenlet az alábbi alakot veszi fel

Vezessük be a (34) összefüggés sávgörbüléstől független tényezőjére a

$$\Delta N_{ss0} = \frac{\varepsilon_{Si}}{4} \frac{U_T}{L_D} \frac{n_i}{N_C} \left(\frac{N_A}{n_i}\right)^{3/2} \ln \frac{N_A}{n_i} \quad (35)$$

jelölést, a sávgörbüléstől (pontosabban az erős inverzió határhelyzetéhez tartozó sávgörbüléstől való Δu_S eltéréstől) függő tényezőre a

$$G(\Delta u_S) \cong 1 - \frac{\Delta u_S}{2|u_B|} \quad (35a)$$

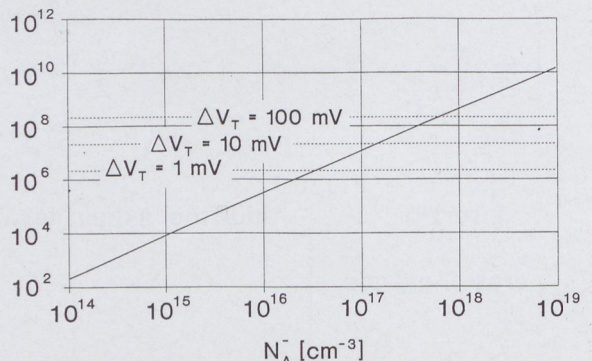
jelölést, ez utóbbi csak igen kis mértékben tér el az egységtől, ezért rendszerint egységnyiinek vehető.

Látható, hogy ΔN_{ss0} az adalékkoncentráció 3/2 hatványával arányos, a logaritmikus függés ehhez képest elhanyagolható. ΔN_{ss0} éppen az a járulékos felületi állapotsűrűség, mely az erős inverzió határhelyzetében lép fel. Mivel MOS struktúrák küszöb feszültsége definíció szerűen az erős inverzió határhelyzetének megfelelő állapotot jelenti, ΔN_{ss0} a küszöb feszültség korrekciójára is felhasználható. A küszöb feszültség-eltolódás mértékét az oxidkapacitás határozza meg

$$\Delta V_T = \frac{q \Delta N_{ss}}{C_{ox}} \quad (36)$$

100 nm-es oxidvastagság esetén $C_{ox} = 34,5 \cdot 10^{-9} \text{ F/cm}^{-2}$, így ΔN_{ss} szorzótényezője $4,64 \text{ V/cm}^{-2}$.

$\Delta N_{ss0} [\text{cm}^{-2}]$



13. ábra. A járulékos felületi állapotsűrűség adalékkoncentrációtól való függése

A 13. ábrán látható ΔN_{ss0} a félvezető adalékkoncentrációjának függvényében. Az ábrán feltüntetettük az 1, 10 és 100 mV küszöb feszültség-eltolódáshoz tartozó ΔN_{ss0} értékeket is.

4. KVANTUMMECHANIKAI TÁRGYALÁS

A félvezető-szigetelő határfelület környezetében kialakuló inverziós réteg sajátosságainak igényesebb vizsgálata az 1960-as évek közepén kezdődött el. Az előzőekben



14. ábra. A térerősség helyfüggése erős inverzióban a kvantummechanikai hatások figyelembevételével

ismertetett klasszikus tárgyalásmódnak alapvető hiányossága, hogy figyelmen kívül hagyja a Si/SiO₂ határfelületen a két eltérő anyag közötti jelentős kontaktpotenciálnak a töltéshordozók viselkedésére gyakorolt hatását. A nagy potenciálugrás következtében a töltéshordozók már nem írhatók le a klasszikus részecskeszemlélet alapján, figyelembe kell venni hullámtermészetüket, ami azt jelenti, hogy a töltéshordozó-koncentráció és elektromos erőtér kapcsolatát nem kizárólag a (24) Poisson egyenlet határozza meg, hanem egyidejűleg figyelembe kell venni az elektronok hullámfüggvényét is, vagyis a Schrödinger egyenletet is. A felület környezetében a kvantummechanikai hatások az elektron termikus hullámhosszának nagyságrendjében levő távolságig játszanak fontos szerepet.

A kvantummechanikai alapon történő tárgyalás eredménye abban tér el a klasszikusétól, hogy az inverziós töltések maximális koncentrációja nem a felületen található, hanem attól λ nagyságrendű távolsággal beljebb a félvezetőben, emellett $z = 0$ -nál a töltéshordozó-koncentráció zérus. Ez azt eredményezi, hogy a határfelületen a térerősség értékét kizárólag az adalékionok töltése határozza meg, vagyis gradiense éppen akkora, mint a kiürített rétegben

$$\frac{dE}{dz} = \frac{q}{\epsilon} N^+$$

A térerősség helyfüggésének jellegét a 14. ábrán láthatjuk.

4.1. Szelfkonzisztens megoldás

A szelfkonzisztens megoldás feladata olyan potenciál és töltéshordozó koncentrációeloszlások meghatározása, melyek a Poisson egyenletet és a Schrödinger egyenletet egyaránt kielégítik. A módszer alapelve a következő:

1. Adott $U(\mathbf{r})$ potenciáloszlás feltételezésével megoldjuk a

$$\left(\nabla^2 + \frac{1}{\lambda^2} \frac{W - (-qU)}{kT} \right) \cdot \psi = 0 \quad (6)$$

Schrödinger egyenletet. Mivel a $\psi(\mathbf{r})$ hullámfüggvény ismeretében meghatározható az elektron \mathbf{r} környezetében való tartózkodásának valószínűsége, ebből kiszámolható a töltéshordozó-koncentráció.

2. A töltéshordozó-koncentráció ismeretében a

$$\nabla^2 U = \frac{q}{\epsilon} (p - n + N^+) \quad (24)$$

Poisson egyenletből a potenciál meghatározható.

3. Amennyiben a Schrödinger egyenlet megoldásához felhasznált $U(\mathbf{r})$ potenciáloszlás megegyezik a Poisson egyenletből adódóval, akkor megkaptuk a szelfkonzisztens megoldást. Amennyiben a kettő között eltérés mutatkozik, alkalmasan korrigált $U(\mathbf{r})$ potenciáloszlás felhasználásával megismételjük a számítást.

Az irodalomban szereplő módszerek alapján véve a fenti sémát követik. A tisztán numerikus módszerek mellett található olyanok is, melyek különböző, rendszerint egyszerűsítő feltevések alapján a Poisson vagy Schrödinger egyenletek analitikus megoldását használják fel a számítások megkönnyítésére.

A legtöbb módszer kihasználja azt, hogy az elektromos erőtér a felülettel párhuzamosan (az x és y irányban) a felületre merőleges z -irányhoz képest csak elhanyagolhatóan kis mértékben változik. Ennek következtében az elektronok hullámfüggvénye oly módon szeparálható, hogy a z -irányú függés elkülöníthető az x , y -irányú függéstől, vagyis az elektron hullámfüggvényének z -tól függő része egy $\zeta(z)$ burkolófüggvénnyel írható le

$$\psi(x, y, z = \zeta(z)) \cdot \phi(x, y) \quad (37)$$

A Schrödinger egyenletből ezáltal leválasztható a z -irányú függést leíró egydimenziós egyenlet

$$\frac{d^2 \zeta}{dz^2} + \frac{\left\{ \frac{W - [-qU(z)]}{kT} \right\}}{\lambda^2} \zeta = 0 \quad (38)$$

melyből a megfelelő határfeltételek számításbavételével $\zeta(z)$ adódik. A felület környezetében a véges térbeli kiterjedésű potenciálugrás következtében a sajátértékek (a lehetséges elektronenergiák) nem egy irányban határolt kontinuumot alkotnak (mint pl. a félvezető térfogatában a vezetési sávban a sávhatár felett), hanem csak diszkrét értékeket vehetnek fel, így subband-ek alakulnak ki.

Az elektron (lyuk) koncentráció a (15) összefüggésből számítható, meghatározásához ismerni kell az egyes völgyek lehetséges állapotsűrűségeit, valamint azok betöltöttségét. A leegyszerűsített sávmodell esetén az effektív állapotsűrűség

$$D_0 = \frac{1}{2\pi\lambda_0 kT} \quad (39)$$

ez a hullámfüggvény z és xy irányú szeparálásával összhangban, két tényezőre bontható

$$D(W) = D_z(W) \cdot D_{xy}(W) \quad (39a)$$

ahol

D_z a z -irányú hullámfüggvény diszkrét energiaértékéhez tartozó állapotsűrűség, és

D_{xy} az állapotsűrűség az xy síkban, mely kontinuumnak tekinthető.

A betöltöttség mértékét a (16) Fermi—Dirac eloszlásfüggvény adja meg.

Az inverziós réteget először Stern és Howard [3], Fang és Fowler [8], valamint Stern [9] úttörő munkái vizsgálták kvantummechanikai alapokból kiindulva, a Poisson egyenlet és a Schrödinger egyenlet szelfkonzisztens megoldását felhasználva. Vizsgálatukban az elektronok hullámfüggvényét Laguerre függvénnyel vették számításba és csak egyetlen domináló energiaszintet vettek figyelembe. Alacsony hőmérsékleten ($T < 100$ K) megengedhető az egyetlen energiaszinttel való közelítés, azonban szoba-hőmérsékleten 4—10 energiaszint játszik szerepet.

Gnädiger és Talley [10] vizsgálták szobahőmérséklet esetére, a szigetelő-félvezető határfelületen végtelen potenciálugrást feltételezve, majd eredményeiket Noti [11] pontosítottá véges potenciálugrás esetére. Mindkét publikáció háromszögletű potenciálgödört tételez fel a félvezetőben (tehát a félvezetőben a határfelület környezetében lineárisan változó potenciált vesznek számításba, azaz a Poisson egyenlet megoldására tesznek egy olyan közelítő feltevést, mely gyenge inverzió esetén megfelelő, azonban erős inverzióban már jelentős hibákra vezet), ezáltal függetlenítik egymástól a Schrödinger és Poisson egyenlet megoldását, és kizárólag a Schrödinger egyenletet oldják meg és a hullámfüggvényekre Airy függvényeket kapnak.

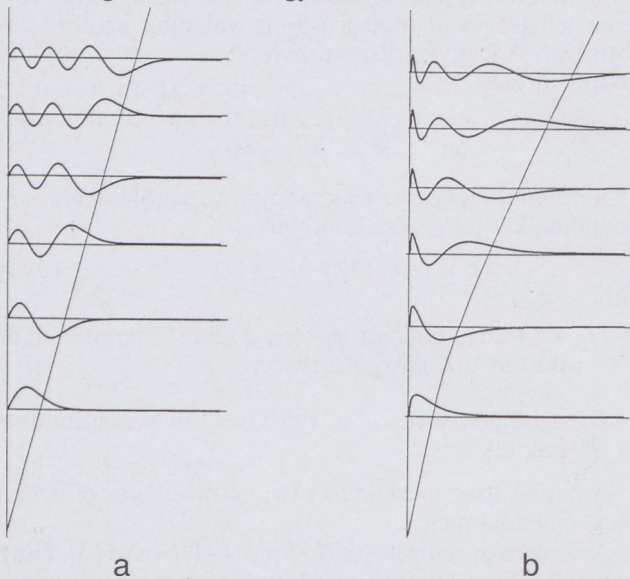
Az eddig említett módszerek félvezető eszköz fizikai szimulációját végző programokban való alkalmazásra kevéssé alkalmasak.

A 80-as évek első felétől — a méretcsökkentések, valamint a heteroátmenetek gyakorlati alkalmazásbavételével kapcsolatban — a kvantummechanikai hatások figyelembevételével foglalkozó kutatómunka jelentősen megélénkült, és fokozódott a félvezető eszközök fizikai működésének szimulációját végző programokban alkalmazható módszerek, modellek iránti igény.

Magnus, Sala és de Mayer [12], [13] dolgoztak ki egy szelfkonzisztens megoldást, mely előre felvett számú subbandra a Frank, Howard és Stern módszerét követve a hullámfüggvényeket a határfeltételeket kielégítő ortonormált Laguerre függvényrendszer tagjaival veszi figyelembe és a szelfkonzisztencia feltételének a Schrödinger, ill. Poisson egyenletekből számított elektroneloszlások momentumainak egyezését tekinti.*

A 15. ábrán látható a hullámfüggvény alakulása az Airy függvények és az asszociált Laguerre polinomok alapján számított alakja.

Moggestue [14] Frank, Fowler és Stern módszerét — a hullámfüggvényre vonatkozó analitikus feltevés nélkül — alkalmazza, kizárólag numerikus módszerrel oldja meg a Schrödinger és Poisson egyenleteket.



15. ábra. A különféle megoldásokban felhasznált hullámfüggvények összehasonlítása: a) Airy függvények, b) Laguerre függvények

* az $f(x)$ függvény i -edik momentuma

$$\int_0^{\infty} x^i \cdot f(x) dx$$

Jelentős továbblépés a Paasch és munkatársai által közölt kváziklasszikus megoldás, mely a Schrödinger egyenletnek az MLDA (Modified Local Density Approximation vagy Thomas—Fermi approximáció) közelítésre alapozott analitikus és a Poisson egyenlet numerikus megoldását használja a probléma megoldására [6], [15]...[21].

Lényegében ez a megoldás kerül alkalmazásra leegyszerűsítve Hänsch és munkatársai közleményében [22], melyre a töltéshordozó transzporttal kapcsolatosan a tanulmány második részében még érdemben visszatérünk.

Paasch és Übensee [16] olyan szelfkonzisztens módszert dolgoztak ki, mely Schrödinger egyenletnek tetszőleges potenciáeloszlás esetére való zárt formájú analitikus megoldásán alapul. A megoldás alapja az általuk kidolgozott MLDA közelítés (Modified Local Density Approximation). A megoldásból közvetlenül a $D(W, z)$ lehetséges állapotsűrűség adódik. Az állapotsűrűség és a betöltöttség valószínűségének ismeretében a töltéshordozók koncentrációja meghatározható. A betöltöttség valószínűségét Fermi—Dirac statisztikával írják le.

Az itt nem részletezett számítások alapján az elektronkoncentrációra az alábbi összefüggést kapjuk (nem degenerált esetre a Fermi—Dirac statisztikát Maxwell—Boltzmann statisztikával közelítve)

$$n(\mathbf{r}) = N_C \left\{ 1 - \frac{1}{n_v} \sum_{i=1}^{n_v} \exp \left[\left(\frac{z}{\lambda_{Ci}} \right)^2 \right] \right\} \exp \left(\frac{U_C(\mathbf{r}) - U}{U_T} \right) \quad (40)$$

ahol

$$\lambda_{Ci} = \lambda_0 \sqrt{w_i m_0}$$

N_C a (22a) összefüggés szerinti effektív állapotsűrűség, n_v a vezetési sávot leíró ellipszoidszerű konstans energiafelületek száma (szilícium esetén 6),

\mathbf{r} a helyvektor,

z a felülettől mért távolság,

w_i az i -edik völgyhöz tartozó reciprokn effektív tömeg.

A lyukkonzentráció ugyancsak a Maxwell—Boltzmann statisztikával közelítve

$$p(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^2 N_{Vi} \left\{ 1 - \exp \left[\left(\frac{z}{\lambda_{Vi}} \right)^2 \right] \right\} \exp \left(\frac{U - U_V(\mathbf{r})}{U_T} \right) \quad (41)$$

ahol

$$\lambda_{Vi} = \lambda_0 \sqrt{\frac{m_0}{m_{pi}}}$$

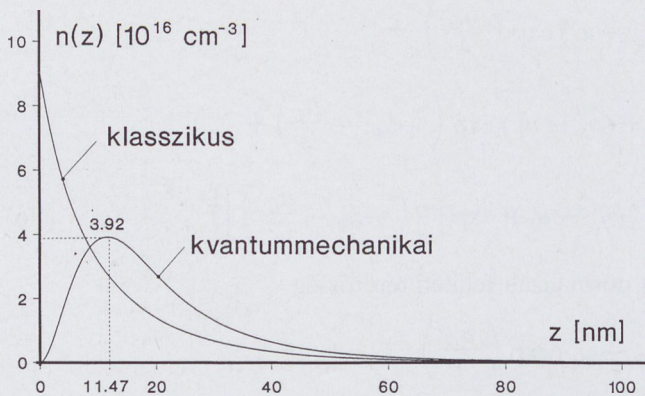
m_{pi} a vegyértéksávbéli lyukak effektív tömege,

N_{Vi} (22b) összefüggés szerinti effektív állapotsűrűség.

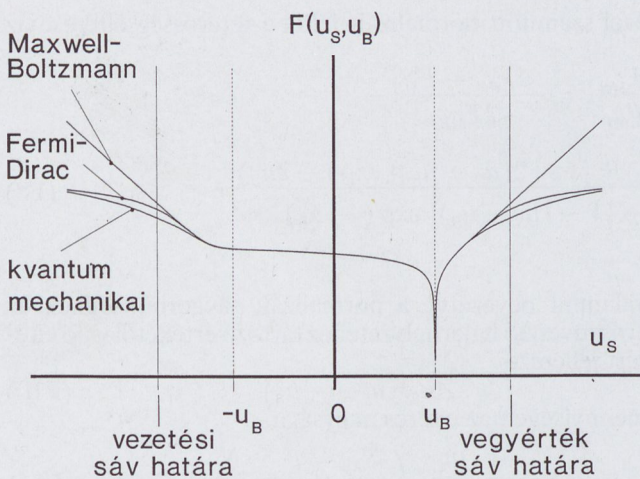
A 16. ábrán látható az elektronkoncentráció a felület környezetében a klasszikus számítás és a kvantummechanikai számítás alapján. A 17. ábrán hasonlítjuk össze (40) összefüggés szerinti számított és a klasszikus számításból eredő (27) $F(u_s, u_B)$ függvényeket.

A subband energiák meghatározása a Bohr—Sommerfeld kvantálási előírás alapján

$$\oint P(z) dz = 2\pi h \cdot (i + \beta) \quad i = 0, 1, 2, \quad (42)$$



16. ábra. Az elektronkoncentráció az inverziós rétegben a klasszikus és a kvantummechanikai számítás alapján



17. ábra. A klasszikus és a kvantummechanikai számításokból adódó $F(u_s, u_B)$ normalizált felületi térerősségek összehasonlítása

ahol az impulzus

$$p(z) = \frac{\hbar}{\lambda_0} \sqrt{\frac{W_i - [-qU(z)]}{kT}} \quad (43)$$

és β egy az alapállapotra jellemző állandó.

Ebből egy speciális félasszikus kvantálási formula származtatható. Elektronokra

$$F(u_s, u_B) = \text{sign}(u_B - u_s) \exp\left(\frac{u_G}{4}\right)$$

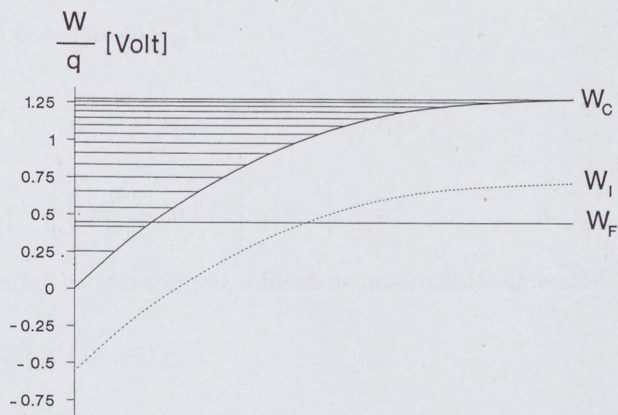
$$\left[\mathcal{F}_{3/2}\left(u_s - \frac{u_G}{2}\right) - \mathcal{F}_{3/2}\left(-u_B - \frac{u_G}{2}\right) - (u_B - u_s) \mathcal{F}_{1/2}\left(-u_B - \frac{u_G}{2}\right) \right]^{1/2} \quad (F1)$$

alakra egyszerűsödik. A Fermi–Dirac statisztikával és a Maxwell–Boltzmann statisztikával számított normalizált felületi térerősségek közötti eltérés

$$\Delta F(u_s, u_B) = F_{FD}(u_s, u_B) - F_{MB}(u_s, u_B) \quad (F2)$$

A Fermi-Dirac integrálokra érvényes az

$$\mathcal{F}_i(\eta) = \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^{r+1} \exp(r\eta) r^{-i-1} \quad \eta \leq 0 \quad (F2)$$



18. ábra. Subband-ek erős inverzióban. Az energiát a vezetési sáv aljától számítjuk

$$\int_0^{z_{ij}} [W_{ij} - W(z)]^{1/2} dz = \frac{2}{3} \lambda_{Ci} \sqrt{kT} |a_j|^{3/2} \quad (44a)$$

lyukakra pedig

$$\int_0^{z_{ij}} [W(z) - W_{ij}]^{1/2} dz = \frac{2}{3} \lambda_{Vi} \sqrt{kT} |a_j|^{3/2} \quad (44b)$$

ahol

W_{ij} i -edik völgy j -edik subband-jéhez tartozó elektron-energiá,

a_j a Airy függvény j -edik zérushelye,

z_{ij} a $W_{ij} - W(z) = 0$ egyenlet zérushelye.

A 18. ábrán láthatók a subband-ek.

FÜGGELÉK:

A Maxwell–Boltzmann statisztika alapján számított normalizált felületi térerősség eltérése a Fermi–Dirac statisztika alapján számítottól.

Erős inverzió esetén a (28) összefüggés az

sortefjés [1, 3], tehát az 1/2 és 3/2 indexű Fermi–Dirac integrálok

$$\mathcal{F}_{1/2}(\eta) = \exp(\eta) - \frac{\exp(2\eta)}{\sqrt{8}} + \dots \quad (F4)$$

és

$$\mathcal{F}_{3/2}(\eta) = \exp(\eta) - \frac{\exp(2\eta)}{2\sqrt{8}} + \dots \quad (F5)$$

Ezeket az (F1) összefüggésbe helyettesítve a Fermi–Dirac statisztikával számított normalizált felületi térerősség egy közelítését kapjuk

$$F_{FD}(u_S, u_B) = \text{sign}(u_B - u_S) \exp\left(\frac{u_G}{4}\right) \left\{ \exp\left(u_S - \frac{u_G}{2}\right) - \exp\left(-u_B - \frac{u_G}{2}\right) + (u_S - u_B) \exp\left(-u_B - \frac{u_G}{2}\right) + \frac{1}{4\sqrt{2}} \left\{ -\exp\left[2\left(u_S - \frac{u_G}{2}\right)\right] + [1 - 2(u_S - u_B)] \exp\left[2\left(-u_B - \frac{u_G}{2}\right)\right] \right\} \right\}^{1/2} \quad (\text{F6})$$

A Maxwell–Boltzmann statisztika alapulvételével számított normalizált felületi térerősség

$$F_{MB}(u_S, u_B) = \text{sign}(u_B - u_S) \exp\left(\frac{u_G}{4}\right) \left[\exp\left(u_S - \frac{u_G}{2}\right) - \exp\left(-u_B - \frac{u_G}{2}\right) + (u_S - u_B) \exp\left(-u_B - \frac{u_G}{2}\right) \right]^{1/2} \quad (\text{F7})$$

ezekből a Maxwell–Boltzmann statisztika számításvételével számított normalizált felületi térerősség eltérése az „egzakt” értéktől

$$\Delta F = F_{FD} - F_{MB} = \frac{F_{FD}^2 - F_{MB}^2}{F_{FD} + F_{MB}} \cong \frac{F_{FD}^2 - F_{MB}^2}{2F_{MB}} = -\frac{1}{8\sqrt{2}} \exp\left(-\frac{u_G}{2}\right) \frac{-\exp(2u_S) + [1 - 2(u_S - u_B)] \exp(-2u_B)}{\{\exp(u_S) - [1 - (u_S - u_B)] \exp(-u_B)\}^{1/2}} \quad (\text{F8})$$

Vegyük figyelembe, hogy

$$\exp\left(-\frac{u_G}{2}\right) = \frac{n_i}{N_C} \quad (\text{F9a})$$

és

$$\exp(-u_B) = \frac{N_A}{n_i} \quad (\text{F9b})$$

valamint bevezetve a normalizált sávgörbültségnek az erős inverzió határhelyzetéhez tartozó értékétől való eltérést jellemző

$$\Delta u_S = u_S - (-u_B) \quad (\text{F10})$$

mennyiséget, az eltérés nagysága

$$\Delta F = \frac{1}{4} \frac{n_i}{N_C} \left(\frac{N_A}{n_i}\right)^{3/2} \ln \frac{N_A}{n_i} \cdot G(\Delta u_S) \quad (\text{F11})$$

ahol

$$G(\Delta u_S) = \frac{1}{2\sqrt{2u_B}} \frac{1 - \exp(2\Delta u_S) - 2(\Delta u_S - 2u_B)}{[|1 - \exp(\Delta u_S) - (\Delta u_S - 2u_B)|]^{1/2}} \quad (\text{F12})$$

$G(\Delta u_S)$ az inverziós tartományban ($\Delta u_S < |u_B|$) jól közelíthető a

$$G(\Delta u_S) \cong 1 - \frac{\Delta u_S}{2|u_B|} \quad (\text{F12a})$$

összefüggéssel.

KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

A szerző ezúton mond köszönetet az Elektronikus Eszközök Tanszék tudományos szemináriuma valamennyi résztvevőjének a témakör irodalmának feldolgozásában kifejtett aktív tevékenységükért. Külön köszönet illeti a közlemény alapját képező kutatásban való részvételükért, aktivitásukért és hasznos észrevételeikért Zólogy Imre és Hábermajer István egyetemi docenseket, Mizsei János egyetemi adjunktust, Poppe András tanársegédet, Kocsis Tamás tudományos ösztöndíjast, valamint Masszi Ferencet, az uppsalai egyetem docensét. A szerző hálás Fowler, Paasch és Schnittler professzoroknak és H. Übensee-nek, valamint Zöllnernek a kvantummechanikai megközelítés problémáinak sokrétű megvitatása kapcsán nyert ismeretekért.

IRODALOM

- [1] Blakemore, J. S., “Approximations for Fermi–Dirac integrals, especially the function $F_{1/2}(\eta)$ used to describe electron density in a semiconductor” (Review paper) *Solid State El.* 25. pp. 1067–1076 (1982)
- [2] McDougall, J. and Stoner, E. C., *Phil. Trans. Roy. Soc. London.* A 237, 67 (1938)
- [3] Stern, F. and Howard, W. E., “Properties of Semiconductor Surface Inversion Layers in the Electric Quantum Limit” *Phys. Rev.* 163, pp. 816–835 (1967)
- [4] Nicollian, E. H. and Brews, J. R., *MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology*, John Wiley, N.Y. 1982. p. 906
- [5] Young, C. E., *J. Appl. Phys.* 32, pp. 329 (1961)
- [6] Übensee, H., Paasch, G. and Zöllner, J., “Self Consistent Theory of the Electronic Structure of Inversion Layers” *Phys. Stat. Sol.* (b) 134, pp. 366–381 (1986)
- [7] Tarnay, K., Kocsis, T. and Masszi, F., *Kézirat*
- [8] Fang, F. and Fowler, A. F., *Phys. Rev.* 169, 619 (1968)
- [9] Stern, F., “Self Consistent Results for n-type Si Inversion Layers” *Phys. Rev. B.* 5. pp. 4891–4899 (1972)
- [10] Gnädiger, A. P. and Talley, H. E. “Quantum Mechanical Calculation of the Carrier Distribution and the Thickness of the Inversion Layer of a MOS Field–Effect Transistor”, *Solid State El.* 13, pp. 1301–1309 (1970)
- [11] Notti, G., “Normalization of Wave Functions in an MIS Structure”, *Solid State El.* 15, pp. 723–725 (1972)
- [12] Magnus, W., Sala, C. and De Meyer, K., “Quantized energy levels in Si inversion layers: A simplified self-consistent approach”, *J. Appl. Phys.* 63, pp. 2704–2710, (15 April, 1988)

- [13] Magnus, W., Sala, C. and De Meyer, K., "An Application of Feynman's Principle to the Calculation of Subband Energies and Wave Functions", *Phys. Stat. Sol. (b)* 153, pp. K31—K33, (1989)
- [14] Moglestue, C., "Self Consistent Calculations of Electron and Hole Charges at silicon Silicon Dioxide interfaces", *J. Appl. Phys.* 59, pp. 3175—3183 (1986)
- [15] Paasch, G. and Übensee, H., "Carrier Density near the Semiconductor—Insulator Interface. Local Density Approximation for Non-Isotropic Effective Mass", *Phys. Stat. Sol. (b)* 118, pp. 255—266 (1983)
- [16] Schnittler, Ch., Kelber, J., Paasch, G., Bartoš, I. and Übensee, H., "Modified Local Density Approximation for Potentials with a Finite Step", *Phys. Stat. Sol. (b)* 120, pp. 297—309 (1983)
- [17] Bartoš, I., Kolař, M. and Paasch, G., "Modified Thomas—Fermi Approximation for Systems with Finite Surface Barrier", *Phys. Stat. Sol. (b)* 115, pp. 437—442 (1983)
- [18] Paasch, G., Fiedler, Th., Kolař, M. and Bartoš, I., "Quasi—Classical Quantization for Potentials with an Infinite Surface Barrier. Subbands in Inversion Layers", *Phys. Stat. Sol. (b)* 118, pp. 641—652 (1983)
- [19] Zöllner, J., Paasch, G. and Übensee, H., "The Influence of Quantum Effects on the Semiconductor lf- and hf-Capacitance" *Phys. Stat. Sol. (a)* pp. 193—204 (1987)
- [20] Übensee, H., Paasch, G., Zöllner, J. and Handschack, S., "Modified Thomas—Fermi Approximation for Accumulation Layers in MIS Structures", *Phys. Stat. Sol. (b)* 147, pp. 823—837 (1988)
- [21] Paasch, G., Tarnay, K., Zöllner, J. and Übensee, H., "Electric Field vs. Band Bending in MIS Structures: Quantum Interpolation Formula for Device Modeling", *Phys. Stat. Sol. (a)* 97, pp. K107—K111 (1986)
- [22] Hänsch, W., Vogelsang, Th., Kircher, R. and Orlowski, M., "Carrier Transport near the Si/SiO₂ Interface of a MOSFET", *Solid State El.* 32, pp. 839—849 (1989)

PHYSICS OF MOS STRUCTURES

K. TARNAY

TU BUDAPEST, DEPARTMENT OF ELECTRON DEVICES
BUDAPEST, GOLDMANN GY. TÉR 3., H—1111

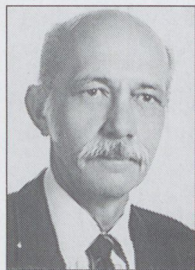
The paper deals with the potential, electric field and charge distribution in MOS structures.

In the review of the basics of semiconductor physics some fundamental relations (eg. N_c and N_v state densities, the degeneracy limit, etc.) are brought to a more plausible form than usual through the introduction of the *thermal wavelength of electrons*.

The second part of the paper discusses how the $F(u_s, u_B)$ function characterizing the electrical state of the surface can be determined. The following 3 methods are described:

- classical method based on the Maxwell—Boltzmann statistics,
 - semi-classical method based on the Fermi—Dirac statistics,
 - the method taking into consideration the *quantum mechanical effects*, based on the self-consistent solution of Schrödinger's and Poisson's equations.¹
- The results suggest, that in the typical ranges of operation of the MOS structure the neglection of the quantum mechanical effects causes more significant deviation than the approximation of the Fermi—Dirac statistics with the Maxwell—Boltzmann statistics.

¹ The research project focused on the investigation of the quantum mechanical effects is supported by the HG-001 grant of the DIGITAL EQUIPMENT CORPORATION titled as "Investigations of the Electric Properties in Silicon near to the Semiconductor Surface".



Tarnay Kálmán

a Budapesti Műszaki Egyetemen 1952-ben szerzett villamosmérnöki oklevelet a reflex klystronok elméletével foglalkozó diplomamunkájával, 1962-ben egyetemi doktori fokozatot nyert a tunneldiódák karakterisztikaegyenletének kvantummechanikai megalapozású levezetésével foglalkozó értekezésével. 1967-ben kandidátusi fokozatot szerzett a tervezérelt tranzistorok kapcsolóüzemének elméletét megalapozó munkájával. Akadémiai doktori értekezése (1983) a félvezető struktúrák és eszközök modellezési kérdéseivel foglalkozott.

Az 1960-as évek második felétől több mikroelektronikai tervezés célját szolgáló számítógépi program kidolgozását irányította, ill. vett részt kidolgozásokban (TRANZ-TRAN, LOG-TRAN, PN-JUNCTION, STEP stb.).

Tudományos publikációinak száma 10 könyv (részben társszerzőkkel) és több mint 130 tudományos közlemény.

A félvezetők fizikai modellezése terén elért eredményeiért 1983-ban az Uppsalai Egyetem Matematikai és Fizikai kara díszdoktori (PhD.h.c) címet adományozott részére, 1989-ben pedig a Finn Tudományos és Művészeti Akadémia tiszteleti tagjává választotta.

Jelenleg a BME Elektronikus Eszközök Tanszékének egyetemi tanára.

GYORS HŐKEZELÉS A FÉLVEZETŐ TECHNOLÓGIÁBAN

BÁRSONY ISTVÁN

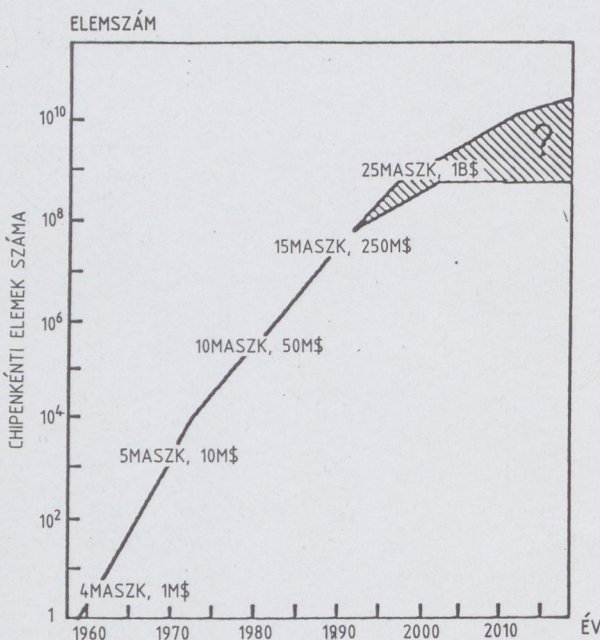
TWENTEI MŰSZAKI EGYETEM, VILLAMOSMÉRNÖKI KAR
PF. 217, NL 7500 AE ENSCHEDE, HOLLANDIA

A cikk a félvezető gyártástechnológia aktuális fejlődési tendenciáiból kiindulva tárgyalja azokat a követelményeket, amelyeknek a korszerű gyártóberendezéseknek eleget kell tenniük. Legfontosabb a megmunkálandó szelettel közölt termikus energia minimalizálása, aminek egyre inkább csak a gyors hőkezelési műveletet másodperces műveleti idejével lehet megfelelni. A lámpás hőkezelés elvének és a forgalmazott berendezések gyakorlati megoldásainak ismertetése kitér az in-situ hőmérsékletmérés és -vezérlés kritikus kérdéseire. A második részben a szerző rövid áttekintést nyújt a gyors hőkezelésen alapuló műveletek legfontosabb alkalmazási területeiről a szilícium technológiában az adalékolás, rétegnövesztés, fémezés, CVD rétegleválasztás során, majd vázolja a módszer lehetőségeit az egyre inkább megvalósuló integrált műveletvégzés szempontjából.

1. BEVEZETÉS

A piac gazdasági törvényszerűségei az integrált áramkört technológiában is érvényesek, ami „szilíciumra lefordítva” az eszközméretet immár három évtizede tartó szakadatlan csökkenésben és az egyidejűleg, egy szeleten megvalósított áramkörti chipék számának folytonos növelésében nyilvánul meg. Ez utóbbit a csökkenő elemméretek mellett a szeletátmérő szinte már képzelet felülmúló növelésével sikerül elérni természetesen a szeletenkénti jó chipék számának, azaz a kihozatalnak további javítása mellett. Ezeknek a tendenciáknak az együttes hatásaként lehetünk napjainkban is tanúi a fajlagos, azaz egy adott áramkörti funkció megvalósítási költségei töretlen csökkenésének, ami a végtermék megbízhatósága mellett elsődleges tényező a piaci versenyképesség szempontjából.

Az 1. ábra ezt a komplexitásbeli fejlődést szemlélteti az elmúlt és előttünk álló években, megadva az adott bonyo-



1. ábra. Az egy chipen megvalósított elemszám változása, paraméterezve az átlagosan használt maszkok számával és a gyártósor beruházási költségeivel [1]

lultságú áramkörök gyártásához szükséges beruházás átlagos mértékét és a technológia során használt átlagos fotolitográfiai, azaz ábrakialakítási lépések számát, mint a bonyolultság legkézenfekvőbb jellemzőjét. Első pillantásra szembeötlő, hogy a műszaki fejlődésnek óriási ára van, hiszen az említett versenyképességből származtatott követelmények megoldása ezen a szinten már csupán néhány multinacionális vállalat erőforrásaival képzelhető el. Sokan elvéreznék ezen az úton, elegendő ha csak a vezető európai óriás, a holland Philips aktuális nehézségeit említjük éppen a megabites memóriachipek gazdaságtalan gyártása következtében. A megoldás a gyártási költségek radikális csökkentése lehet, hiszen napjaink 64 Mbit-es RAM áramköreinek sorozatgyártása elképesztő tisztasági követelményeket igényel. A 10-es osztályú pormentes környezetben (egy köblábnyi térfogatban 10-nél kevesebb $0,1 \mu\text{m}$ átmérőjű részecske megengedett) az automata berendezések között lézengő operátorok szakfanderjeikben már inkább hasonlítanak holdjáró űrhajósokra, mint gyártástechnológusokra. A pormentes környezet fenntartása, megszakítás nélküli üzemeltetése önmagában is horribilis összegeket emészt fel. A gyártási költségek oldaláról nézve a döntéshozók már a nem túl távoli jövőben arra kényszerülnek, hogy a totális szerkezetváltás útjára lépjenek, aminek lényege, hogy a teljesen automatizált szeletgyártást egy óriási vákuumrendszerbe telepítsék, ahol a szeletek emberi beavatkozás nélkül, azaz a „legkritikusabb szennyezőforrás” kiiktatásával haladhatnak végig a több száz egyedi munkafázisból álló folyamaton.

Áttekintve a gazdasági szükségszerűségből származó műszaki követelményeket megállapíthatjuk, hogy azok négy fő csoportba oszthatók:

- méretcsökkenés — többretegű fémezés;
- nagy szeletátmérő — egyenletesség valamennyi technológiai paraméterben;
- kihozatalnövelés — por- és részecskementes megmunkálás;
- termelékenység — növekvő szeletátfutás adott időegységre vonatkoztatva.

Az említett követelményekre a technológiai berendezésgyártók megtalálták a megfelelő válaszokat, melyek a fejlődést meghatározó irányelvekké váltak:

- a lehető legkisebb termikus energia alkalmazása a műveletvégzés során;
- egyedi szeletkezelés, ill. megmunkálás jól ellenőrizhető egyenletességgel;

- automatizált szeletkezelés zárt, ellenőrzött rendszerben;
- integrált műveletvégzés, maximális párhuzamossággal.

Ennek a komplex fejlődési irányzatnak az egyik fontos eszköze és egyben haszónélvezője a mintegy tízéves múltra visszatekintő „Rapid Thermal Processing” (RTP), azaz gyors hőkezelésen alapuló műveletvégzés a félvezető technikában.

2. TÉRMIKUSAN AKTIVÁLT FOLYAMATOK AZ IC GYÁRTÁSBAN

A félvezető technológiában a mikrostruktúrák létrehozása és azok fizikai, kémiai tulajdonságainak tervszerű befolyásolása szinte kivétel nélkül termikusan aktivált folyamatokra épül. Az adalékolt egykristályos és polikristályos területek, termikusan növesztett vagy kémiai gőzfázisú lecsapattással (CVD) leválasztott szigetelő-, ill. vezetőrétegek kialakításának és módosításának aktivációs energiája 0,5–5 eV nagyságrendben, tehát igen tág határok között mozog. Egy adott szerkezetben adott műveleti hőmérsékleten nem csupán az aktuálisan megcélzott folyamatot aktiváljuk, hanem valamennyi, a szerkezetben elképzelhető termikus folyamatot kisebb-nagyobb mértékben befolyásoljuk.

A különböző, egyidejűleg zajló diffúziós folyamatok közül a kívánt folyamatot csak abban az esetben tudjuk szelektív módon elősegíteni, ha az aktivációs energiájának megfelelően magas hőmérsékleten végezhetjük a műveletet, ahol ez elfogadható reakciósebességgel zajlik. Eközben a párhuzamos folyamatokat is kordában kell tartani, hiszen mindennek nem szabad a nem kívánatos folyamatok felgyorsulásához vezetnie. Kézenfekvő tehát, hogy szigorúan az *elégseges minimumra* kell korlátozni azt a termikus energiát, azaz teljesítményt (hőmérséklettel arányos) — műveleti idő szorzatot, amit a szelettel közlünk a megvalósítás során. Ezt az általános törekvést szokás a szakzsargonban a „Low-Thermal-Budget”, azaz alacsony hőháztartás megjelöléssel illetni.

A csökkentett (μm , ill. fél μm alatti) méretekkel építkező kompakt áramkörök által megkövetelt energiatakarékos műveletvégzés nemcsak a szó szoros értelmében vett energiatakarékosságot, hanem radikális vegyszer-, ill. műveleti gázfelhasználás-csökkentést is maga után von. Ez, túl az anyagi megtakarításon, a környezeti terhelés drasztikus csökkentését is eredményezheti.

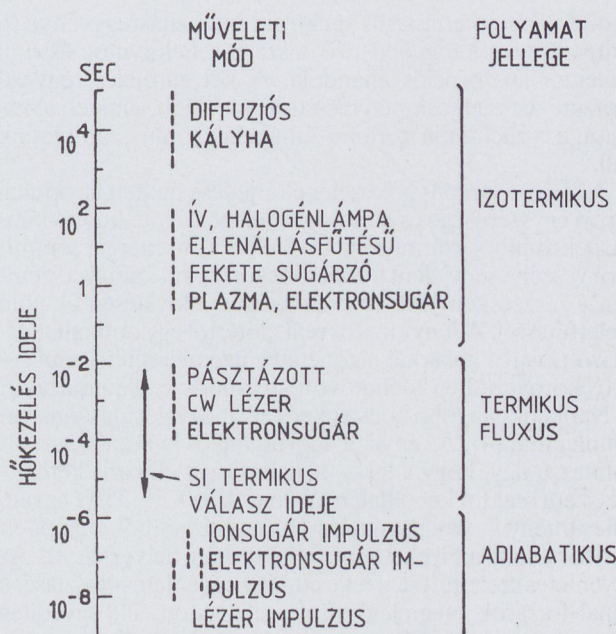
Az alacsony hőháztartással a kívánt magas műveleti hőmérsékleten olyan szeletfűtési módszerrel lehet csupán dolgozni, amely képes reprodukálható pontossággal vezérelni a reakcióidőt az 1–1000 s időtartományban, lehetővé téve ezáltal a kívánt hőmérséklet-idő profil realizálását. A hagyományos, döntően konvekciós szeletfűtésre épített diffúziós kályha, amelyben egyidejűleg 20–100 szeleten folyik csoportos szeletmegmunkálás, ezt a követelményt képtelen teljesíteni, hiszen a szelettartó és a szeletek együttes tömege által képviselt nagy hőkapacitás és a viszonylag kicsiny fűtőteljesítmény miatt a rendszer megengedhetetlenül nagy tehetetlenséggel üzemel. Az egyedi szeletmegmunkálásra és a sugárzás elnyelésén alapuló szeletfűtésre épülő gyors hőkezelő rendszerek nagy ($> 20 \text{ W/cm}^2$) besugárzott optikai teljesítménye alkalmas a másodperces időtartomány elérésére, ami új távlatokat nyit meg a félvezető technológiában.

3. A GYORS LÁMPÁS HŐKEZELÉS ELVE

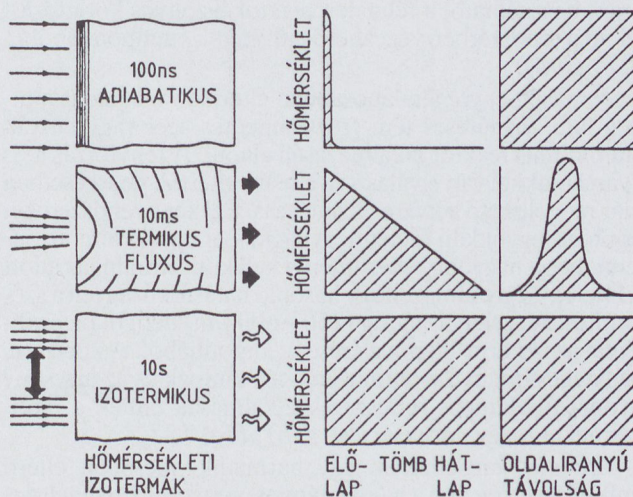
A 2. ábra klasszikus idő-energia diagramján behatárolhatóak azok a tartományok, amelyekben az energetikus sugárzás elnyelése során a foton-szilárdtest kölcsönhatás a megvilágított kristály hőmérsékletének gyors emelkedését

eredményezi. Ennek a kölcsönhatásnak legfontosabb jellemzői a sugárzás elnyelésének folyamata (abszorpció), az abszorpció mélysége a szubsztrátban, valamint a keletkezett termikus energia továbbításának sebessége a hővezetés során. Ezeknek a jellemzőknek az alapján osztályozhatók a 3. ábra szerinti módszerek az adiabatikus, termikus fluxus, ill. izoterm műveletvégzés kategóriáiba, melyek közül a továbbiakban csupán az utolsónak említettel foglalkozunk. A gyakorlatban valamennyi RTP módszer izotermnek tekinthető, és energiaforrásként nem koherens, a látható és infravörös tartományban adott spektrális eloszlással sugárzó fényforrást használ. Az első két kategóriába tartozó módszerek a lézeres szeletmegmunkálás eszközei, a gyakorlatban főleg speciális alkalmazásokban terjedtek el, és mai ismereteink szerint nem tekinthetők az izoterm lámpás hőkezelés konkurenséinak.

Az RTP elvi működése a spektrális optikai forrás sugárzásos csatolásán alapul a fűtött szubsztrátba. A hőmérsék-



2. ábra. Termikus műveletek osztályozása a műveleti időtartam alapján [2]



3. ábra. A sugárzásos szeletfűtés három alapmódja a tipikus időtartam, a kialakuló izotermák, a hőmérsékletmélység-függvény és az oldalirányú hőterjedés sematikus ábrázolásával [3]

let-idő függvény realizálása során a szelet hőmérséklete mindig a környezetével kialakult energiaegyensúly eredménye:

$$C \frac{dT}{dt} = \frac{dQ_{net}}{dt} = P_{in(rad)} - P_{out(rad)} - P_{out(cond. \& conv.)}$$

ahol C a szelet felületegységre eső termikus kapacitása, Q_{net} a szeletben tárolt hőmennyiség és a teljesítménysűrűségek: $P_{in(rad)}$ a besugárzott, $P_{out(rad)}$ a sugárzással leadott és $P_{out(cond. \& conv.)}$ a vezetési és konvekciós veszteség révén leadott értékek. Tekintettel arra, hogy a szelet az RTP reaktorban renkívül kicsiny hőkapacitást biztosító módon, általában 3 ponton egy-egy kvarctüskével alátámasztva helyezkedik el, a második veszteségi tag elhanyagolható. A sugárzásos szeletfűtés során a spektrális energiaforrásból elnyelt teljesítmény az alábbi formában adható meg:

$$P_a = \int_0^\lambda d\lambda I_\lambda (1 - R_\lambda^*) (1 - e^{-\alpha_\lambda x})$$

ahol I_λ a beeső emissziós spektrum intenzitásfüggvénye (a lámpa típusától függően), R^* a szelet reflektivitása és α_λ a szilícium abszorpciós állandója. A két zárójeles tényező szorzata azt a teljesítményvesztiséget jelenti, amivel x vastagságú szilíciumon történő áthaladás során számolnunk kell.

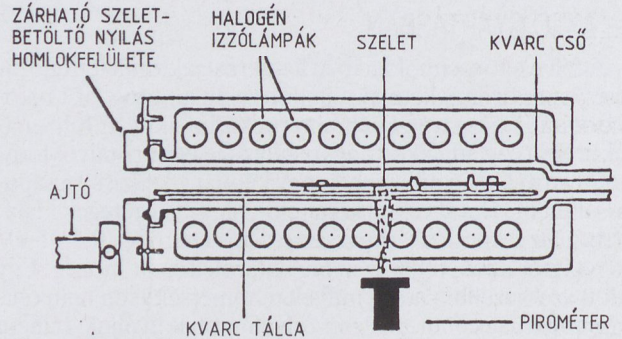
A fő érv a lámpás hőkezelés elterjedése mellett az optikai forrás egyszerűsége és olcsósága mellett az volt, hogy a lámpaspektrumból származó 0,1–3 eV foton-energia semmilyen veszélyt sem jelent a szilícium szubsztát számára szemben a részecskenyaláb (elektron-sugár) elnyelésén alapuló szeletfűtéssel. A fényforrás a reakciótértől egy optikailag átlátszó (kvarc) ablakkal elszigetelve üzemeltethető, ami reaktív környezetben is lehetővé teszi a módszer alkalmazását.

Napjainkban több konstrukciós elv megvalósulásának vagyunk tanúi [4]. Az egyik a hagyományos kvarcreaktort alkalmazza úgy, hogy a lapos téglalap vagy ellipszis keresztmetszetű reaktor két oldalán található az 1,5–3 kW egyedi teljesítményű wolframszálas halogénizzókból felépített fényforrások, melyeket egy reflektorban helyeztek el. Az egyenes szeletfűtést, a teljesítmény egyenletes eloszlását a vonal-források megfelelő eltolt, elforgatott, ill. egyedileg vezérelt teljesítményű, nem egyenlő távolságú elrendezésével biztosítják. A kvarcreaktor fala az infravörös sugárzás nagy részét elnyeli, és ezáltal, valamint a magas hőmérsékleten sugárzó szilícium szelettől akár 300–400 °C-ra is felhevül. Tekintettel arra, hogy a kvarcreaktor hűtésére csak gázáram használható, a félmeleg reaktor bizonyos korlátozást jelent a rendszerben végezhető műveletek szempontjából (l. 4. a) ábra).

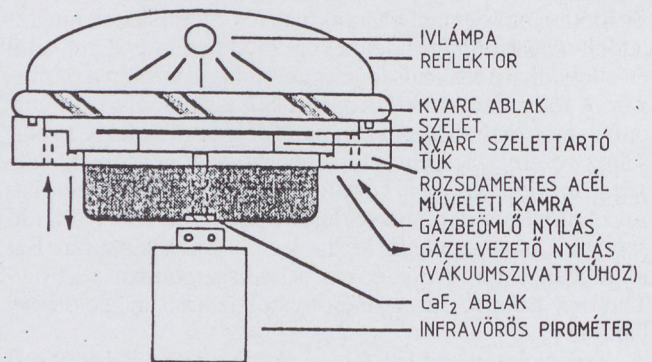
A másik, egyre általánosabban elterjedő megoldás a hideg falú, vízűtéses fém (rozsdamentes acél vagy eloxált alumínium) reaktor alkalmazásán alapul. A fényforrás itt is kvarcablakkal van elválasztva a reakciótól, de ez esetben már megoldható a kvarc vízűtése is. Ezeket a rendszereket döntően egyoldali szeletmegvilágítással építik, ami azt jelenti, hogy nagyobb teljesítményt kell koncentrálni az adott felületegységre ahhoz, hogy hasonló határfokú legyen a szeletfűtés. A szeletvastagság (250–600 μm) nem okoz problémát az izoterm állapot elérése szempontjából. A korszerű, nagyteljesítményű wolfram-halogén lámpák és az alacsony nyomású ívlámpás rendszerek alkalmasak ennek a módszernek a megvalósítására (l. 4. b) ábra).

Érdeemes megemlíteni egy harmadik, merőben eltérő működési elvet, ami a hagyományos, vertikális kályhaelrendezésre épül. A zárt végű függőleges, általában szilícium-karbid falú csőben hagyományos ellenállásfűtéssel felülről lefelé egy hőmérsékletgradienst hoznak létre úgy, hogy a re-

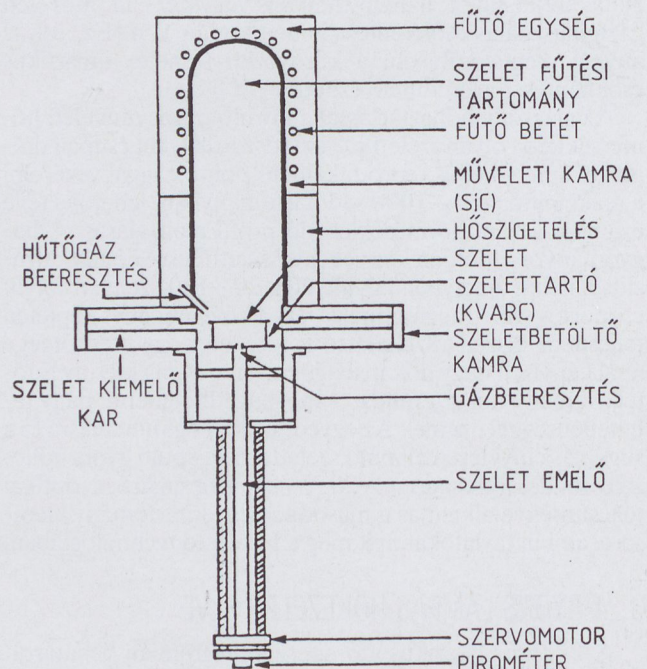
aktortérben a hőmérséklet a magassággal lineárisan emelkedik. Ennek megfelelően a szeletfűtés a szeletrendszeren belüli pozíciójának megválasztásával, azaz mechanikus felletolgozásával történhet vezérelhető módon. Ez a forró falú reaktor bizonyos atmoszferikus, nem toxikus, ill. korrozív környezetben végzett műveleteknél (hőkezelések, termikus oxidáció) a hideg falú, ill. félmeleg kvarcreaktorral szemben



4. ábra. Reaktortípusok
4. a) ábra. Kvarcfalú félmeleg reaktor kétoldali szeletmegvilágítással



4. b) ábra. Hideg falú fém reaktor elrendezés egyoldali megvilágítással



4. c) ábra. Konstans hőgradiensű meleg falú reaktor elrendezés mechanikus szelet pozíció vezérléssel a hőmérséklet beállításához

egyenletesebb paramétereloszlást eredményezhet az irodalom szerint [4] (l. 4. c) ábra).

A kívánt hőmérséklet-idő programot a szeleten egy zárt hurkú szabályzás biztosítja az optikai rendszerekben a lámpa-teljesítmény vezérlésével, ill. a forró falú rendszerben a szeletpozíció vezérlésével. A szabályzó kör bemenete a szelet mindenkori aktuális hőmérséklete és a programozott érték különbsége. Ebből nyilvánvaló, hogy olyan pontos, in-situ hőmérsékletmérésre van szükség, amely megfelelően gyors és reprodukálható hőciklust képes vezérelni sok egymás utáni futtatás során.

A hagyományosan használt termopár hőelemek érzékelési pontossága megfelelő lenne $\pm 5^\circ\text{C}$ pontossággal, viszont az RTP rendszerekben termikusan szigetelt módon szinte lebegtetett szeleten csak akkor lehetne ezzel a módszerrel mérni, ha közvetlen és tökéletes termikus kontaktusba tudnánk hozni az érzékelőt a megmunkálandó szubsztráttal. Az esetek többségében a termoelemek anyaga és a félvezető szubsztráton végzett művelet inkompatibilitása ezt nem teszi lehetővé. Mindazonáltal ez a módszer máig a legpontosabb kalibrációs lehetőség.

A legáltalánosabban elterjedt távérzékelési módszer a pirometrikus hőmérsékletmérés. A pirométer egy olyan, a reakcióterén kívül elhelyezett optikai sugármérő műszer, amely egy szűk hullámhossztartományban integrálja a beérkező sugárzás intenzitását, és azt a Planck-törvény által leírt spektrális radiancia révén hozza összefüggésbe a sugárzó szelet (első közelítésben feketén sugárzó) hőmérsékletével az alábbi módon:

$$P_p = A f(h) F(\lambda) \varepsilon(T, \lambda) M_{\lambda, b}(\lambda, T)$$

ahol P_p a pirométer által érzékelt teljesítmény, A a mintavételezett sugárzó felület, $f(h)$ a pirométer és a szelet h távolságától függő függvény, $F(\lambda)$ a pirométer előtétiszűrőjének karakterisztikája és $M_{\lambda, b}(\lambda, T)$ a feketén sugárzó test (blackbody) spektrális, azaz hullámhosszfüggő (λ) radianciája.

A másik hőmérsékletfüggő tényező a spektrális emisszivitás $\varepsilon(T, \lambda)$, amely Kirchoff törvénye alapján

$$\varepsilon(T, \lambda) + R^*(T, \lambda) + T^*(T, \lambda) = 1$$

összefüggéssel jellemezhető, ahol $R^*(T, \lambda)$ és $T^*(T, \lambda)$ az adott hőmérsékleten és hullámhosszon vett reflektivitás és transzparencia. Nem átlátszó szeletek esetében, ami látható és közeli infravörös tartományban $T \geq 500^\circ\text{C}$ esetében szilíciumra általában érvényes, ez az összefüggés $T^* = 0$ miatt

$$\varepsilon(T, \lambda) = 1 - R^*(T, \lambda)$$

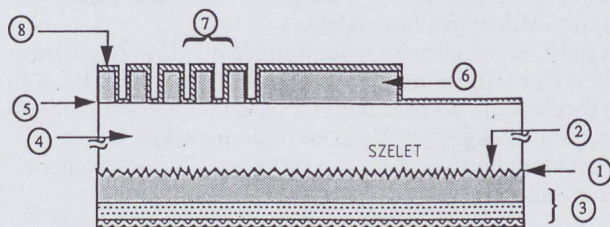
egyenletre redukálható.

Látható tehát, hogy a pirométeres hőmérsékletmérés pontossága a mindenkori emisszivitásérték (ε) pontos ismeretén áll vagy bukik. Az 5. ábra egy tetszőleges IC szelet példáján mutatja azokat a tényezőket, melyek hatással vannak az emisszivitás aktuális értékére [5]. Az anyagállandónak tekinthető *intrinszik emisszivitásra* [6] superponálódik az itt ábrázolt összetevők eredő hatása, így érthető, hogy az RTP módszer alkalmazásának mai napig egyik legkritikusabb súlyponti kérdése éppen a hőmérsékletmérés és -szabályozás maradt.

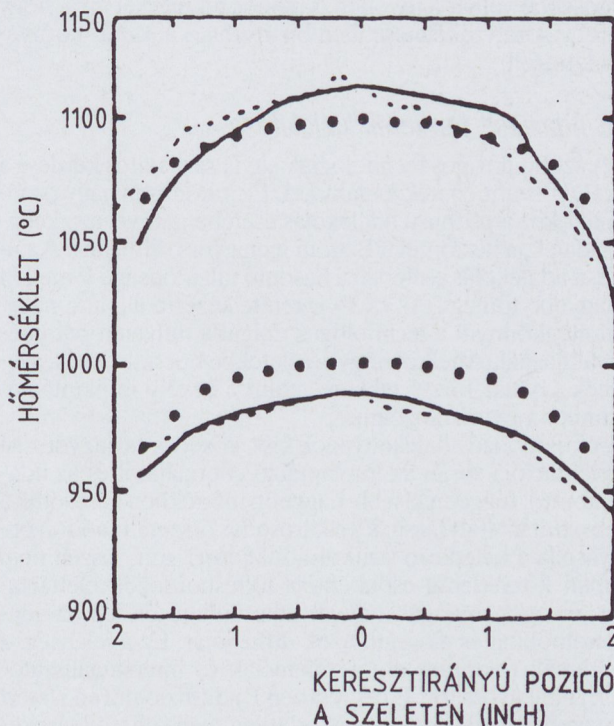
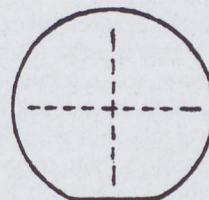
Összefoglalva: a módszerről megállapíthatjuk, hogy ez az egyedi szeletmegmunkálásra épülő eljárás egy olyan komplex rendszer in-situ vezérlését igényli, melynek integráns része maga a munkadarab, azaz az optikai rendszer tulajdonságai nem tervezhetők, ill. állíthatók be a munkadarabtól független módon. Ez teszi az RTP rendszerek kutatását különösen érdekessé, ugyanakkor ez volt elterjedésüknek is sokáig az akadálya. Mai ismereteink alapján azonban az elérhető reprodukálhatóság összemérhető vagy jobb a hagyományos eszközökénél, viszont a további méretcsökkentés finomabb, új mérési módszerek alkalmazását kívánja majd

meg, mint pl. a lézeres foto-akusztikai hőmérsékletmérés [6]. Ezeknek a speciális távérzékelő mérési módszereknek a kifejlesztése a kutatás egyik súlyponti területe.

A komplex optikai rendszer másik fontos eleme maga a műveleti kamra, annak alakja, méretei, reflektivitása stb. Az optikai szeletfűtés inherens sajátossága, hogy tökéletesen egyenletes besugárzott teljesítményeloszlás esetén sem lesz homogén a szelet hőmérsékleteloszlása, hiszen az



5. ábra. Szilícium IC-szelet vázlata, keresztmetszetben ábrázolva a szelet emisszivitását befolyásoló tényezőket
1. hátoldali felületi durvaság, 2. felületi adalékolás típusa és szintje a hátoldalon, 3. a hátoldalon növesztett vagy leválasztott réteg és adalékolása, 4. szeletvastagság és adalékolási szint, 5. eszközoldali, -felületi strukturáltság, 6. dielektrikus és polikristályos Si-rétegek, 7. topográfia, 8. fémes rétegszerkezetek [5]



6. ábra. Tipikus hőmérséklet-eloszlás a szelet két merőleges keresztmetszetében. A pontok a pirométeres hőmérsékletértékek az izoterm megmunkálás során, a vonalak az adott hőmérsékleten végzett RTO oxidációs eredményből visszszámolt hőmérsékletfüggvények [7]

energia-egyensúly kialakulása során a szelet oldalán, a peremen nagyobb lesz a kisugárzás, mint a teljesítmény abszorpció. Ennek következménye a 6. ábrán látható. A berendezégyártók e hatás mérséklésére növelték a szelet peremén a besugárzott teljesítményt. Ez történhet aktív vezérléssel, a lámpák egyedi teljesítményvezérlésével, koncentrikus sugárzók alkalmazásával, speciális reflektorkialakítással, a transzparens kvarclap áteresztőképességének csökkentésével a szelet közepén, stb. A másik elterjedten használt módszer a kamrán belül lokálisan megnövelt reflexió, azaz a szelet széle körül elhelyezett visszaverő felület, ill. sugárzó tömeg, ún. védőgyűrű használata.

A nehézségek ellenére a nagy átmérőjű (15–20 cm) szeleteken elérhető hőmérséklet-egyenletesség az RTP során már meghaladja a konvencionális kályhákban biztosítható homogenitást, különösen a kritikus hőmérséklet fel- és lefutási szakaszaiban. Ez a tény a módszer elterjedése mellett szóló másik fő érv.

4. RTP ALKALMAZÁSOK A SZILÍCIUM TECHNOLOGIÁBAN

A gyors lámpás hőkezeléssel elvileg valamennyi termikusan aktivált gyártási lépés megvalósítható. Alkalmazható adalékolt területek hőkezelésére, dielektromos rétegek növesztésére, fémek összeköttetések kialakítására és hőkezelésére atmoszferikus nyomáson, továbbá alacsony nyomáson kémiai gőzfázisú leválasztásra (CVD), azaz homo-, ill. heteroepitaxiás rétegnövesztésre.

Az egyedi műveletvégzésen túl ez a módszer alkalmas integrált megmunkálásra is, azaz több egyedi művelet összekapcsolásával bizonyos összetett lépéssorozat együttes megvalósítására. Az alábbiakban ezeknek a szempontoknak a figyelembevételével tekintjük át az RTP szerepét elsődlegesen a szilícium technológiában, megjegyezve, hogy a hőhőztartás szempontjából kritikusabb III–V és II–VI vegyület félvezetők megmunkálásánál az RTP szerepe talán még jelentősebbé válhat a jövőben, különös tekintettel arra, hogy az RTP során tökéletesebben biztosítható a totális környezeti kontroll.

4.1. Adalékolt területek kialakítása

A szubmikronos technológiák egyik sarkalatos kérdése a sekély *p-n*-átmenetek kialakítása. Ez különösen nagy problémát okoz a *p*-típusú adalékolás esetében, mivel az akceptor adalék, a kis tömegű B atom igen gyors diffúziós. Az *n*-típusú adalékolás esetében a hasonló tulajdonságú P mellett a nagyobb tömegű As és Sb is rendelkezésre áll, ami nagyban megkönnyíti a technológus dolgát a műveleti paraméterbájlításnál. Anélkül hogy részletekbe bocsátkoznánk, szeretnénk Gyulai József cikkére utalni a sekély implantációs technikákra vonatkozóan.

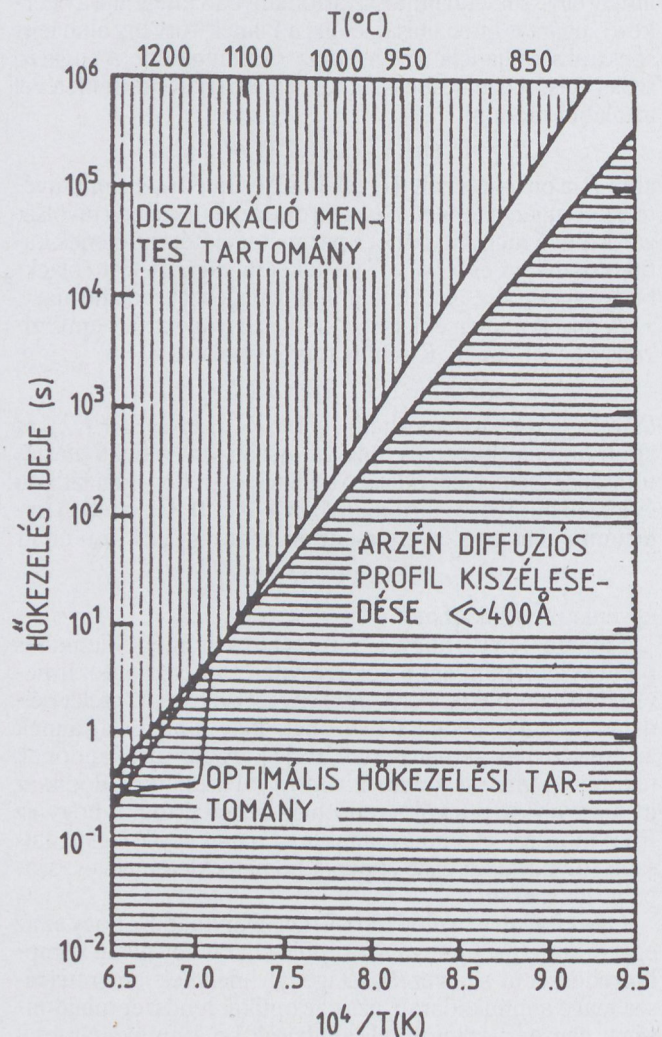
A különböző adalékanyagok kis-, közepes és nagy dózisú implantációja során az implantáció energiájától és az adalékatomtól függően kisebb-nagyobb mértékben károsodik a szubsztrát kirstályrácsa. Ez a károsodás összetett módon befolyásolja a keletkező struktúra tulajdonságait, hiszen nem csupán közvetlenül csökkenti a töltéshordozók élettartamát, mozgékonyosságát, hanem kölcsönhatásba lép az adalékatomokkal és elősegíti azok diffúzióját. Ez a jelenség, a ponthibák (alaprács atom vakanciák és intersticiális atomok) által gyorsított B (és részben P) diffúzió néven ismert és nagyban korlátozza a gyakorlatilag realizálható legsekélyebb *p*-típusú átmenet mélységét.

Az ionimplantációval bejuttatott dózis termikus aktivációja során az adalékatomokat szubsztitúciós rácspontra juttatjuk. Eközben azonban megindul a szubsztrátban lévő hibák, mono- és divakanciák, vakancia-donor, vakancia-

oxigén, magasabb rendű vakancia-komplexumok, diszlokációk és amorf agglomerátumok mozgása. A rácshibák klusztereket, majd diszlokációkat hoznak létre, melyek növekedése, ill. csökkentése és megsemmisítése az alkalmazott hőkezelés függvénye.

A 7. a) ábra grafikusan szemlélteti az optimális hőkezelési paraméterek megválasztását As implantáció esetében [2]. A diszlokációmentes állapot eléréséhez szükséges hőkezelés (thermal budget) 1100 °C alatti hőmérsékleten az intersticiális Si diffúzió nagy aktivációs energiája következtében (~ 5 eV) megengedhetetlenül nagy (≥ 400 Å) profileltolódást okozna, ezért az optimumot a két vonalkázott terület átfedésénél, T 1100 °C és $t = 10 \dots 0,5$ s tartományban kell keresni. Ez a tartomány elérhetetlen konvencionális kályhás hőkezeléssel.

A 7. b) ábrán hasonló módon szerkesztett diagramot látnunk B-adalékolás esetére [8]. A gyors diffúziós, melynek diffúziósebessége a tranziens jelenségek s a ponthibák által nagyságrendileg növekszik, egy lépéses gyors hőkezeléssel sem tartható a megengedett tolerancián belül. Egy rövid (1–5 s) 1000–1100 °C-os hőkezelés (RTA) viszont képes

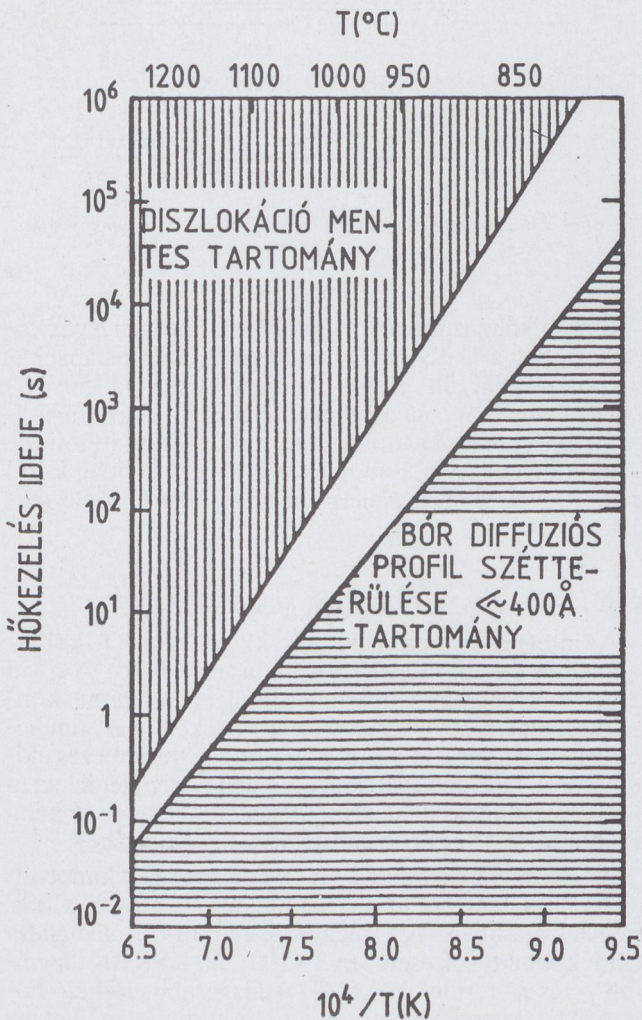


a)

7. a) ábra. Optimális hőkezelési tartomány meghatározása a rácshibák kiküszöbölésére $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ As ionimplantáció után 100 keV energián Si szubsztrátban [2]

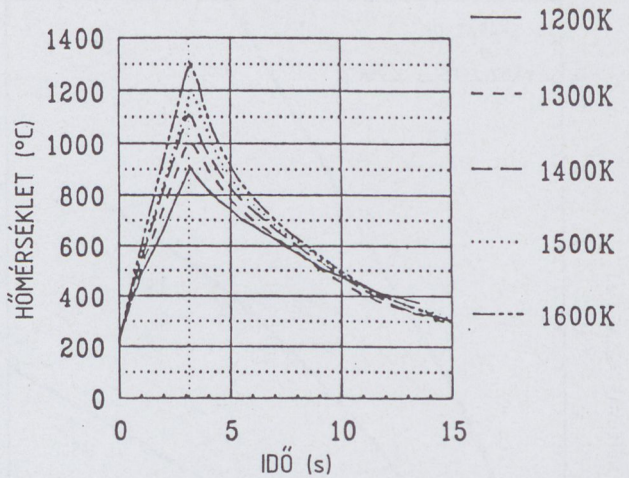
a pont hibák megszüntetésére, melynek következtében legalább a tranzienst gyors diffúziós szakasz ideje korlátozható. Ezt követően hosszabb idejű, de alacsonyabb hőmérsékletű hőkezeléssel lehet biztosítani a megfelelő hibamentes állapotot. A gyakorlatban nagyobb tömegű BF_2 , ill. amorf állapot előidézését segítő Si vagy Ge és a B-adalék együttes implantációja segít ma még a megoldásban, de a p -típusú sekély adalékolt területek kialakítása szilárd fázisú diffúzióval (pl. adalékolt polikristályos Si vagy szilicid rétegből) vagy szelektív in-situ adalékolt epitaxiális rétegekkel már a közeljövőben bizonyára elkerülhetetlenné válik. Az RTP szerepe ebben is kiemelkedő lehet.

Egy speciális alkalmazási terület a nagyenergiájú ($E \geq 1$ MeV) implantokkal kialakított mély adalékolt rétegek hőkezelése pl. korszerű retrograd zseb-adalékolású CMOS technológiákban, vagy implantált bipoláris eszközökben. Az említett problémák halmozottan jelentkeznek azért, hogy az eltemetett réteg és a szubsztrát felülete közötti tartomány az aktív eszközök működése szempontjából kritikus. Egy újonnan javasolt tranzienst lámpás hőkezelési módszerrel (T-RTA) sikerült a 8. a) ábra szerinti gyors fel-fűtéssel és szelethűtéssel mindössze 300 ms effektív hőkezeléssel másfél nagyságrenddel jobb élettartamot elérni az $1,5 \text{ MeV } 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ dózisú P-implantált szubsztrát kritikus tartományában, mint az azonosan kialakított konvencioná-

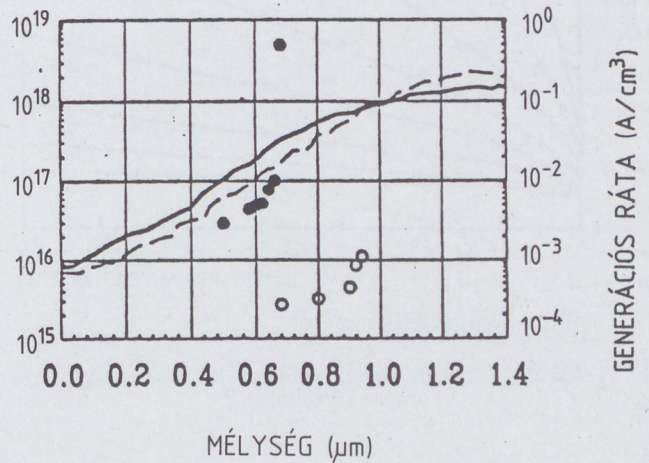


b)

7. b) ábra. Hiba hőkezelési és diffúziós diagram a 6a ábra analógiájára azonos paraméterekkel implantált B-adalékolás esetében [8]



8. a) ábra. Tranzienst RTA-művelet során használt hőmérsékletprofilok különböző csúcshőmérsékleten (izokronális hőkez. 300 ms) [9]



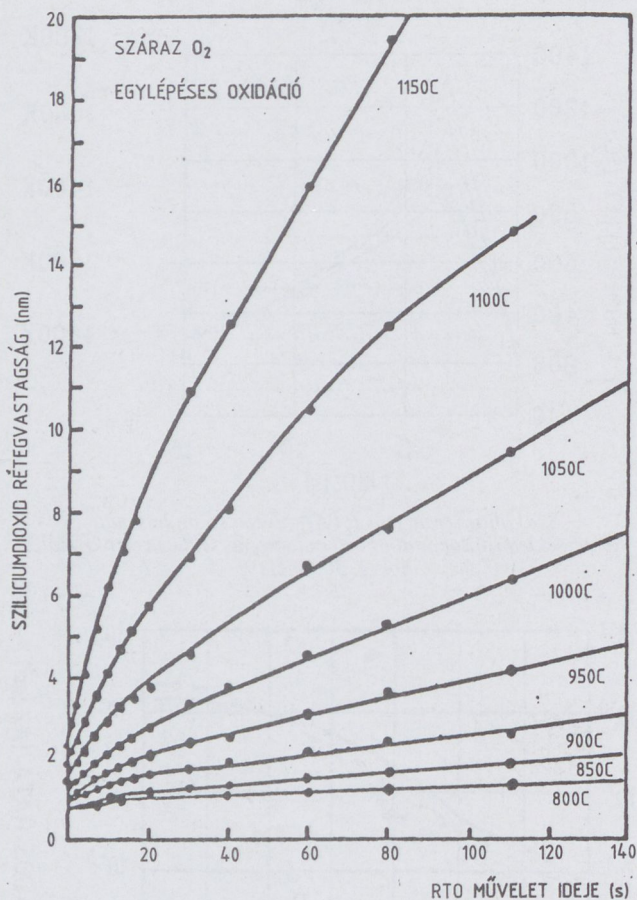
ADALÉKKONCENTRÁCIÓ	GENERÁCIÓS RÁTA
— 1500K T-RTA	○ 1500K T-RTA
— 1300K 30min	● 1300K 30min

8. b) ábra. $1,5 \text{ MeV}$ -ös $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ dózisú P-implant adalékprofilja és a generációs ráta mélységeloszlása a hagyományos 30 perces kályhás hőkezelés és a Tranzienst RTA-módszerrel végzett művelet után [9]

lisan hőkezelt mintán (l. 8. b) ábra) [9]. Az RTP eszközök kisebb szivárgása, nagyobb letörési feszültsége, nagyobb meredeksége a tökéletesebb hibahőkezelés közvetlen következménye.

4.2. Termikus rétegnövesztés

Az előzőekkel szemben reaktív oxidáló, ill. nitridáló (N_2 , ill. NH_3) közegben végrehajtott hőkezelés során a gyors hőkezelőkben mód van termikus rétegnövesztésre igen tiszta körülmények között. Ez a módszer különösen előnyös lehet, ha meggondoljuk, hogy a szubmikronos technológiák által megkövetelt dielektrikum vastagságok MOS gate alkalmazásokban 200 \AA alatti vastagságtartományba esnek (l. Zólyom-Mizsei) és speciális alkalmazásokra tunneloxidok ($\leq 50 \text{ \AA}$) jól kontrollált növesztésére is szükség van.

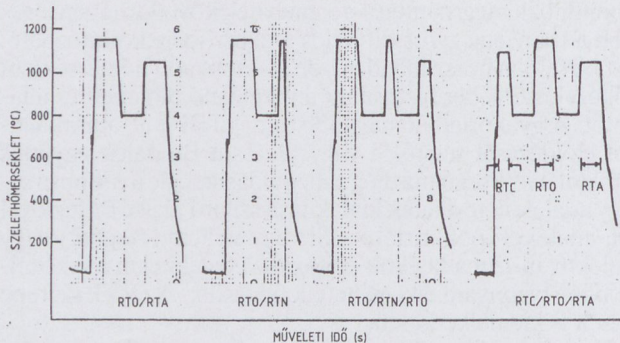


RTO = GYORS LÁMPÁS OXIDÁCIÓ

9. a) ábra. Gyors lámpás termikus oxidáció (RTO) kinetikája száraz oxigén közegben [10]

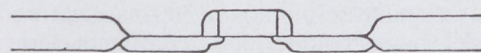
Közismert, hogy a termikus oxidáció során a Si-SiO₂ határfelület tulajdonságai, valamint az oxid töltésviszonyai az oxidáció hőmérsékletével arányban javulnak. Vékony rétegek esetében ez azt jelenti, hogy az oxidáció időtartamát reprodukálható pontossággal néhány tíz, ill. száz másodperces tartományban kell vezérelnünk. A kívánt vastagságtartományban az egyedüli alternatíva a gyors lámpás oxidáció (RTO), amely képes a kályhás oxidáció során realizálható 20–30 perces műveleti időnek megfelelő 800–900 °C hőmérséklettel szemben a 9. a) ábraszertinti rövid idejű, magas hőmérsékletű oxidációs műveletre [10]. A dielektromos tulajdonságok további javítására nyújt lehetőséget a termikus oxidrétegek nitridációja (O–N), ill. a nitridált oxidrétegek oxidációja (ONO). Az oxidációt megelőzően lehetőség van a reaktorban elhelyezett szeleten hőmérsékletfüggő tisztítási lépést végezni pl. H₂ vagy HCl tartalmú közegben, ami az oxidréteg további javításához vezet. A felsorolt műveletek során használt hőciklusokat a 9. b) ábrán láthatjuk [10].

Tekintettel arra, hogy a hőmérséklet-idő programmal szinkronban a reaktív gázok vezérlése is megoldható, az összetett műveletek, azaz több egyedi lépés megszakítás nélkül, folyamatosan végrehajtható a reaktorban anélkül, hogy a szeletet mozgatni kellene. Ezzel a minimumra csökkenthető a szennyezés lehetősége mind a mozgatás során a szeletre tapadó részecskék vonatkozásában, mind az aktív elektromos hibák keltése szempontjából kritikus fém szennyezés bevétele vonatkozásában, különösen a hideg falú rendszerekben.

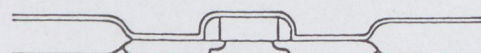


9. b) ábra. Tipikus hőmérséklet-idő ciklusok termikusan növesztett dielektrikumok előállítására során szilíciumon. RTO: gyors oxidáció, RTA: N₂ hőkezelés, RTN: gyors nitridáció, RTC: in-situ tisztítási lépés [10]

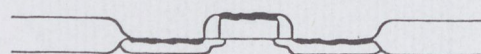
–GATE OLDALIRÁNYÚ SZIGETELÉS (SPACER)+SOURCE/DRAIN KIALAKÍTÁS



–FÉM LEVÁLASZTÁS



–SZILICID KIALAKÍTÁS (RTP)+SZELEKTIV SZILICID MARÁS



10. ábra. Önillesztett szilicides MOS-technológia lépéseinek vázlata [11]

RTO alkalmazásával főleg az in-situ tisztítási lépés következtében a D-RAM-okban használt árkolt-kapacitásokhoz is sikerült magas hőmérsékleten (1150 °C) $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ sávközépi határfelületi állapotsűrűségű 14 nm-es oxidokat növesztetni, miközben az átütési szilárdság a rendkívül homogén 10,5 MV/cm átlag körül maradt, akár csak a planárisan növesztett hasonló oxidoknál [10].

4.3. Fémes összeköttetések kialakítása

Az integrált áramkört méretcsökkentés egyik fő korlátja a fémes összeköttetések kialakításában rejlik. A rövid fémvezetések esetében a kis kontaktusellenállású fémes kontaktus kialakításáról van szó az ultra-sekély *p-n*-átmenetekhez, valamint a jó vezetőképességű gate-fémzés előállításáról. Hosszú vezeték esetében pedig megfelelően alacsony fajlagos ellenállású rétegeket kell megmunkálni a többrétegű fémes összeköttetések kialakításához.

Az első alkalmazásban az RTP kulcsszerepet kapott elsősorban a fémszilicides technológiák, a TiSi₂ és CoSi₂ megvalósításában. A szilicides kontaktusok ellenállása 1 μm² kontaktusok esetében 3×10^{-7} ill. $1,5 \times 10^{-7} \Omega \text{ cm}^2$ volt *p*⁺ és *n*⁺ területeken [11]. A magasabb elérhető hőmérséklet következtében azonos hőterhelés mellett az RTP általában 15–20%-os rétegellenállás-csökkenést eredményezett a konvencionális hőkezelési eredményekkel szemben. Az önillesztett szilicides, ún. SALICIDE technológia lépéseit mutatja vázlatosan a 10. ábra [11].

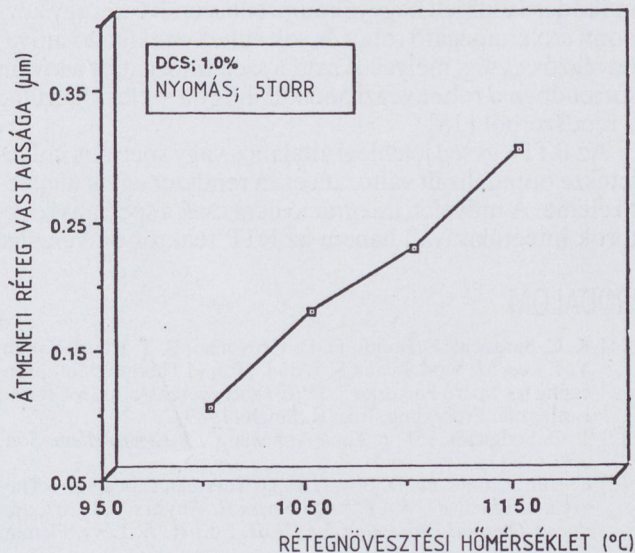
Amennyiben a szilicdréteg RTP kialakítása megelőzi a MOS tranzisztor source-drain adalékolását, mód van sebélyebb, implantációs roncsolástól mentes átmenetek kialakítására, ahogy az előző fejezetben említettük.

A többretegű fémes összeköttetési technológiában kritikus lépés a szigetelőrétegben marással kialakított lépcsők meredekségének beállítása. A B- és P-adalékolással csökkentett viszkozitású szilika rétegek, azaz BPSG rétegek „megfolyatása”, reprodukálhatóan lankás lépcsők beállítása RTP módszerrel történik. Ugyancsak fontos az Al vezetőréteg mikrokristályosodásának korlátozása többretegű fémezés esetében, mivel ez a két egymást keresztező réteg rövidzárlatához vezethet. Ezt a „hillock” képződést, az alsó réteg kidudorodását sikerült mérsékelni megfelelően beállított 500 °C körüli rövid idejű RTA lépéssel.

4.4 CVD rétegnövesztés

Az RTP alkalmazások közül talán legdinamikusabban fejlődő terület a rétegleválasztással kapcsolatos. Az előző alkalmazásokkal szemben itt már általában komplexebb, hideg falú nagyvákuum reaktorban végzett műveletekről beszélünk. A berendezés tehát egyesíti a nyomás, gázáramok és hőmérséklet pontos időprogram szerinti vezérlését. A CVD lépések gyors lámpás reaktorba történő telepítését az arányos méretcsökkentés követelményei indokolják, hiszen megfelelően vékony amorf, polikristályos és egykristályos rétegek növesztése az adalékprofilok minimális torzulása mellett csak az így megvalósítható paraméter-beállítással realizálható.

A legkritikusabb és legfontosabb CVD művelet az epitaxiális rétegnövesztés. Ennek példáján szemléltetjük az RTCVD lehetőségeit. A SiCl_2H_2 dekompozíciójával p^+ szubsztrátra növesztett epitaxiális rétegek esetében elért átmeneti réteg vastagságának hőmérsékletfüggését szemlélteti a 11. ábra [12]. Hasonló abrupt átmenetek hozhatóak létre in-situ adalékolással is [13], ami perspektívkusan alkalmassá teszi ezt az RTCVD technikát szelektíven növesztett aktív terület, ill. source-drain kialakításra. Az epitaxiális rétegnövesztés az ún. Limited Reaction Processing, azaz korlátozott reakciós megmunkálás eredménye. Ennek lényege, hogy a reaktív gáz-elegy dekompozíciója, lévén termikusan aktivált folyamat, nem indul meg addig, míg a megfelelő hőmérsékletet el nem érjük a szubsztrát felületén. Ezért, bár a reaktív gázáramokat szobahőmérsékleten stabilizáltuk, a műveletet termikusan

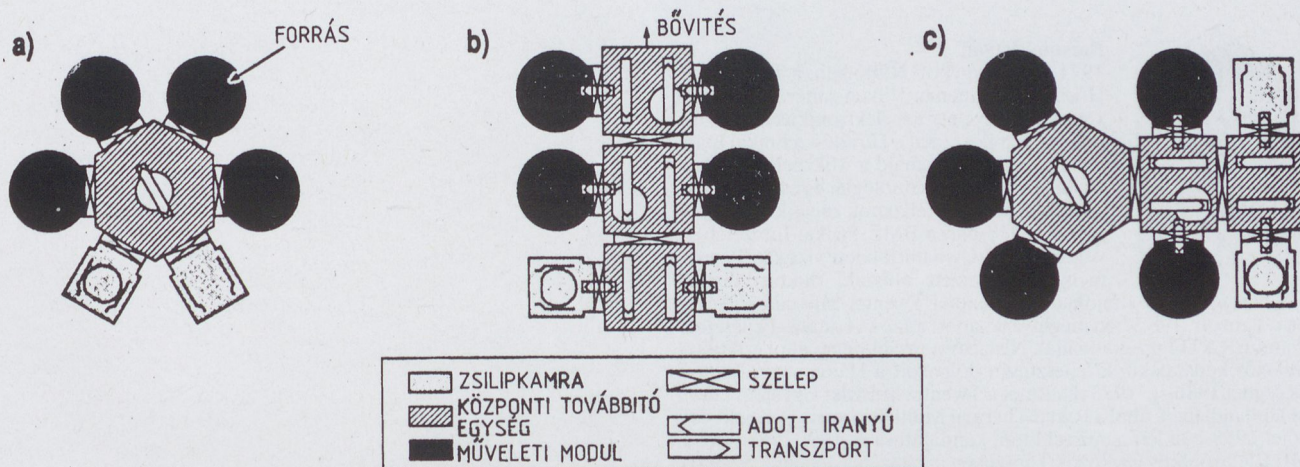


11. ábra. Abrupt átmeneti réteg vastagságának (3 nagyságrend adalékkoncentráció-változás) hőmérsékletfüggése p^+ -Si szubsztrátra növesztett intrinsic epitaxiális rétegekben [12]

kapcsoljuk, azaz a hőmérséklet meredek felfutásával indítjuk. Ezzel a módszerrel olyan pontos szekvenciák állíthatók be, hogy a kapott heteroepitaxián növesztett Si-Ge szuperrács már-már megközelíti a nagyságrendileg nagyobb befektetést igénylő molekulásugaras epitaxiális eredményeket [14].

5. INTEGRÁLT MŰVELETVÉGZÉS

A bevezetőben említett általános fejlődési tendencia, a műveletvégzés egyenletességi, tisztasági és reprodukálhatósági követelményei elengedhetlenné teszik az eddig dedikált, egyedi berendezésekben végzett műveletek integrált kivitelezését. Erre a robottechnika fejlődése és az egyedi szeltemegmunkálás elterjedése teremtették meg a lehetőséget. A berendezésgyártó ipar 1989-ben megkezdte az egységes elvekben és méretszabványokban, ami lehetővé teszi a különböző gyártók termékeinek csatlakoztatását egységes rendszerbe, az ún. cluster machine, a zárványokból felépülő rendszerbe való integrálását. A cluster machine elvét a 12. ábra mutatja, ami szinkronizált



12. ábra. Integrált technológiai műveletvégzésre alkalmas bővíthető nagyvákuumrendszer vázlatja a központi szelettovábbító robottal, az egyedi műveletvégző reaktorokkal (klaszterek) és a zsilipelést végző szelepekkel [15]

működésű zsilipelt nagyvákuumrendszer. Részei egy központi szeletmozgató robot és sok ehhez csatlakozó műveletvégző egység, melyek között a szeletmozgatást a kívánt sorrendben a robot végzi anélkül, hogy a szelet kikerülne a rendszerből [15].

Az RTP egység jelenlegi általános vagy speciális műveletekre optimalizált változata ezen rendszer egyik alapvető eleme. A műveleti integráció nem csak a speciális reaktorok integrálásával, hanem az RTP reaktor univerzális,

többcélú kialakításával is fokozható és így csökkenthető a kritikus szeletmozgatás. A Rapid Thermal Multi-Processingnek nevezett módszer különböző addicionális technikák csatlakoztatását is magában foglalja, így a hőháztartás csökkentésére plazmás gázinjektorok és nagyenergiájú ultraibolya fényforrások integrálására is mód nyílik amellett, hogy az alapelv, az optikai szeletfűtés változatlan marad [1].

IRODALOM

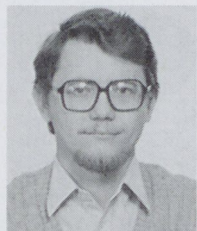
- [1] K. C. Saraswat, L. Booth, D. D. Grossman, B. T. Khuri-Yakub, Y. J. Lee, M. Moslehi and S. Wood, „Rapid Thermal Multiprocessing for Micro Factories”, *SPIE Proceedings* Vol. 1189, Rapid Isothermal Processing, Ed.: R. Singh (1989).
- [2] T. O. Sedgwick, „Short Time Annealing”, *J. Electrochem. Soc.*, 130, (1983).
- [3] C. Hill, S. Jones and D. Boys, „Rapid Thermal Annealing — Theory and Practice”, *NATO ASI Series B: Physics* Vol. 207, *Reduced Thermal Processing for ULSI*, Ed.: R. A. Levy, Plenum Press, New York (1988).
- [4] F. Roozeboom and N. Parekh, „Rapid Thermal Processing Systems: A review with emphasis on temperature control”, *J. Vac. Sci. Technol. B* (to be published).
- [5] J. Nulman, „Emissivity issues in pyrometric temperature monitoring for RTP systems”, *SPIE* Vol. 1189, (1989).
- [6] T. Sato, *Jap. J. Appl. Phys.* 6 (1967).
- [7] H. A. Lord, „Thermal and stress analysis of semiconductor wafers in a rapid thermal processing oven”, *SPIE* Vol. 1198, (1989).
- [8] A. H. Reader, „Microstructural defects in rapidly thermally processed IC materials”, *NATO ASI Series B: Physics* Vol. 207, (1988)
- [9] I. Bársony, J. L. Heideman and J. Middelhoek, „Transient RTA of Low-Dose High Energy Phosphorus Implanted Silicon”, *Ext. Abstracts of the 22nd Conference on Solid State Devices and Materials*, Sendai, Japan (1990).
- [10] J. Nulman, „Rapid Thermal Processing with Reactive Gases”, *NATO ASI Series B: Physics* Vol. 207, (1988) p. 1.
- [11] L. Van den Hove and R. F. De Keersmaecker, „Silicidation by Rapid Thermal Processing”, *NATO ASI Series B: Physics* Vol. 207, (1988) p. 53.
- [12] A. Kermani, Y. Ku, F. Wong, K. Kim, P. Maillot, A. E. Morgan and S. Hahn, „Application of rapid thermal chemical vapor deposition of doped thin single crystal silicon for MOS and bipolar technologies”, *SPIE* Vol. 1189, (1989) p. 121.
- [13] R. B. Fair and G. A. Ruggles, „Thermal Budget Issues for Deep Submicron ULSI”, *Solid State Technol.*, (May 1990).
- [14] C. M. Grönet, C. A. King, W. Opyd and J. M. Gibbons, „Limited Reaction Processing”, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* 52, (1986).
- [15] N. O. Korolkoff, „Integrated processing Part I — Technology in Transition”, *Solid State Technol.* (August 1990).

RAPID THERMAL PROCESSING IN SEMICONDUCTOR TECHNOLOGY

I. BÁRSONY

TU TWENTE, FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING
ENSCHEDE, P.O. BOX 217, NL-7500

The paper gives a brief introduction to the actual trends in IC-technology and deduces the important requirements to be fulfilled by process designers and equipment manufacturers alike. „Low thermal budget” processing is the most stringent necessity in subhalfmicron technologie. Consequently, in most of the thermally activated processes high quality results can only be expected from uniform, high temperature Rapid Thermal Processing. The discussion of the principles and realization of optical wafer heating involves the crucial problem of in-situ temperature measurement and control. The concepts of leading commercial systems to cope with the inherent problems are also introduced. How the RTP can be employed in IC-technology is described on silicon processing examples published in the field of shallow doping, damage anneal, thermal layer growth, formation of metallic interconnections, and CVD layers. The excellent characteristics and versatility of the RTP method make it a perfect candidate for integration as specialized cluster-tool in the fully automated high vacuum IC-production systems of the years ahead.



Bársony István

1971-ben az egykori NDK-ban, a Technische Hochschule Ilmenau Villamosmérnöki Karán szerzett oklevelet, az elektronikus eszközök szakon. Ezt követően a Híradástechnikai Ipari Kutató Intézetben, majd a Mikroelektronikai Vállalatnál MOS technológiai és eszközfizikai kutatás-fejlesztési feladatok megoldásán dolgozott. 1978-ban a BME Fizikai Intézetében végzett Si—SiO₂ határfelületi vizsgálati eredményeivel szerzett műszaki doktori címet.

1978-ban fél éves ösztöndíjjal a hollandiai Twentei Műszaki Egyetemen dolgozott. 1982-ben meghívást kapott a Japán Kutatás Fejlesztési Hivatal ERATO programjának Nishizawa projektjébe, ahol sztatikus indukciós képátalakítók fejlesztésén dolgozott a Hamamatsu Photonics cégnél 1986-ig. 1988 óta ismét a Twentei Műszaki Egyetem kutatója Hollandiában, ahol a Rapid Thermal Multi-Processing projekt vezetője. 1988-ban lett a műszaki tud. kandidátusa és 1990 júniusától a BME Elektronikus Eszközök Tanszékének címzetes docense. Számos nemzetközi szabadalom és tudományos publikáció birtokosa, egyik szabadalmi bejelentését a Japán Tudományos és Technológiai Hivatal a legjelentősebbek közé sorolta 1990-ben.

TUNNELOXIDOS FÉLVEZETŐ STRUKTÚRÁK

ZÓLÓMY IMRE, MIZSEI JÁNOS

BME ELEKTRONIKUS ESZKÖZÖK TANSZÉK
1111 BUDAPEST GOLDMANN GY. TÉR 3.

A cikk áttekinti az igen vékony, tunneloxidrétegekkel rendelkező félvezető struktúrákat, kiindulva az alapként szolgáló tunnel MIS diódától. Ismerteti ezen eszközök működését, hivatkozik az ezekkel kapcsolatos fontosabb cikkekre és ismerteti az ezen eszközökkel kapcsolatban a BME EET-n folyó kutatómunkát. A cikk végül ismerteti egy új mérési eljárást, amivel ezen igen vékony oxidrétegek vizsgálhatók.

1. BEVEZETÉS

Az igen vékony (tunnel) oxid, mint a félvezető eszközök működésében aktív szerepet játszó réteg, talán véletlenül jelent meg mintegy húsz-huszonöt évvel ezelőtt az elektronikában, amikor MOS FET-ek esetén a gateoxidot szilíciumnitriddel akarták helyettesíteni. Az új dielektrikum alkalmazásával a küszöb feszültség nagy instabilitást mutatott. A jelenség alaposabb vizsgálatakor kiderült, hogy a nitrid leválasztása előtt a szilícium felületén egy igen vékony oxid nőtt, azaz egy oxid-nitrid szendvics szerkezet jött létre. A vékony oxidon keresztül tunnelhatással elektronok jutottak át, melyeket az oxid-nitrid hátrétegen lévő csapdák befogtak. Az így megkötött töltés hatására eltolódott a küszöb feszültség. Ez rendkívül kellemetlen jelenség volt, de a kutatók — mint már annyiszor az elektronika történetében — a káros jelenséget is hasznosították. Az így létrejött MNOS struktúrát programozható ROM-ként, azaz EPROM-ként alkalmazták. Ehhez viszont az igen vékony oxidok tulajdonságait jobban meg kellett ismerni. Ezen oxidok vastagsága, a konkrét alkalmazástól függően, az 1 nm—6 nm tartományba esik.

2. A TUNNELOXIDOS ESZKÖZÖK ÁTTEKINTÉSE

A hetvenes évek elején több olyan új jelenséget és eszközt fedeztek fel, amelyekben alapvető szerepet játszik a fém — (tunnel) oxid — félvezető struktúra, a tunnel MIS dióda. Ezen dióda alapvető tulajdonságai a hetvenes évek elején váltak ismertekké elsősorban Green és Shewchun kutatásai alapján [1, 2].

A MIS diódák két alapvető változata létezik: a többségi és a kisebbségi MIS dióda. Többségi MIS dióda esetén a fém és a félvezető között folyó tunneláram zömét a többségi töltéshordozók árama teszi ki, míg a kisebbségi MIS-nél ezt a kisebbségi töltéshordozók alkotják.

Többségi MIS dióda és pn átmenet kombinációjával negatív ellenállású kapcsolóeszköz, a MISS jön létre, melynek karakterisztikája nagyon hasonlít a tirisztoréhoz, de szerkezete annál sokkal egyszerűbb. A MISS-t Yamamoto és Morimoto készítette el 1972-ben [3].

A kisebbségi MIS dióda a pn átmenethez hasonló tulajdonságokkal rendelkezik, így bizonyos struktúrákban helyettesíthető vele egy pn átmenet. Használható például napelemként is. Ennek igen bő irodalma van, tárgyalása azonban nem célja ennek a cikknek.

Ha a fent leírt MISS struktúrában a pn átmenetet egy MIS diódával helyettesítjük, akkor két MIS diódából álló struktúrát kapunk, melyet MISIM-nek neveztek el [4, 5]. Elvileg a két diódának ellentétes típusúnak kellene lenni, de a technológia egyszerűsége érdekében azonos fémet alkalmaznak, és a MIS diódákat ellentétesen feszítik elő. Az eszköz akkor tud bebillenni a kisimpedanciás állapot-

ba, ha a két MIS dióda áramerősítésének összege eléri az egyet.

Ha a két MIS dióda erősen kisebbségi jellegű, akkor az eszköz úgy viselkedik, mint egy két pn átmenetes eszköz, azaz mint egy hagyományos tranzisztor. Ezt az eszközt SOT-nak hívják (Surface Oxide Transistor), és Shewchun írta le először [6].

A bipoláris tranzisztorhoz szerkezetileg közelebb álló eszközt kapunk, ha csak az emitter-bázis átmenetet helyettesítjük MIS diódával, ekkor a MISET keletkezik. Ezt először Kisaki publikálta [7]. Újabban rendkívül magas áramerősítést (30 000-ig) is elértek ilyen struktúrával, ha kis kilépési munkájú fémet használtak elektródaként [8,9].

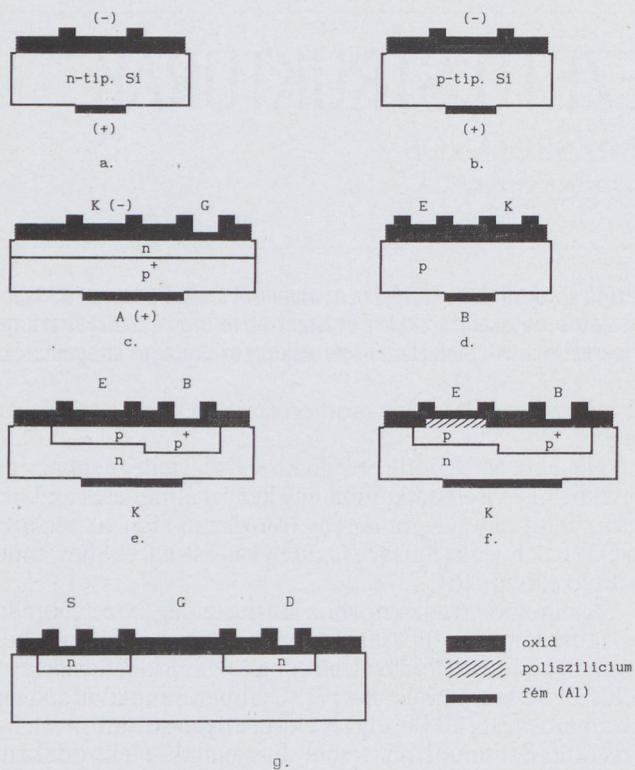
A tunneloxidos eszközök családjába sorolható a poliszilícium emitteres tranzisztor (PET) is, illetve annak bizonyos változatai. A PET-ek két csoportba oszthatók. Az ún. poliszilícium kontaktusú tranzisztornál az n-típusú poliszilícium alatt az alapon is található egy sekély n⁺-típusú emitter, amelynek létrehozásánál a poliszilícium réteg mint diffúziós forrás szerepel. Ezen eszközöknél a poliszilícium réteg mintegy háromszorosan megnöveli az áramerősítést [10, 11].

A másik csoportnál az alapon nincsen, vagy csak elhanyagolhatóan sekély az n⁺ réteg, az emittert csak a poliszilícium képezi. Ekkor egyes esetekben rendkívül nagy, több ezres áramerősítést tapasztaltak [12...14]. A részletesebb vizsgálatok a későbbiekben kimutatták, hogy a poliszilícium és a szubsztrát között egy igen vékony oxidréteg is volt, ami megnövelte az áramerősítést, mivel az oxid a lyukak részére magasabb potenciálját képez, mint az elektronok részére.

A különböző áramerősítési mechanizmusok és kiürített réteggel rendelkező struktúrák kombinációjával ezen új eszközök rendszerezhetők, sőt újabb struktúrák is megszerkeszthetők [15]. Ily módon igen nagyszámú erősítő eszköz, valamint negatív ellenállású kapcsoló valósítható meg.

A tunneloxid vizsgálata fontossá vált egy hagyományos struktúra, a MOS FET esetén is. A méretek csökkentésével a gateoxid vastagsága laboratóriumi példányoknál már megközelítette a tunnelezés beindulását jelentő határt, a kb. 5 nm-t. Ekkor a gateáram megindul, így az eszköz bemeneti karakterisztikával is rendelkezik. A gate-source és a gate-drain között ellentétes irányú áramok folynak, így a bemenő (gate) áram, mely ezen áramok különbsége, mindkét irányt felveheti. A drain feszültségét a meginduló nagy gate-drain áram korlátozza. Ugyanakkor az eszköz meredeksége tovább nő a gateoxid vastagságának csökkenésével, a kimenő karakterisztika pedig kis mértékben torzul [16].

Az egyes tunneloxidos eszközök vázlatos struktúrája az 1. ábrán látható.



1. ábra. A tunneloxidos félvezető struktúrák: a) Többségi MIS dióda, b) Kisebbségi MIS dióda, c) MISS kapcsolóeszköz, d) MISIM és SOT, e) MIS emitteres tranzisztor (MISSET), f) Poliszilícium emitteres tranzisztor (PET), g) Tunneloxidos MOS FET.

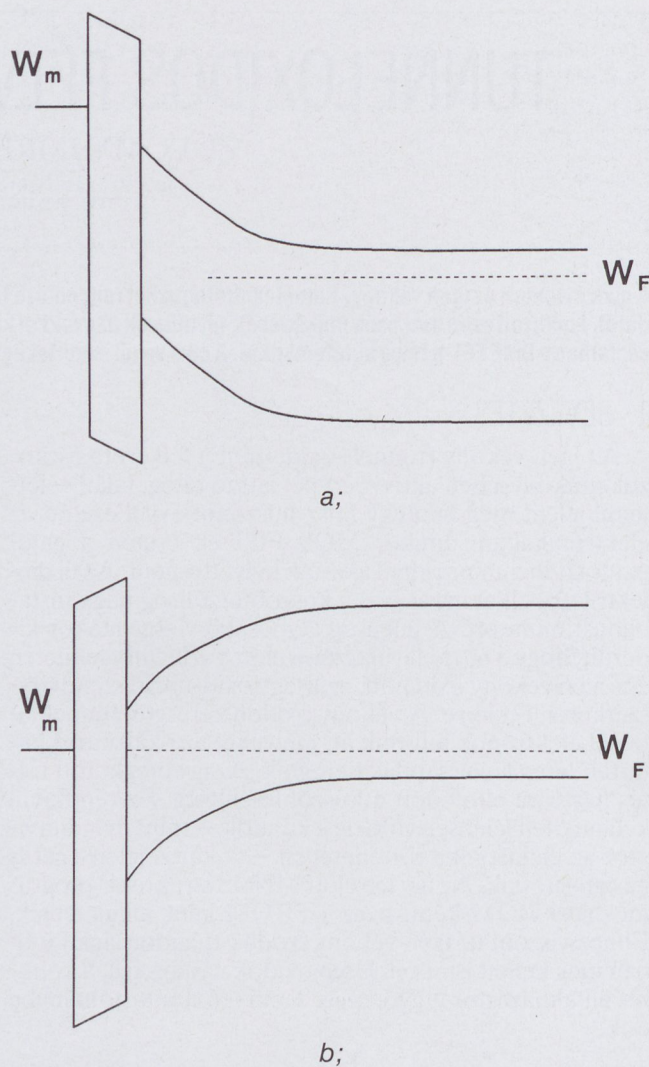
3. NÉHÁNY TUNNELOXIDOS ESZKÖZ RÉSZLETESEBB ISMERTETÉSE

3.1 A tunneloxidos MIS dióda

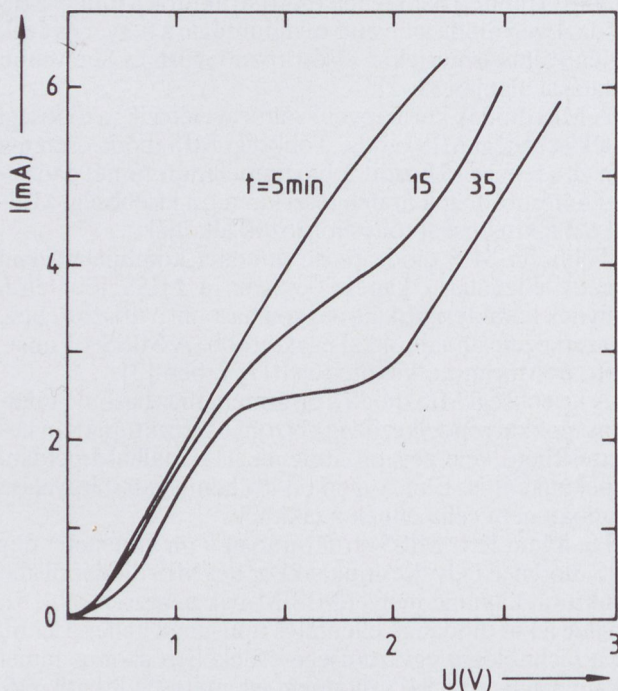
A tunneloxidos MIS dióda szerkezete az 1.a és az 1.b ábrákon látható. A 2. ábra a többségi (a) és a kisebbségi (b) MIS dióda sávdiaagramját ábrázolja. Kis kilépési munkájú fém, pl. alumínium esetén p-típusú alapon kisebbségi, n-típusú alapon többségi MIS diódát kapunk. Nagy kilépési munkájú fémnél (pl. arany esetén) a helyzet fordított.

A kisebbségi MIS-nél zérus külső előfeszítésnél a felületen egy inverziós réteg alakul ki a kilépési munkákban mutatkozó nagy különbség miatt, így egy indukált pn átmenet keletkezik. Nyitóirányú előfeszítés esetén először a pn átmenethez hasonlóan exponenciális karakterisztikát kapunk (3. ábra). Az áramot ekkor nem a tunnelhatás, hanem a beépített diffúziós potenciál és a diffúzió korlátozza. Az előfeszítés növelésével azonban az inverziós réteg fogyni kezd. Ha az inverziós réteg elfogy, a félvezető feszültsége erősen kezd változni, a felület a flat-band állapot, majd az akumuláció felé halad. Ekkor az áram tunnel-korlátozottá válik. A flat-band állapot környékén a külső feszültségváltozás zöme a félvezetőre jut. Mivel a tunneláram elsősorban az oxidfeszültségtől függ, így az áram ekkor lassabban növekszik. További feszültségnövekedés esetén megkezdődik az akumuláció, a feszültségváltozás zöme újra az oxidra jut, ezért a tunneláram újra meredeken kezd nőni. Záróirányú előfeszítésnél a kisebbségi MIS dióda a pn átmenethez hasonló karakterisztikát mutat.

A többségi MIS diódának a záróirányú tartománya az érdekesebb (negatív feszültség a fémen), amikor az eszköz áramerősítésre képes. A sávdiaagramot ebben az eset-

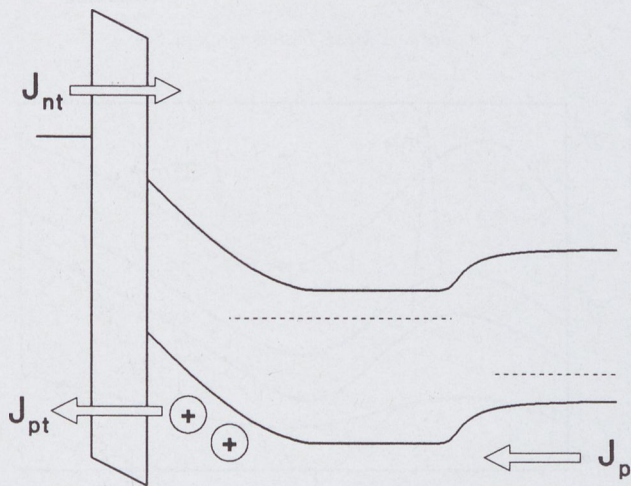


2. ábra. A többségi (a) és a kisebbségi (b) tunnel MIS dióda sávdiaagramja. A többségi záróirányú, a kisebbségi zérus előfeszítést kap.

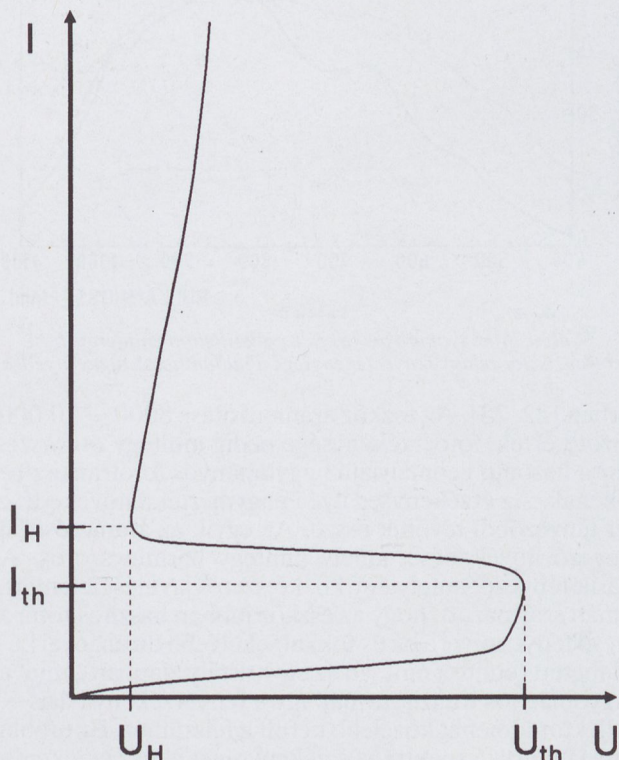


3. ábra. A kisebbségi MIS dióda nyitóirányú karakterisztikája.

ben a 2.b) ábra mutatja. Tegyük fel, hogy valamilyen módon, például fotógenerációval vagy injekcióval többlet lyukak kerülnek az n rétegbe. Ezeket a kiürített réteg térejeje az oxid-félvezető átmenethez sodorja. Ott a lyukak részben áttunneleznek a fémbe, részben azonban fel is halmozódnak, egy inverziós réteget képezve. Ekkor megváltozik a külső feszültség megoszlása az oxid és a félvezető között, az oxidban lévő feszültség nő, a félvezetőben lévő csökken. Az oxidfeszültség növekedése miatt megnő a fémből a félvezető vezetési sávjába tunnelező elektronok árama, ami lényegesen nagyobb lehet, mint az eredeti lyukáram, tehát áramerősítés lép fel.



a;



b;

4. ábra. A MISS sávdiaagramja (a) és áram-feszültség karakterisztikája (b)

3.2. A MISS kapcsolóeszköz

A MISS (Metal-Insulator-Semiconductor Switch) felépítése az 1.c) ábrán, tipikus áram-feszültség karakterisztikája pedig a 4.b) ábrán látható. Az eszköz egy többségi tunnel MIS diódából és egy pn átmenetből áll. Működése a következő: növelve a fémre kapcsolt negatív feszültséget, nő az oxid-félvezető átmenetnél található kiürített réteg szélessége. Amikor ez a réteg eléri vagy egyes esetekben csak megközelíti a pn átmenetet, a p rétegből egy nagy injektált lyukáram indul meg. Ezek a lyukak az oxid-félvezető átmenethez diffundálnak és sodródnak, inverziós réteget hozva létre. Ez az előbbieken leírt módon megnöveli az elektronok tunneláramát a fémből, ami viszont még jobban előfeszíti a pn átmenetet. Így tovább nő a lyukinjekció stb. Létrejön tehát egy pozitív visszacsatolás, és az eszköz bebillen a kisimpedanciás állapotba.

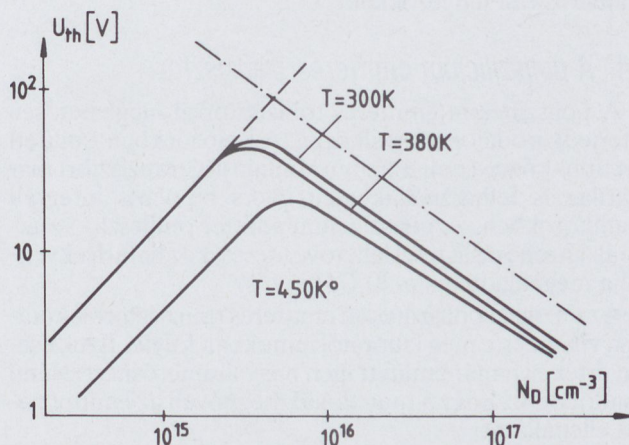
Az eszköz karakterisztikáját először Habib és Simmons [17] számította ki. A [18] irodalom ezen elmélet továbbfejlesztését tartalmazza. Elsősorban azt mutatja ki, hogy az átbillenéshez nem szükséges a teljes átszúrás, mivel az oxid-félvezető határfelület kiürített rétegében generált elektronok már az átszúrás előtt előfeszítik nyitóirányba a pn átmenetet, így megindul a lyukak injekciója és az átbillenés. Ez a generációs áram okozza az átbillenési feszültség csökkenését a hőmérséklet növekedésével.

A fenti fizikai kép nem veszi figyelembe a lavinaszorozódás lehetőségét a felületi kiürített rétegben. Ha az n réteg adalékkoncentrációja által meghatározott lavinaletörési feszültség kisebb, mint az átszúrési feszültség, a bebillenést a lavinaszorozódás indítja el. Ezért nagyobb adalékkoncentrációk esetén a billenési feszültség a lavinaletörési feszültségtől függ, de annál mindig kisebb [19]. A MISS ezen modellel számolt billenési feszültségei az 5. ábrán láthatók. Kis koncentrációknál a billenési feszültség az átszúrési feszültséggel együtt nő, nagy koncentrációknál a letörési feszültséggel együtt csökken, így közepes koncentrációknál maximummal rendelkezik.

A MISS fotókapcsolóként is használható, mivel a felületi kiürített rétegben a fény elektron-lyuk párokat generál, és az elektronok a pn átmenetet nyitóirányba feszítik elő, ami megindítja a bekapcsolás folyamatát.

3.3 A MIS emitteres tranzisztor (MISSET)

A sokféle tunneloxidos eszköz közül jelentősége miatt célszerű részletesebben foglalkozni a MIS emitteres tranzisztorral. A MISSET struktúrája lényegében nagyon ha-



5. ábra. A MISS billenési feszültsége a szubsztrát adalékkoncentrációjának függvényében

sonlít a MISS struktúrájához, hasonlóan egy MIS diódából és egy pn átmenetből áll. A MIS dióda azonban ekkor kisebbségi típusú és nyitóirányú előfeszítést kap. A struktúra sávdiaagramja a 6. ábrán látható. Az elektron és lyukáram arányát a félvezető felületén létrejövő potenciálgát, mely a kilépési munkák különbségéből adódik, valamint a lyuk és elektron effektív tunnelezési tényezők határozzák meg. Vékony oxidok és kisebb áramok esetén a félvezetőben létrejövő potenciálgát határozza meg a viszonyokat (diffúzió-korlátozott tartomány). Ekkor, ha p típusú bázis esetén csökkentjük a fém kilépési munkáját, nő a félvezetőben lévő diffúziós potenciálgát, ami csökkenti a lyukáramot. Az elektronáram nem csökken, mivel a felületi inverziós rétegben lévő elektronok egyensúlyban vannak a fém elektronjaival, ezért Fermi-szintjük megegyezik a fém Fermi-szintjével. Így zérus előfeszítés esetén az elektronok potenciálgátja azonos lesz a tömbben a Fermi-szint és a vezetési sáv távolságával. Tehát a fém kilépési munka csökkentésével nő az elektron és a lyukáram aránya és az áramerősítés is. Az irodalomban 20 000...30 000-es áramerősítés eléréséről is beszámoltak. Az eszköz működésében egyes esetekben tapasztalható volt az áramerősítési tényező ugrásszerű változása is [20].

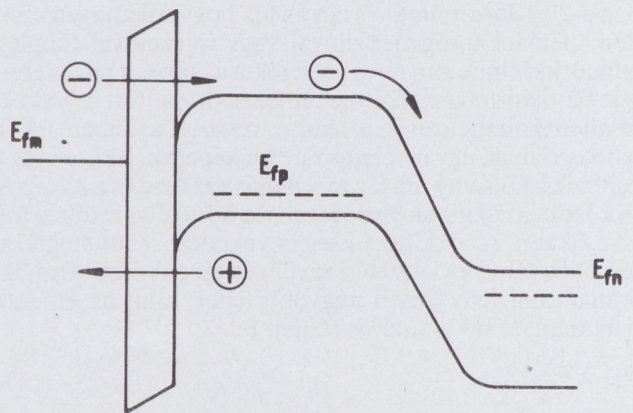
Ha az oxid valamivel vastagabb, akkor az előfeszítést, azaz az áramot növelve a MIS dióda az inverziós tartományból a flat-band állapoton keresztül az akkumulációs állapotba megy át. Eközben az áramerősítési tényező gyorsan N-alakú áramfüggést mutat [21], amit a 7. ábra tüntet fel. Kis áramoknál a félvezető felületén lévő inverziós réteg hagyományos emitterként működik. Az áram növelésével először nő az erősítés, mivel a kiürített rétegben folyó rekombinációs áramnak az áramerősítést csökkentő hatása kis áramoknál jelentősebb. Tovább növelve az előfeszítést és így az áramot, csökken az inverziós rétegben lévő elektronok száma, ami az emitterhatásfok és ezzel az áramerősítés csökkenését okozza. Eközben a MIS dióda az inverzióból a flat-band állapoton keresztül az akkumuláció felé halad és az átfolyó áramot egyre inkább a tunnelhatás korlátozza. Az elektronok tunnelárama azonban gyorsabban nő az oxidfeszültséggel, mint a lyukak tunnelárama, mivel az oxid az elektronok számára kisebb potenciálgátat jelent. Ezért egy minimum elérése után az áramerősítés újra elkezd nőni. Az egyes szakaszok határa függ az oxid vastagságától, a bázisban lévő adalékatomok mennyiségétől, valamint a fém kilépési munkájától, így széles értékek között változhat. Ezért lehet találkozni az irodalomban mind az árammal növekedő, mind csökkenő áramerősítési tényezővel.

3.4. A poliszilícium emitteres tranzisztor

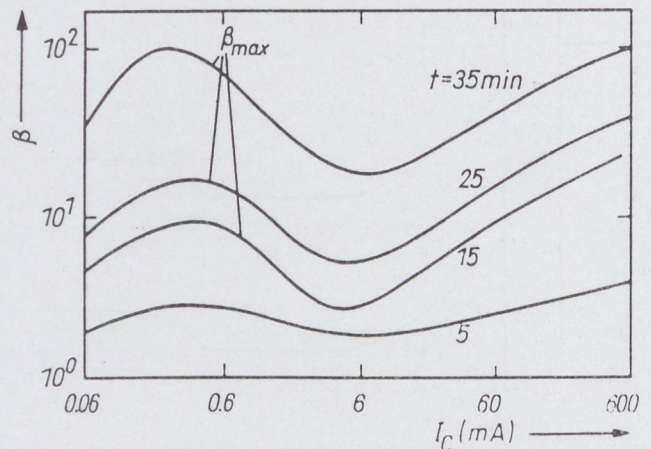
A poliszilícium emitteres tranzisztorral meglehetősen kiterjedt irodalom foglalkozik. Az előzőekben említett két típus közül a poliszilícium kontaktusú tranzisztor már iparilag is felhasználják igen gyors bipoláris integrált áramkörökben. A poliszilícium emitter önillesztő struktúrák létrehozását teszi lehetővé. Az eszköz határfrekvenciája meghaladhatja a 20 GHz-et is.

Az ún. igazi poliszilícium emitteres tranzisztorok kutatása világszerte még laboratóriumokban folyik. Ezek esetén érték el a már említett igen nagy áramerősítést. Némi gondot okoz, hogy a tunneloxid megnöveli az emitter soros ellenállását.

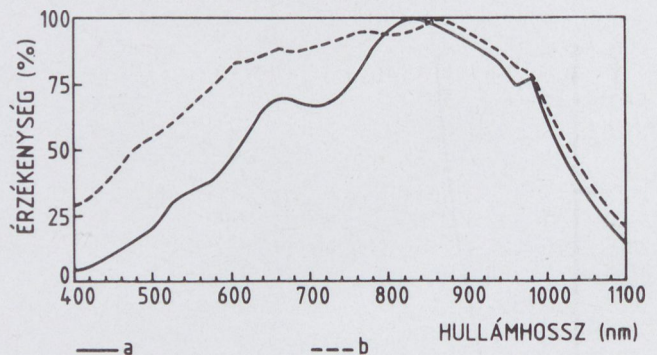
Ezen eszközök igen nagy áramerősítést hasznosítottunk a BME Elektronikus Eszközök Tanszéke és a MEV által közösen kifejlesztett poliszilícium emitteres fotótranzisz-



6. ábra. A MISET sávdiaagramja



7. ábra. A MISET áramerősítésének áramfüggése vastagabb tunneloxidok esetén



8. ábra. A hagyományos (a) és a poliszilícium emitteres (b) fotótranzisztor relatív fényérzékenysége a hullámhossz függvényében

torban [22, 23]. Az eszköz áramerősítése 8000 — 10 000 közötti érték, fényérzékenysége pedig mintegy ötvenszerese a hasonló geometriájú hagyományos fotótranzisztorokénak. Az érzékenység ilyen nagymértékű növekedése két tényezőtől tevődik össze. Az egyik az áramerősítési tényező növekedése, amely mintegy harmincszoros. A másik tényező, amely egy kb. kétszeres javulást jelentett, onnan származott, hogy az eszköz jobban hasznosította a beeső fényt, mivel a bázis sokkal sekélyebb diffúzióval készíthető (emitter nincsen az egykristály alapon), mint a hagyományos tranzisztornál, így a fényérzékeny bázis — kollektor átmenet közelebb került a felszínhez. Ez utóbbi tény javította a spektrális érzékenységet is. Az érzékenység különösen a rövidebb hullámhosszak felé nőtt meg, mivel a szilícium ott jobban elnyeli a fényt, így a hagyományos struktúrában kevesebb fényt jutott a mélyebben fekvő fényérzékeny rétegbe (8. ábra)

Az $\langle 100 \rangle$ és $\langle 111 \rangle$ kristálytani irányú alapon készült eszközök közül az $\langle 100 \rangle$ irányítottságúak mutattak nagyobb erősítést, mivel ebben az irányban nagyobb az elektronok tunnelárama, míg a lyukak tunnelárama nem függ a kristálytani iránytól.

A 9. ábra a polyszilícium emitteres fototranzisztor I_C-U_{CE} karakterisztikáját mutatja, amiből kitűnik a kb. 10 000-es áramerősítés.

4. IGEN VÉKONY SiO_2 -Si RENDSZER VIZSGÁLATA REZGŐKONDENZÁTOROS POTENCIÁLMERÉSEL

Az eddigiekből kitűnt, hogy az igen vékony szilíciumdioxid rétegek egyre fontosabb szerepet kapnak a félvezető technológiában. A már rendszerezett új eszközökön kívül, amelyekben az oxidréteg a működés egyik főszereplője, meg kell még említeni a természetes oxidréteg egyes technológiai folyamatokra gyakorolt hatását is.

A szilícium hordozót borító igen vékony szilíciumdioxid felületén kialakuló töltés és potenciálviszonyokat rezgőkondenzátoros (Kelvin) módszerrel vizsgáltuk. A felület közelében rezgő elektróda potenciáljának beállításával a felület és a rezgő elektróda közötti elektrosztatikus tér megszüntethető. Ezt a kiegyenlített állapotot a rezgő elektróda és a mérendő minta között folyó — a rezgetés következtében kialakuló — váltakozó áram minimuma jelzi. Az áram méréséhez frekvenciaszelektív és fázisérzékeny detektálásra van szükség. A mérőrendszerbe iktatott visszacsatolással a rezgő elektróda potenciáljának beállítása automatizálható [24].

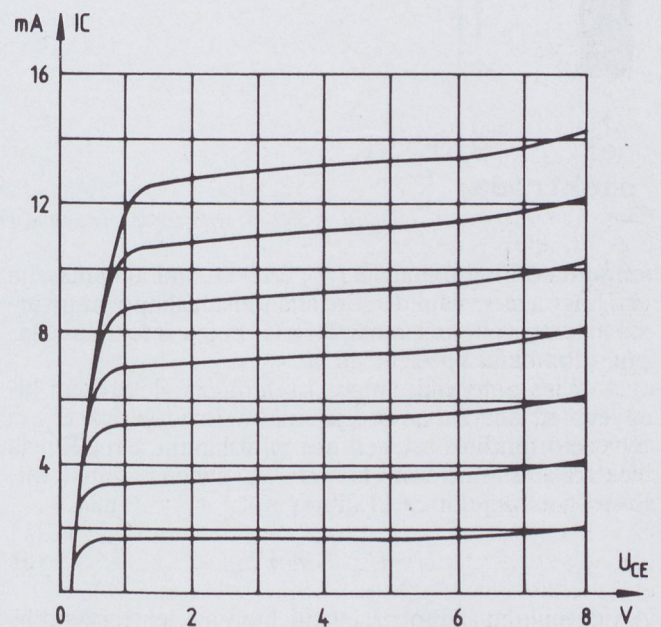
A módszert gyakran használták félvezető felületek, így a szilícium felület vizsgálatára is. A felületi állapotok töltődése és kisülése alacsony hőmérsékleten [25], a SiO_2 növekedése ultravákuum rendszerben [26], valamint az elektrosztatikusan töltött SiO_2 felület Fowler-Nordheim alagútárammal való kisülése [27] áll ezek közül a jelen cikk témájához legközelebb.

Az igen vékony szilíciumdioxiddal borított szilícium felületet megvilágítva néhány száz millivolt potenciálváltozás lép fel. A megvilágítás kikapcsolása után az oxidvastagságtól erősen függő időállandójú transziens folyamaton keresztül áll be a potenciál az eredeti, sötétben mérhető állandósult értékére (10. ábra). A jelenség magyarázatához tekintsük a 11. ábrát. Megvilágítás nélküli állandósult állapotban a Si felületen a kiürítéses tartományhoz közeli viszonyok kialakulása a legvalószínűbb (nem túl erős adalékolás és nem túl nagy SiO_2 -Si határfelületi töltés mellett). Feltételezve ugyanis az erős inverzió, illetve az erős akkumuláció esetét, az nagy töltéshordozó koncentrációt jelentene a felületen. A nagy felületi koncentráció erős alagútáramot eredményezne a SiO_2 külső felületén található csapdák irányába, olyan töltést hozva létre, amely az erős inverzió, illetve akkumuláció ellen hatna. Az igen vékony SiO_2 tehát olyan hatású a szilícium felületén, mint a szabad Si felületen fellépő nagy csapdasűrűség: a Fermiszint helyzete a felületen csak igen gyengén függ a félvezető adalékolásától („Fermi level pinning”) és közel van az intrinsic Fermi szinthez. A rezgőkondenzátoros mérés során ez a hatás abban nyilvánul meg, hogy a mért felületi kilépési munka hasonló értékű különböző adalékolású, illetve vezetési típusú szilíciumokon.

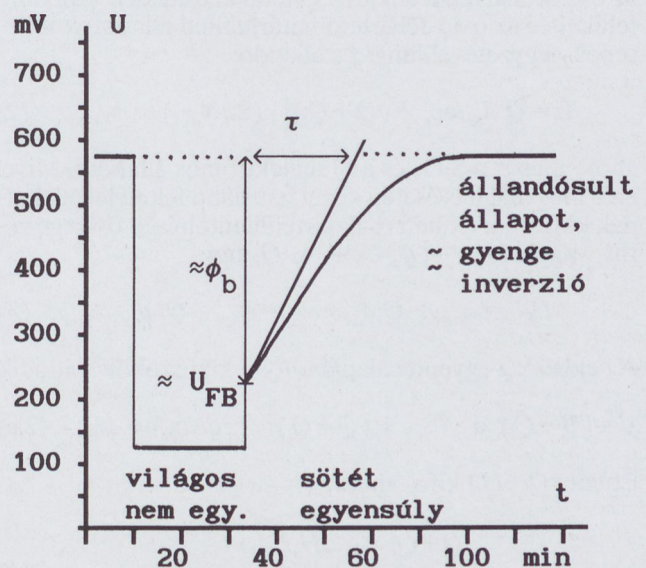
Erős megvilágítás esetén a felületközeli tartományokban igen erősen megnő a kisebbségi töltéshordozók koncentrációja, és gyakorlatilag egyenlő lesz a többségi töltéshordozók koncentrációjával. Az oxid külső felületén lévő töltés és az oxid-félvezető határfelületen lévő töltések eredője közel zérus lesz, így a flat-band állapot áll be, és az

oxid-félvezető határfelületen a lyukak és elektronok koncentrációja közel azonos lesz. Ha ugyanis pl. egy pozitív eredő töltés lenne, akkor a sáv lefelé hajlana, az elektronkoncentráció a felületen lényegesen meghaladná a lyukkoncentrációt, több elektron tunnelerne ki a felületre mint lyuk, ami végül is eltüntetné ezt a pozitív töltést. Így elegendően hosszú megvilágítási időt feltételezve egy új állandósult állapot alakul ki. A megvilágítást kikapcsolva a félvezetőben a kisebbségi töltéshordozók élettartamának megfelelő időállandóval visszaáll a termikus egyensúly. A szigetelő SiO_2 felületre került többlet töltések azonban csak igen lassan, közvetlen alagúthatás útján juthatnak vissza a félvezetőbe. Ennek következménye a 10. ábrán látható transziens.

Frissen mart Si felületen a potenciáltransziens nem észlelhető, mint ahogy fém, illetve grafit felület esetén sem. Körülbelül 2 nm vastag oxiddal borított felületen a potenciáltransziens amplitúdója már elérheti az adalékokból

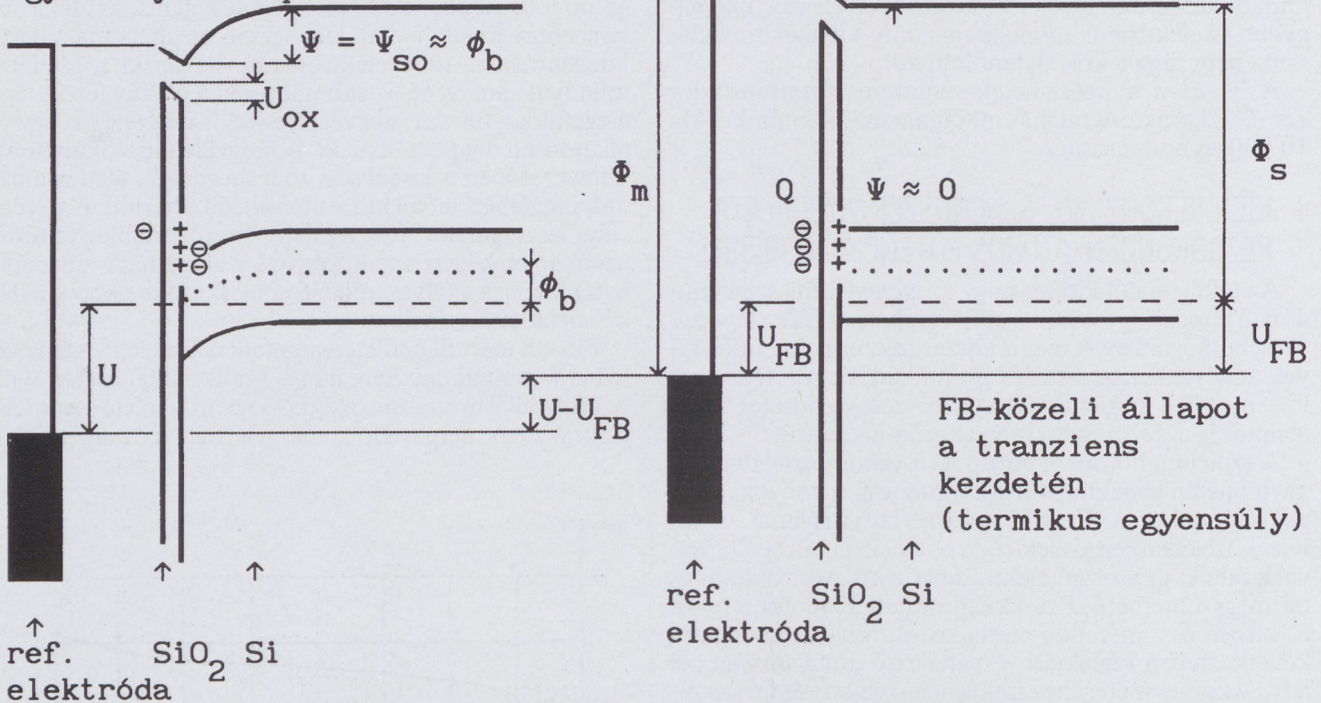


9. ábra. A polyszilícium emitteres fototranzisztor karakterisztikája. Bázisáramlépés: $\Delta I_B = 0,2 \mu\text{A}$



10. ábra. Felületi potenciáltransziens

állandósult,
egyensúlyi állapot



11. ábra. A SiO₂-Si rendszer sávdiaagramja a referencia elektródával megvilágítás előtt és után

számítható tömbpotenciál (ϕ_b) értékét, ami alátámasztja azt, hogy a megvilágítás előtti állandósult állapot az inverzió határán volt, míg a megvilágítás befejezése utáni állapot a flat-band közelébe áll be.

A teljes potenciál, amely a referencia elektródán kiegyenlített állapotban megjelenik, az oxidon eső U_{ox} a félvezető tértöltés rétegén eső ψ , valamint a referencia elektróda és a félvezető közötti Φ_{ms} kilépési munka különbség összege (ld. a 11. ábrát is).

$$U = U_{ox} + \Psi + \phi_{ms} \quad (1)$$

A kiegyenlített állapot azt jelenti, hogy az elektrosztatikus tér az elektródák között zérus értékű, tehát valamennyi, a felületi töltésről induló erővonal a minta belsejében elhelyezkedő töltéseken végződik, és viszont. Így U_{ox} arányos az oxid külső felületén lévő Q felületi töltéssel, ψ pedig a felületi és az oxid-félvezető határfelületi állapotok töltésének négyzetével, míg ϕ_{ms} állandó.

$$U = Q d_{ox}/\epsilon_{ox} + (Q + Q_f)^2 / (2qN_a\epsilon_s) + \phi_{ms}, \quad (2)$$

ahol ϵ_{ox} és ϵ_s a SiO₂ és a Si dielektromos állandói. Mivel erős megvilágítás esetén közel flat-band feltételek alakulnak ki [29], a felületi és határfelületi töltések összege zérus, vagyis $U \approx -Q_f$, és $\Psi \approx 0$, így

$$U_{FB} = \phi_{ms} + Q d_{ox} / \epsilon_{ox} = \phi_{ms} - Q_f d_{ox} / \epsilon_{ox}, \quad (3)$$

Az előző két egyenlet alapján Φ_{ms} -t kiküszöbölve adódik

$$U = (Q + Q_f) d_{ox} / \epsilon_{ox} + (Q + Q_f)^2 / (2qN_a\epsilon_s) + U_{FB}. \quad (2.a)$$

Ebből $(Q + Q_f)$ kifejezhető:

$$Q + Q_f = -qN_a\epsilon_s d_{ox} / \epsilon_{ox} \pm \sqrt{(qN_a\epsilon_s d_{ox} / \epsilon_{ox})^2 + 2qN_a\epsilon_s (U - U_{FB})}. \quad (4)$$

A (2. a) kifejezés differenciálásával a potenciál deriváltja és a töltés deriváltja között a következő összefüggés adódik:

$$dU/dt = [d_{ox}/\epsilon_{ox} + (Q + Q_f)/(qN_a\epsilon_s)] dQ/dt. \quad (5)$$

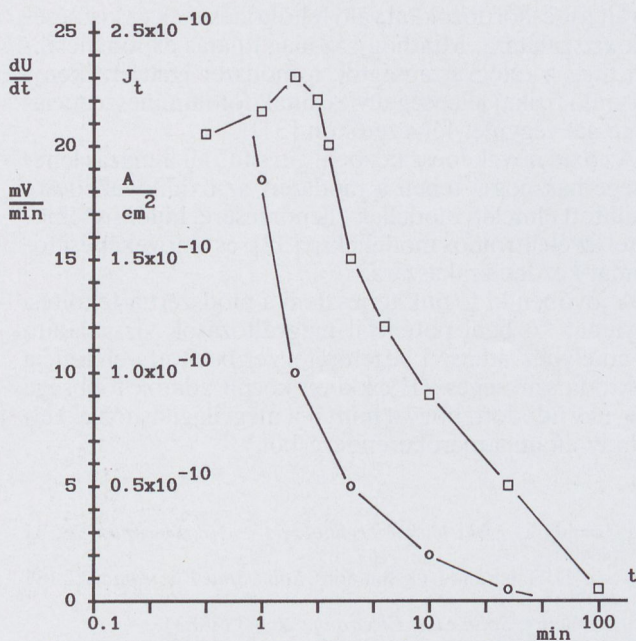
Látható, hogy a zárójelben levő összeg a felületi kapacitás reciprok értéke, tartalmazza az oxidkapacitást és a tértöltés-kapacitást is.

Q a felületi (elektron és lyuk) töltés, J_t az elektronok alagútárama az oxid felülete és a félvezető között. A lyukak tunnelárama sokkal kisebb, mint az elektronoké, mert az oxid a lyukakra nézve lényegesen nagyobb potenciálgátat képvisel, mint az elektronokra, ezért a tranziens tárgyalásánál a lyukak tunneláramát elhanyagoljuk. A felületi töltés az alagútáram következtében változik meg, így a (4) alapján

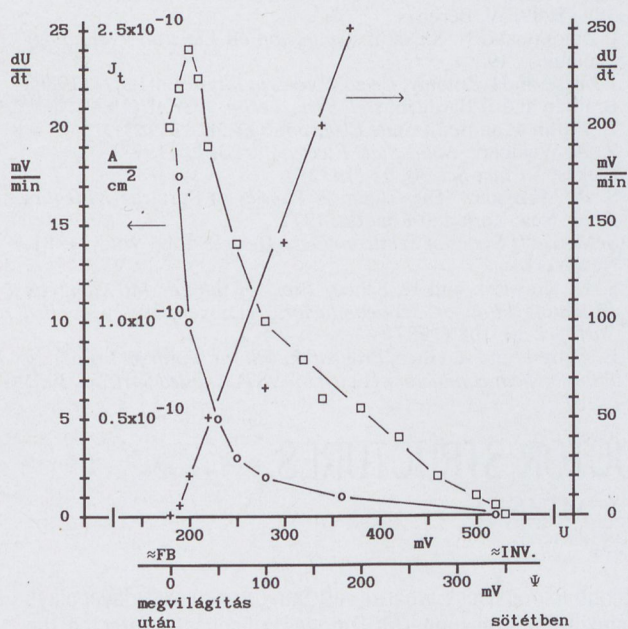
$$J_t = J_{os} - J_{so} = dQ/dt = \left[\sqrt{(d_{ox}/\epsilon_{ox})^2 + 2(U - U_{FB})/(qN_a\epsilon_s)} \right]^{-1} dU/dt. \quad (6)$$

J_{os} az oxid felületéről a félvezetőbe, J_{so} a félvezetőből az oxid felületére folyó elektron tunneláram. A negatív előjelet elhagytuk a gyökjel elől, mert pozitívabbá váló U feszültséghez pozitívabb Q tartozik.

A félvezetőből a felület felé folyó alagútáram értéke a megvilágítás befejezése után rövid időn belül igen kicsi lesz (amint a töltéshordozó-koncentráció a félvezetőben eléri az egyensúlyi értékét), ekkor $J_t = J_{os}$ és (6) alapján az alagútáram sűrűsége a mért U és dU/dt eredményekből számítható. A 12. a)–b) ábrák mutatják a mért dU/dt értékeket, valamint a J_t számított alagútáram-sűrűségeket, mint az idő, illetve az aktuális U érték függvényeit. Ezekben a számításokban d_{ox} értékét elhanyagoltuk a tértöltés-réteg vastagsága mellett. Ez a közelítés nem rossz, amíg $U - U_{FB}$ nem túl kicsi. A hiba 10 % az alagútáramban, ha $d_{ox} < 2$ nm, és $U - U_{FB} > 10$ mV.



12. a) ábra. A potenciáltransziens deriváltja (□) és az alagútáram sűrűsége az idő függvényében (1 Ωcm, p-Si, 1 éves oxid)



12. b) ábra. A potenciáltransziens deriváltjai (□ : kisülés, +, jobb oldali skála: töltődés), valamint az alagútáram sűrűsége a kisülési folyamatra (○) a (6) egyenlet alapján számítva. (1 Ωcm, p-Si, 1 éves oxid)

A 12. b ábrán a potenciáltransziens deriváltja (□) és az alagútáram sűrűsége a kisülési folyamatra (○) a (6) egyenlet alapján számítva, valamint a potenciáltransziens idő szerinti deriváltja (+, jobb oldali skála, töltődés), mint az aktuális potenciál függvényei szerepelnek. A ψ tengely az $U_{ox} \approx 0$ közelítéssel és azzal a feltételezéssel adódik, hogy a felület a flat-band és a gyenge inverziós tartomány közötti potenciálértékeket veszi föl.

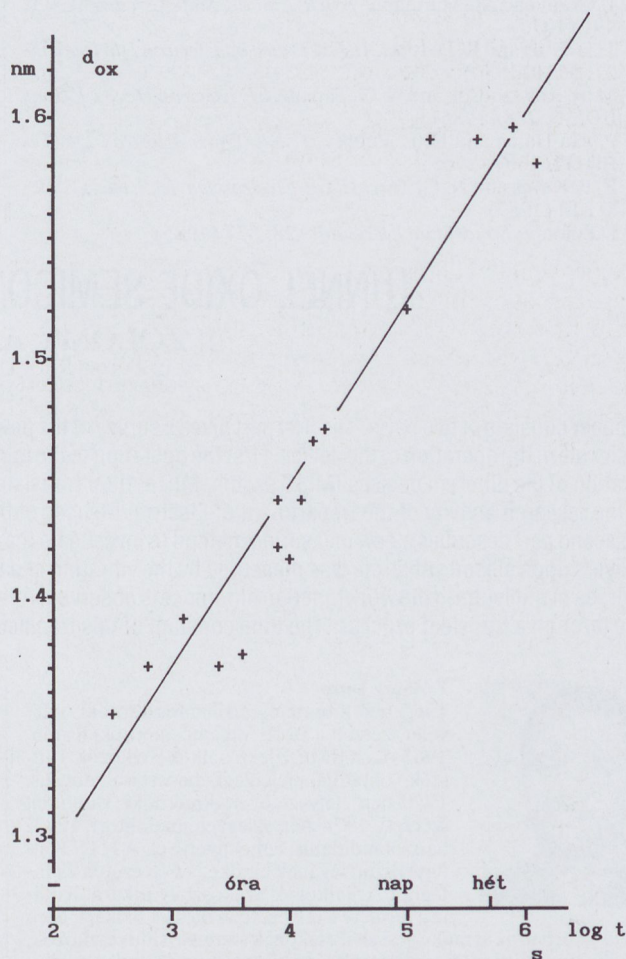
A megvilágítás alatt a félvezetőből az oxidfelületen lévő csapdákból folyó alagútáram az alagúthatás valószínűségével [30] és a folyamatban szereplő töltéshordozók számával becsülhető:

$$J_{so} \approx qv_{th}n \exp(-4\pi/h\sqrt{2mW}d_{ox}), \quad (7)$$

ahol v_{th} a töltéshordozók termikus sebessége, ($\approx 10^7$ cm/s), $n \approx p = 10^{16}$ cm⁻³ (erős megvilágítás esetén a kisebbségi töltéshordozó koncentráció megközelíti a többségi), h a Planck-állandó, m az elektron effektív tömege (egyenlőnek véve a szabad elektron tömegével), W az oxid és félvezető határfelületén fellépő potenciálgát ($W \approx 3,15$ eV). Hosszú idejű megvilágítás végén a (7) összefüggéssel becsült áram (alagútáram a félvezetőből a felületi csapdákból) egyenlő lesz a külső felületen levő csapdákból a félvezetőbe folyó árammal, mivel ekkor a felületi töltés már nem változik, azaz $dQ/dt = J_t = 0$, így $J_{os} = J_{so}$. A megvilágítás bekapcsolásakor J_{os} gyakorlatilag zérus, mivel az oxid külső felületén ilyenkor még csak minimális számú elektron található. A megvilágítás kikapcsolásakor, mint már ezt magállapítottuk, J_{so} igen gyorsan zérusra csökken, így J_t egyenlő lesz J_{os} -sel, amely viszont alig különbözik a kikapcsolás előtti értéktől. Így ezen értéket egyenlővé tevé a (7) egyenletből számított értékkel, d_{ox} meghatározható. Ha a kisülési folyamat elég lassú, akkor a folyamat elején $dU/dt \approx \Delta U/\Delta t$ elég pontosan megmérhető. Ekkor U csaknem egyenlő U_{FB} -vel, így (6) és (7) alapján

$$d_{ox} = \frac{dU}{dt} \frac{\varepsilon_{ox}}{J_t} \approx \frac{\Delta U}{\Delta t} \frac{\varepsilon_{ox}}{qv_{th}n \exp(-4\pi/h\sqrt{2mW}d_{ox})}, \quad (8)$$

ahol $\Delta U/\Delta t$ a mért U -t görbe kezdeti meredeksége, a többi mennyiség fizikai állandó és paraméter. Az oxidvastagság az egyenlet fokozatos közelítéssel való megoldásából adódik. A 13. ábra a természetes oxidnövekedést mutatja a (8) alapján számolt értékekkel.



13. ábra. A természetes oxidréteg növekedése az idő függvényében

A mérések alapján megállapítható, hogy az alagútáramokból ezekkel a módszerekkel becsült oxidvastagságok kisebbek, mint a szakirodalomban szereplő [28], illetve általunk más módszerrel nyert adatok. Az eltérés oka valószínűleg az, hogy a számításokban használt mennyiségek elméleti értékétől a gyakorlatban eltérés mutatkozik (effektív tömeg, a valós potenciálgátak ideálistól eltérő alakja és magassága, például a Schottky-hatás vagy az eltérő kémiai összetétel következtében, a termikus sebesség és a töltéshordozókoncentráció becslési hibái). Ezek alapján a fenti módszerrel meghatározott oxidvastagságot célszerű megkülönböztetni mint elektromos oxidvastagságot, hasonlóan az ellipszométerrel mért rétegvastagság esetéhez, ahol optikai rétegvastagságról beszélünk.

A rezgőkondenzátoros módszer tehát alkalmas igen vékony szigetelővel borított félvezető felület fényvel ge-

nerált töltéshordozókkal való feltöltődésének és kisülésének vizsgálatára. Minthogy az alagúthatás exponenciálisan függ a rétegvastagságtól, a módszer igen érzékeny. Hasonló fizikai jelenséget vizsgáltak fotolumineszcenciás méréssel vegyület-félvezetőkön [31].

Az oxid növekedése közbeni „in situ” alkalmazás lehetősége hasznossá teheti a módszert az oxidnövekedésre felállított elméleti modellek ellenőrzésére, különös tekintettel az elektromos modellekre [32], és a növekedési folyamat kezdeti szakaszára.

A jövőben ki fogjuk terjeszteni a módszert a feltöltési folyamat közbeni potenciál megváltozások vizsgálatára is, amelyhez átlátszó vezetőréteggel borított referencia elektróda szükséges. (E cikkben közölt adatok többsége még úgy adódott, hogy a mintát a megvilágításhoz el kellett távolítani a mérőberendezésből.)

IRODALOM

- [1] M. A. Green and J. Shewchun, *Solid-State Electronics* 17, 349 (1974)
- [2] V. A. K. Temple, M. A. Green and J. Shewchun, *Journal of Applied Physics* 45, 4934 (1974)
- [3] T. Yamamoto M. Morimoto, *Applied Physics Letters* 20, 29 (1972)
- [4] M. Darwish K. Board, *IEE Proceedings-I. Solid-State and Electron Devices* 128, 11 (1981)
- [5] M. Darwish and K. Board *IEE Proceedings-I. Solid-State and Electron Devices* 128, 165 (1981)
- [6] J. Shewchun and R. A. Clarke, *Solid-State Electronics* 16, 213 (1973)
- [7] H. Kisaki, *Proc. IEEE* 61, 1053 (1973)
- [8] M. A. Green and R. B. Godfrey, *IEEE Electron Device Letters* EDL-4, 225 (1983)
- [9] M. K. Moravvej—Farshi, W. I. Guo and M. A. Green, *IEEE Electron Device Letters* EDL-7, 32 (1986)
- [10] J. Graul and M. Murmann, *IEEE J. Solid-State Circuits* SC-11, 491 (1976)
- [11] T. H. Ning and R. D. Isaac, *IEEE Trans. on Electron Devices* ED-27, 2051 (1980)
- [12] M. B. Rowlandson and N. G. Tarr, *IEEE Electron Device Letters* EDL-6, 288 (1985)
- [13] P. van Halen and D. L. Pulfrey, *IEEE Trans. Electron Devices* ED-32, 1307 (1985)
- [14] E. P. Keyes and N. G. Tarr, *IEEE Electron Device Letters* EDL-8, 312 (1987)
- [15] I. Zólogy, *Solid-State Electronics* 28, 537 (1985)
- [16] Zólogy I., *Elektronikai Technológia — Mikrotechnika* 28, 31 (1989)
- [17] S. E. D. Habib and J. G. Simmons, *Solid-State Electronics* 22, 181 (1979)
- [18] I. Zólogy, *Solid-State Electronics* 26, 43 (1983)
- [19] I. Zólogy, *Physica Status Solidi* (a) 110, 91 (1989)
- [20] I. Zólogy, *EUROCON'86*, 212 (Paris, 1986)
- [21] N. S. Nam, I. Zólogy and V. Schiller, *Physica Status Solidi* (a) 118, 591 (1990)
- [22] N. S. Nam, I. Zólogy, J. Berkecz and Gy. Pásztor, *ESSDERC'89*, 389 (1989, W. Berlin)
- [23] I. Zólogy and N. S. Nam, *Symposion on Electron Technology* (Budapest, 1990)
- [24] J. Mizsei and I. Zólogy, *Lecture Notes in Physics* 301, 294 (1988)
- [25] Brattain and J. Bardeen, *Bell Syst. Techn. J.* 32, 1 (1953)
- [26] C. Raisin at al, *Solid-State Electronics* 27, 413 (1984)
- [27] Z. A. Weinberg, *Solid-State Electronics* 20, 11 (1977)
- [28] Flukes, *Surface Sci.* 30, 91 (1972)
- [29] S. R. Morrison, "The Chemical Physics of Surfaces", *Plenum Press*, New York and London, 1977.
- [30] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley, 1981, New York
- [31] S. K. Krawczik and K. Schoe, *Proc. of the 5th Int. Conf. on Insulating Films on Semiconductors*, (Leuven, 1987) *Applied Surf. Sci.* 30, 108 (1987)
- [32] E. A. Irene and R. Ghez, *Proc. of the 5th Int. Conf. on Insulating Films on Semiconductors*, (Leuven, 1987) *Applied Surf. Sci.* 30, 1 (1987)

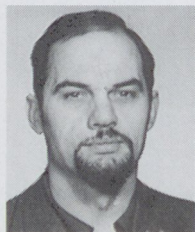
TUNNEL OXIDE SEMICONDUCTOR STRUCTURES

I. ZOLOGY AND J. MIZSEI

DEPARTMENT OF ELECTRON DEVICES
BUDAPEST, GOLDMANN GY. TÉR 3., H-1111

The paper consists of two parts. The first part gives a survey of the new semiconductor devices, where a very thin (tunnel) oxide layer plays a basic role in the operation of the device. First the operation of the minority and the majority tunnel MOS diodes is discussed. After that the operation of the different devices (MISS switch, MIS emitter transistor, polysilicon emitter transistor) is discussed with many references and the research activity of the Department of Electron Devices of the TU Budapest in this field is presented.

The second part describes a new measuring method to investigate the ultra thin oxide layers. The surface potential of ultra thin silicon/dioxide layers upon silicon substrate was measured by the vibrating capacitor (Kelvin) method. By illuminating the surface a change of some hundreds of millivolts in the work function difference is observed. After switching of the light the work function returns to its original (dark) value through a transient process. The time constant of this transient process increases very strongly with increasing oxide thickness.



Zólogy Imre

1965-ben kitüntetéses villamosmérnöki oklevelet szerzett a BME Villamosmérnöki Karán. 1965 óta a BME Elektronikus Eszközök Tanszék oktatója, jelenlegi beosztása docens. 1970-ben félvezető szakmérnöki diplomát szerzett, 1974-ben az egyetemi doktori, 1983-ban a kandidátusi címet nyerte el. A HTE Külügyi Bizottságának elnöke, a Félvezetők és Integrált Áramkörök Szakosztály titkára. Kutatási területe a félvezető eszközök fizikája, ezen belül elsősorban az új működési elvű eszközök (tunneloxidos eszközök, polyszilícium emitteres tranzistorok) és a kisméretű eszközök vizsgálata és modellezése.



Mizsei János

1976-ban szerzett villamosmérnöki oklevelet a Budapesti Műszaki Egyetem Villamosmérnöki Karának Elektronikai Technológiai Szakán. Tanulmányait nappali tagozatos szakmérnök hallgatóként folytatta, 1977-ben kutató-fejlesztő szakmérnöki diplomát, 1979-ben egyetemi doktori, 1987-ben kandidátusi fokozatot szerzett. 1977 óta a BME Elektronikus Eszközök Tanszékén dolgozik, jelenleg mint adjunktus. Tématerülete: félvezetők technológiája, fémoxid-félvezető alapú gáz szenzorok fejlesztése, félvezető vékonyrétegek vizsgálata.

Ta₂O₅ ÉRZÉKELŐ RÉTEG ELŐÁLLÍTÁSA ÉS VIZSGÁLATA

STEER ATTILA

BME ELEKTRONIKUS ESZKÖZÖK TANSZÉKE
1111 BUDAPEST, GOLDMANN GY. TÉR 3.

Az ionérzékelő térvezérlésű tranzisztor (ISFET) tulajdonságait jelentős mértékben a gate-szerkezet tetején kialakított érzékelő bevonat határozza meg, melynek érzékenységi, elektromos és felületvédelmi tulajdonságai egyaránt lényegesek. Az általában használt Si₃N₄ réteg helyett más dielektrikum alkalmazása előnyös lehet. A cikk az általunk előállított Ta₂O₅ érzékelőréteg vizsgálatának eredményeit mutatja be.

1. AZ ISFET-EK MŰKÖDÉSI ELVE

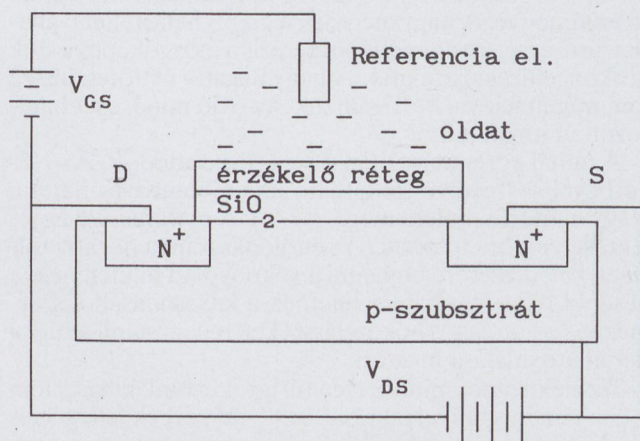
Az ISFET-ek olyan térvezérlésű eszközök, melyek csatornáját nem a gate-fémzésre kapcsolt potenciállal, hanem a mérendő oldat ionaktivitásával vezéreljük, azaz elektromos úton mérjük az oldat ionkoncentrációját.

Ezeknek az eszközöknek a struktúrája olyan, mint egy MOS-tranzisztoré azzal a különbséggel, hogy a fém-gate helyett valamilyen érzékelőréteg szerepel (1. ábra), ami a körülvevő elektrolit koncentrációjától függő mértékben köti meg felületén az ionokat. Ezáltal saját potenciálját változtatja, vagyis a tranzisztor csatornáját vezérli. Az ISFET eszközök nagy előnye, hogy kis méretűek, gyorsak, nagy bemenő és kis kimenő ellenállásúak, tehát a kémiai analízis minden olyan területén alkalmazhatók, ahol kis anyagmennyiség áll rendelkezésre, gyors elemzés szükséges, vagy elektrolitok összetételének időbeli változását vizsgáljuk. A kis kimenő ellenállás miatt pedig eleve kisebb zavarvédetségű, vagyis olcsóbb mérőáramkört igényelnek mint más ionérzékelő eszközök. Az ISFET-ek alkalmazása az orvostudományban és az iparban egyaránt jelentős lehet.

Az egyik fő kutatási irány ezen eszközök előállításának a félvezető technológiákba való minél jobb beillesztését célozza. Ezzel az ISFET előállításának költségei nagymértékben csökkenthetők. A BME Elektronikus Eszközök Tanszékén csaknem 10 éve folynak az ISFET-tel kapcsolatos kutatások.

2. ANYAGVÁLASZTÁS

Az ISFET-ek még ma is fejlesztésre szorulnak. Az egyik legfontosabb ion, a H⁺-ion érzékelése sem megoldott. A továbbiakban mi is csak ezzel foglalkozunk. Az



1. ábra. Az ISFET tranzisztor felépítése

érzékelőanyag kiválasztásakor az alábbi szempontokat vettük figyelembe:

- pH-érzékenység
- szelektivitás
- vízzáróképeség
- beállítási idő
- egyszerűállóság
- félvezető technológiával való kompatibilis előállítási mód.

Bár hiszterézise nem elhanyagolható, és érzékelési mechanizmusa ma még ismeretlen, választásunk a Ta₂O₅-ra esett [2], [3]. Ez az anyag több szempontból is felülmúlja elődjét a Si₃N₄-et (pl.: érzékenység, stabilitás [4],...). Nemrég hajtottak végre sikeres kísérleteket a Ta₂O₅ gates ISFET előállítására [1].

3. A Ta₂O₅/SiO₂/Si STRUKTÚRA VÁRHATÓ TULAJDONSÁGAI

Az anyagválasztásnál csak a tömbi-anyagi tulajdonságokból indulhattunk ki. Vékonyréteg esetében azonban módosulhatnak mind a fizikai, mind a kémiai jellemzők. Meghatározó a hordozó anyagi minősége és szerkezete is, ami erősen befolyásolhatja a vízzáró képességet, a vegyszerállóságot és az elektromos paramétereit. Az átázás az eszköz tönkremeneteléhez vezet. Az elektromos paraméterek leromlása, konkrétan a határfelületi állapotsűrűség és a mozgóképes ionok koncentrációjának növekedése az ISFET-eknél gyakran jelentkező driftet, a küszöbfeszültség lassú változását eredményezi. (A drift jelensége a felület kémiai elváltozására is visszavezethető.)

Ezen káros jelenségek elkerülésére szolgál a SiO₂ köztes réteg, ami jó átmenetet képez az egymással nem kompatibilis Si és fém-oxid között. Ez persze bonyolultabbá teszi a feladatot annak ellenére, hogy a szilícium termikus oxidációja már kiforrott technológia. Tekintsük át a komplett szerkezetet az elektromos paraméterek, az érzékenység és a stabilitás szempontjából.

A Bergveld-laboratórium a tantál felpárolgatása majd termikus átoxidálása során a következő felismerésekre jutott [1]:

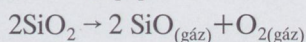
- nem teljes átoxidálás során az alábbi rétegek keletkeznek: Ta₂O₅|Ta₂O_y|MIX|SiO₂|Si, ahol y < 5.
- a mélységi profil a hőkezelési idő és hőmérséklet függvénye,
- a MIX tartomány felpárolgatáskor a SiO₂ és a tantál reakciójából keletkezik,
- a MIX és a Ta₂O_y rétegek elektromosan aktívak, és rontják az érzékenységet,

- a teljes átoxidálással az alábbi rétegek keletkeznek $Ta_2O_5| MIX | SiO_2 | Si$, (a MIX tartomány vastagsága csökkent).

Megállapították, hogy a hosszú idejű stabilitás és a Nernst-i érzékenység feltételei a sztöchiometrikus Ta_2O_5 (a határfelület közelében is) és az atomi meredekségű határátmenet a két oxid között.

A másik kritikus pont a Si/SiO₂ átmenet. Az itt végbenő reakcióból keletkeznek azok a lyukak, amelyeket az oxid minőségére jellemző ún. túlyukasságban lehet összefoglalni. Ezt a folyamatot sajnos nem tudjuk teljesen visszaszorítani. A problémát az okozza, hogy a tantál termikus oxidációja alatt (azaz a védőréteg kialakításakor) további lyukak keletkeznek, melyek tehát egészen a szilícium felületéig érnek. Ez felületvédelmi szempontból megengedhetetlen.

A lyukképződés mechanizmusát a következő reakción keresztül érthetjük meg [1]:



A folyamatot defektek is indukálhatják. Kiszámítható, hogy a gáz halmazállapotú SiO megfelelő tömegáramlásához 1100 K vagy annál nagyobb hőmérséklet szükséges. Figyelembe véve a Ta—Si—O rendszer összes lehetséges állapotát, ez az egyetlen reakció, ami termodinamikailag ellenőrzött körülmények között lejátszódhat magas hőmérsékleten, alacsony O₂ parciális nyomáson a Ta₂O₅/SiO₂/Si szerkezetben.

Megállapították, hogy minél nagyobb a Ta oxidációjának időtartama és hőmérséklete annál nagyobb a keletkezett lyukak sűrűsége és mérete (kb. 3×10^4 nm-ig).

Tehát, ha a Ta termikus oxidációja alatt és ezt követően nem alkalmazunk 1100 K-nél magasabb hőmérsékletű, hosszú idejű lépéseket, közel ideális C—V/ISFET jellemzőket kapunk [1].

4. TECHNOLÓGIA

A tantál-réteget rádiófrekvenciás porlasztással állítottuk elő. A plazmagáz argon volt. A recipiens falának és a target felületének tisztítására takarólemezes előporlasztást végeztünk.

A porlasztás porózusabb réteget eredményez, mint a párologtatás. A SiO₂-ot elkerülhetetlenül ionbombázás éri. A kristály roncsolódása az eszköz nyitófeszültségének eltolódásában észlelhető. Utólagos hőkezeléssel az oxidban keletkezett tökéletlenségek javíthatók. A hőkezelést a termikus oxidációval kívánjuk biztosítani. A lyukképződés visszaszorítása érdekében korlátozott oxidáló hőkezelésnek elegendőnek kell lennie a kristályszerkezet teljes regenerálásához.

5. MINŐSÍTŐ VIZSGÁLATOK

Az érzékelőréteg vizsgálata a komplett struktúra vizsgálatát jelentette. A SiO₂ ismeretében kiadódtak a Ta₂O₅ vékonyréteg jellemzői. A vizsgálatok az alábbi tulajdonságok megállapítására irányultak:

- minőségi és mennyiségi összetétel,
- túlyukasság, ill. felületi morfológia,
- elektromos paraméterek,
- vízzáróképeség és vegyszerállóság,
- érzékenység és szelektivitás.

Az összetétel megállapítására elektronsugaras mikroanalízist (EPMA) végeztünk. A túlyukasság, ill. a felületi morfológia vizsgálata pásztázó elektronmikroszkópiával

(SEM) történt. Az elektromos paraméterek méréséhez nagyfrekvenciás C—V mérést használtunk. Mivel a C—V mérés érzékenyen mutatja ki az összes elektromosan aktív folyamatot, a minták előszelektációjára is alkalmaztuk a nagyműszeres vizsgálatok előtt. A görbék jellegéből ugyanis következtetni lehet a kristály regenerálódására és az átoxidálódás megtörténtére. A többi, nem elektromos jellemzőt is sikerrel vezettük vissza C—V görbék felvételére. Az érzékenység és szelektivitás, valamint vízzárás és vegyszerállóság vizsgálatokhoz a kapacitás-feszültség függvény kvázistatikus és elektrolitos közegben kell felvenni (1. ábra). Az analitikai kémia potenciometriájához képest ez jóval egyszerűbb módszer.

6. LEGFONTOSABB EREDMÉNYEK

A kémiai összetétel megállapításához csak elektronsugaras mikroanalízisre nyílt lehetőség. A detektor előtt található berillium ablak sajnos kiszűri az oxigén spektrumvonalait, így ez az összetevő nem látható a 2. ábrán. A kvantitatív analízis egyébként is csak standard mintával való összehasonlítás révén lehetséges.

Bár az EPMA nem nagy érzékenységű módszer, alkalmas lokális szennyezők kimutatására. Optimális feltételek mellett 0,001%-os koncentrációt képes kimutatni $\approx 1 \mu m^3$ térfogatban. Egyetlen szennyezőt találtunk, az argont (2. ábra). Az ábrán a tantál L- és M-, a szilícium L-, valamint az argon K-vonalak láthatók.

A túlyukasság szempontjából is optimális eredményt 570 °C-on 20 percig végzett termikus oxidációval sikerült elérni. A lyukak száma elenyésző volt, méretük az egy-két tized μm -tól az egy-két μm -ig terjedt.

Meg kell jegyezni, hogy ez az eredmény némileg eltér az irodalomban közöltektől [1] a lyukak sűrűségét és méretét illetően. A hőkezelés hatására keletkező krátereket az irodalomban közel azonos nagyságúnak találták. A mi rétegünkön létrejött lyukak mérete viszont közel egy nagyságrendet szórt.

Ez az eltérés a technológia különbözőségéből származhat. Mi nem elektronsugaras párologtatással, hanem katódporlasztással állítottuk elő a réteget. A porlasztás porózusabb bevonatot eredményez. Elképzelhető, hogy a sűrűség inhomogenitásai miatt a lyukképződéshez helyenként kisebb tömegáramlás is elegendő.

Az ISFET kihozatalának szempontjából azonban ez a lyukképződési effektus az adott technológiai paraméterek mellett nem számottevő.

Az elektromos paraméterek számszerű ismertetése nélkül a 3. ábrán figyelemmel kísérhetjük a gate-szerkezet kialakítása során fellépő változásokat.

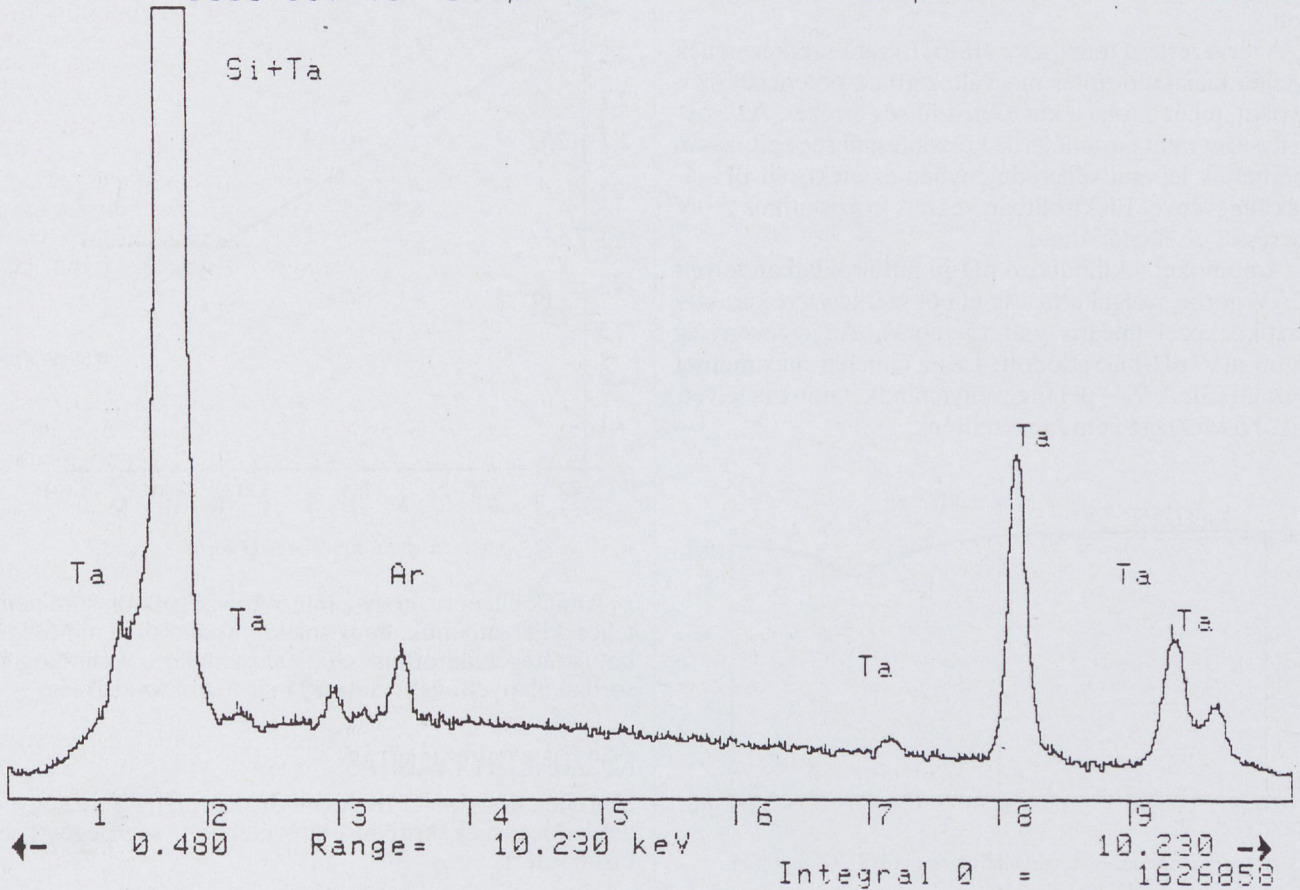
Az 1-es görbe a MOS-oxid Hg-kontaktusos mérésének az eredménye. A nagy meredekség a kis határfelületi állapotsűrűsége, a minimális hiszterézis a mozgóképes ionok kis koncentrációjára utal. A nagy negatív nyitófeszültség ionimplantációval korrigálható. Az oxid minőségét határozottan jónak ítéltük.

A tantál porlasztása után a 2-es görbe adódott. Az 1-es görbével összevetve jól látható az ionbombázás hatása. Nagy hiszterézis jelent meg (≈ 1 V). A nyitófeszültség jelentősen jobbra tolódott. Az eltolódás iránya negatív töltések keletkezésére utal, ami a vékonyoxid felületének, a későbbi oxid-fém határfelületnek a károsodásából származik. Ezt utólagos hőkezeléssel kell regenerálni, amire a tantál átoxidálása hivatott.

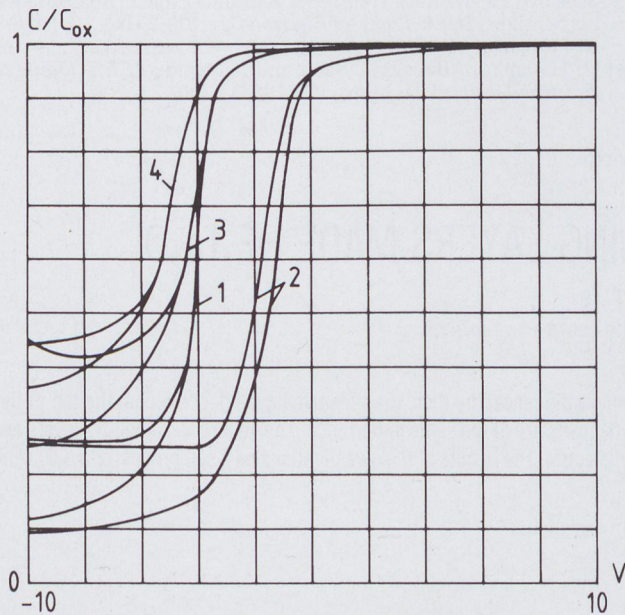
Az elektromos minősítésen túl igyekeztünk kihasználni a C—V mérés univerzalitását. A C—V görbék jellegén és eltolódásán keresztül a hőkezelés pozitív hatása mellett jól követhető a tantál átoxidálódásának folyamata is. A

Si/Si-dioxid/Ta-pentoxid
Vert= 5000 counts Disp= 1

Preset= 200 secs
Elapsed= 200 secs



2. ábra. Ta_2O_5 réteg elektronsugaras mikroanalízissal felvett spektruma



3. ábra. A technológiának az elektromos paraméterekre gyakorolt hatása nagyfrekvenciás C-V mérés alapján

3-as és 4-es görbe a 10 és 20 percig 570 °C-on oxidált rétegeket jellemzi. Elégtelen oxidáció esetében instabil köztes vezetőrétegek maradnak vissza a SiO_2/Ta_2O_5 határfelület közelében. Az instabil rétegek vezetőképessége és töltöttsége a potenciál függvényében változhat. Ez a

hatás hol erősebb, hol gyengébb. Az átoxidálódás hiányára, ill. nem stabil oxidációs formák jelenlétére utal tehát a kapacitás lokális csökkenése (3-as görbe). A további hőkezelés hatására a lokális minimum megszűnik (4-es görbe), az oxidáció a C-V mérés alapján teljesnek tekinthető.

A hőkezelés növelésével a meredekségek csökkennek. A kettős dielektrikum egy plusz határfelületet jelent a MOS-struktúrában. Bár ez érzeteti hatását a határfelületi állapotsűrűség nagyságában, annak értéke még így is megfelelő.

A nyitófeszültség értékéből számítással is igazolható, hogy a kettősréteg minősége alig rosszabb a vékonyoxidénál. Az eltolódás nagyrészt a megváltozott oxidkapacitásnak köszönhető.

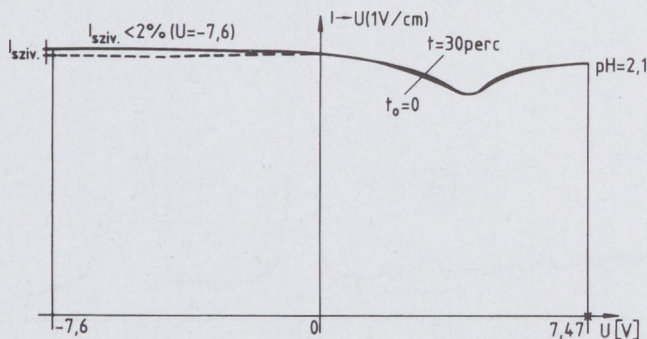
A vízzárás és vegyszerállóság vizsgálata közvetlenül is lehetséges agresszív elektrolitokban történő kvázistatikuss C-V mérésekkel. Az érzékelő bevonat ekkor egy meghatározott felületen érintkezik az oldattal, aminek a potenciálját egy elektródával változtatjuk. Ez felel meg a felső fegyverzetnek. A C-V görbék időbeli változása a kémiai stabilitásról ad információt. Sem függőleges, sem vízszintes irányban nem lehet változás. Az előbbi például a bevonat duzzadását, az utóbbi kémiai elváltozását jelzi.

A stabilitás vizsgálatának másik módja a szivárgási áram számítása. Szivárgás valamilyen nemkívánatos töltéstranszport eredménye. Ez kémiai reakcióra vagy átázásra vezethető vissza.

A kétféle vizsgálatot egyidejűleg hajtottuk végre (4. ábra). A réteg stabilitása mindkét szempontból kielégítő volt.

A tervezérlésű tranzisztor (ISFET) gate-szerkezetének tetején kialakuló töltés megváltoztatja a potenciálviszonyokat, tehát eltolja a küszöb feszültség értékét. Az érzékenységet mint paramétert a küszöb feszültség változásán mérhetjük le, ami végeredményben az elektrolit pH-jának függvénye. Elektrolitban végzett kvázistatikus C–V mérésrel ez ellenőrizhető.

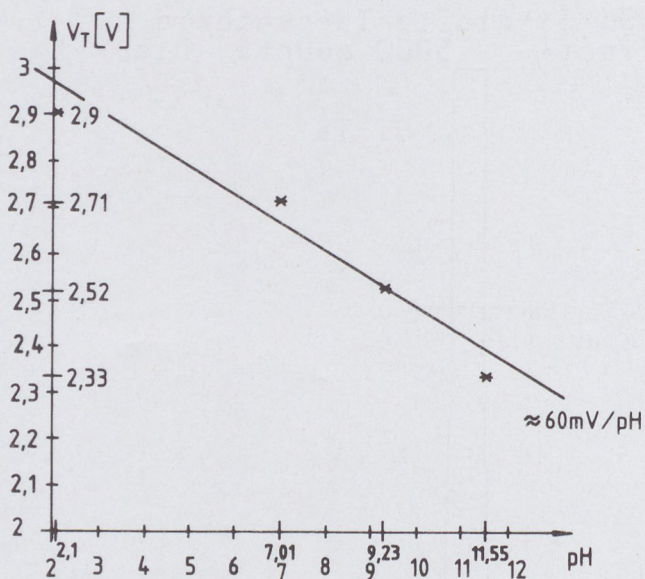
A pontokat 4 különböző pH-jú pufferoldatban felvett C–V görbe szolgáltatja. Az ebből szerkesztett karakterisztika közel lineáris volt (5. ábra). Az érzékenység $\approx 60 \text{ mV/pH}$ -nak adódott. Ez az elméleti maximumot közelíti [3]. A V_T –pH függvényt mindkét irányba felvettük. Histerézist nem tapasztaltunk.



4. ábra. Stabilitás vizsgálata kvázistatikus C–V mérésrel

IRODALOM

- [1] P. Gimmel, B. Gompf, D. Schmeisser, H. D. Weimhöfer, W. Göpel and M. Klein, *Sensors and Actuators*, 17, (1989) 195–202. (Ed. P. Bergveld)
- [2] A. Fog, R. P. Buck, *Sensors and Actuators*, 5, (1984) pp. 137–146.
- [3] T. Akiyama, Y. Ujihira, Y. Okabe, T. Sugano and E. Niki, „Ion



5. ábra. Érzékenységi görbe

Annak ellenére, hogy a minősítő vizsgálatok sora nem teljes, kijelenthetjük, hogy sok szempontból jó minőségű kettősréteget állítottunk elő. Valószínűleg a technológiai sorban alapvető változtatásra már nem lesz szükség.

KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Szerenék köszönetet mondani dr. Kormány Teréz egyetemi docensnek kritikai észrevételeiért, segítségéért és biztatásáért.

Sensitive Field-Effect Transistors With Inorganic Gate Oxide for pH Sensing”, *IEEE Trans. of Electron Dev.* ED-29 No. 12. 1936–41 (1982)

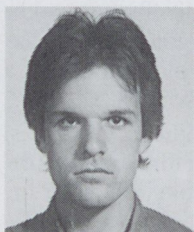
- [4] D. Hareme, L. Bousse, J. Shott and J. Meindl, *IEEE Trans. of Electron Devices* ED-34, No. 8. (1987) 1700

INVESTIGATIONS ON ISFET SENSING LAYERS MADE OF Ta_2O_5

A. STEER

TU BUDAPEST, DEPARTMENT OF ELECTRON DEVICES
BUDAPEST, GOLDMANN GY. TÉR 3., H–1111

The characteristic features of ion-sensitive field effect transistors (ISFET) are mainly influenced by their ion-sensitive layers deposited on the top of the gate electrode. The sensing, electrical and surface protecting behaviour of these deposits are of the same importance. The generally used Si_3N_4 -layers are not sufficient in all these respects therefore they have to be replaced by another dielectric. The results of the investigations on a self processed Ta_2O_5 sensing layer are treated in details.



Steer Attila

1990-ben végzett a Budapesti Műszaki Egyetem Villamosmérnöki Karának Mikroelektronika és Technológia Szakán. Az 1989/90-es tanév első felében TDK dolgozatával harmadik helyezést ért el az anyagtudomány szekción. Társszerzőként már publikált az Elektronikai technológia és mikrotechnika című folyóiratban. Jelenleg az Interbip Invest Rt. doktori ösztöndíjasa.

■ CÉLEGYENESBEN A TÁVKÖZLÉSI TÖRVÉNY?

A hazánkban zajló társadalmi, politikai változások a magyar távközlés fejlődésére is jelentős hatással vannak. A rádiótelefon-tender, a telefonközpontok kiválasztására kiírt tender, a MATÁV 3 éves programja mind arra utal, hogy hamarosan az itthoni távközlési piac is vonzó lehet a befektetők számára. Hogy végül is mennyire, ezt a hamarosan parlament elé kerülő távközlési törvény fogja döntően meghatározni.

A távközlési tevékenységet ezideig a postáról és a távközlésről szóló 1964. évi II. törvény szabályozta, melyet röviden postatörvényként szoktak emlegetni. A Magyar Posta ekkor még egyszerre gyakorolta a hatósági, szabályozási jogkört, miközben az egyetlen szolgáltató is volt. Az első szervezeti változás, mely ezt a monolitikus felépítést megbontotta, 1989 februárjában történt: a hatósági és szabályozási feladatok leváltak a Magyar Postáról, ezeket az újjáalakuló Közlekedési, Hírközlési és Építési Minisztérium vette át.

A távközlési törvény megújításának szükségessége már ekkor felmerült. 1989 őszére el is készült egy kodifikált változat, de a leköszönő Parlament ezt a törvényt már nem tűzte napirendjére. Egy módosításra mégis sor került: az 58/1989 sz. törvény eltörölte a távközlési javak addigi kizárólagos állami monopóliumát, s ennek helyébe az állami többségű tulajdonlás követelményét helyezte. A szolgáltatásokra vonatkozó tevékenységi monopóliumot ugyanakkor továbbra is fenntartotta. Az ideiglenes intézkedés a beruházások terén szándékozott szélesebb lehetőségeket biztosítani.

1990 januárjában újabb — szintén régóta kívánatos — szervezeti átalakulás történt: az eddigi Magyar Posta három utódvállalatra bomlott. A Magyar Távközlési Vállalat, a Magyar Műsorszóró Vállalat és a Magyar Posta Vállalat megalakulása lehetővé tette, hogy megszűnjenek a keresztfinanszírozások az egyes tevékenységek között.

1990 elején létrejött a Postai és Távközlési Főfelügyelet, valamint a Frekvenciagazdálkodási Intézet a hatósági feladatok ellátására.

Az átalakulás első lépései ezzel megtörténtek. A Közlekedési, Hírközlési és Vízügyi Minisztérium (KHVM) 1990 szeptemberében adta ki a „Távközlési törvény alapelvei” című anyagot véleményezésre. A 21 oldalas tervezetből világosan látszott, hogy a piac megnyitása a célja, de ennek mértéke nem volt egyértelmű. A Híradástechnikai Tudományos Egyesület — hosszú vita után — a tervezet teljes átdolgozását javasolta, külön kiemelve az alapvető fogalmak pontos meghatározásának szükségességét.

1991 januárjában újabb változatot kapott véleményezésre a HTE. Ez már egy kodifikált törvénytervezet, mely szemmel láthatóan új alapelveken nyugszik. A véleményezésre rendkívül szűk időtartam — mindössze egy hét — állt rendelkezésre, mivel a minisztérium még a koncessziós törvény vitája előtt kívánta az Országgyűlés elé tární a tervezetet, bár végleges tárgyalásra csak ennek elfoga-

dása — és a szükséges módosítások átvezetése — után kerül sor.

A törvénytervezet öt fő részre tagozódik. Az általános rendelkezések után a távközlés szabályainak szentel egy részt, melyben a kábeltvé szabályozása is helyet kap, majd a frekvenciagazdálkodással foglalkozik a harmadik rész. A negyedik rész a távközléssel kapcsolatos állami tevékenységet szabályozza, végül a vegyes és átmeneti rendelkezések zárják a tervezetet.

A törvényalkotók elképzelése a piac liberalizálásáról, a monopolhelyzet oldásáról már az általános rendelkezésekből kiolvasható. A tulajdoni rendelkezések alatt a törvény rögzíti, hogy a közcélú távközlési alaphálózat és a távközlésre felhasználható frekvenciák kizárólagos állami tulajdont képeznek, valamint, hogy az állam kizárólagos monopóliuma a közcélú távközlési alaphálózat létesítése, működtetése, a közcélú távbeszélő szolgáltatás, beleértve a mobil rádiótelefont is, a közcélú személyhívó szolgáltatás, a közcélú távgépíró szolgáltatás, a közcélú kapcsolt adatátviteli szolgáltatás valamint a rádió és a televízió műsorszórtás. Ezekre a monopóliumokra ugyan a törvény koncessziós lehetőséget ad, de alapvetően megmarad a monopoltörékvés. Oldja viszont a törvénytervezet a monopolisztikus elemeket a végberendezések és a helyi hálózatok körében.

A tervezet szerint az állami irányítás hatékonyságának növelésére az Országgyűlés vagy a Kormány egy 11 tagú testületet, a Nemzeti Távközlési és Frekvenciagazdálkodási Tanácsot létesít, melynek feladata a távközlési fejlesztések nemzeti programjának kialakítása, a távközlés műszaki, jogi gazdasági feltételeiről való állásfoglalás.

A távközlési szolgáltatások fejlesztésének finanszírozására a törvénytervezet javasolja a Távközlési Alap létrehozását, mely a koncessziós díjakból, valamint a Kormány által meghatározott egyéb forrásokból állna.

A HTE a rövid határidő szóvátétele mellett szükségesnek tartja a fogalmi definíciók pontosabbá, szabatosabbá tételét, hiszen az egész törvénytervezet ezek pontos értelmezésén alapszik. Kifogásként merült fel az is, hogy sok fontos kérdést kíván a tervezet miniszteri, kormány vagy parlamenti hatáskörben szabályozni. A tervezetből sokak szerint nem derül ki, hogy a kizárólagos állami tulajdon, ill. szolgáltatási monopólium mire is terjed ki. A törvény arányai is meggondolandóak, a kábeltvé indokolatlanul elnagyolt, míg a frekvenciagazdálkodásra vonatkozó szakasz túlzottan részletes, miközben koncepcionális kérdéseket nem rendez.

Az 1991. február 15-én tartott Távközlési Fórumon dr. Pártos Gyula, a KHVM főosztályvezetője elmondta, hogy a tervezet kapcsán sok megjegyzés, kritika érkezett, így azt újra átdolgozzák. A vélemények konszenzust mutatnak az új szolgáltatások, új technológiák versenyszférába való bevitelében, azonban még sok a vita az alaphálózat monopolisztikus kezelése terén. Az angolszász példa, ahol az alaphálózat terén is verseny van, sokak számára szimpatikus, így ezt a lehetőséget is végig kell gondolni. Azonban figyelmeztetett arra, hogy míg ott a verseny az alaphálózat kiépítése után indult meg, nálunk a cél az, hogy az alaphálózat egyáltalán kiépüljön. Pártos Gyula véleménye szerint a távközlési törvény átdolgozott változata legkorábban áprilisban kerülhet a parlament elé.

Gondolatok a hazai elektronikai vállalatok privatizációjáról

Vitathatatlan, hogy az ország gazdasági talpraállításának egyik alapkérdése a nagyvállalatok mielőbbi privatizációja, amely a tulajdonosi szemlélet és a piaci viszonyokhoz való szigorú alkalmazkodás megteremtésével lehetőséget teremthet a vállalat gazdaságos működtetéséhez. A privatizálás módja azonban többféle lehet és ez egyben meghatározójává is válhat a későbbiekben a vállalat sorsának alakulásában. Nem véletlen tehát, hogy a műszaki társadalom egyre növekvő gonddal figyelni a privatizálási folyamatot, különösen annak negatív kihatásait.

A mérnökök körében egyre inkább erősödik a gondolat, hogy az egész folyamat tisztán mintegy közgazdasági probléma kerül megfontolásra, ahol az aktuális gazdasági mutatók alapján dől el, hogy egy vállalatot egészében értékesítsenek (lehetőleg persze egy külföldi befektető számára), vagy feldarbolva próbálják hasznossá tenni, vagy pedig egy ún. felszámolási eljárás keretében a teljes szétzúllásnak és szétördésnek vetik alá.

Mi az, amit ez a sajátos (ám önmagában közgazdaságilag nyilván teljességgel megindokolható) privatizáció figyelmen kívül hagy? Éppen az, ami csak mérnöki szemmel és gondolkodásmóddal érthető és indokolható, nevezetesen az, hogy a műszaki alkotások igen nagy részében a megvalósítás egyik alapfeltétele a magasszintű műszaki ismeretek koncentrációja, a hosszan szerzett tapasztalatok alkalmazhatósága és a többé-kevésbé jól összehangolt teammunka. Különösen áll ez a bonyolult, a rendszerszintet megközelítő feladatok megoldására, amelyek még a legjobb erőket felvonultató, de valójában ad-hoc jellegű csoportokkal sem oldható meg gyorsan és jó határfokkal. Kár lenne most ennek kapcsán abba belemenni, hogy valójában milyenek is ezek a rendszerszintű feladatok, hiszen a mérnöki gondolkodás számára világos, hogy egy bonyolultsági szinten túl minden tevékenység egy magasszintű teammunkát igényel. A most kibontakozó privatizációs folyamat éppen ezeket az alkotói csoportokat rombolja szét, elveszítve ezáltal a kialakult együttműködési rutint, az egymás kiegészítésének és az egymás tapasztalatának közvetlen felhasználási lehetőségét.

Az ellentábor persze azzal érvel, hogy mindez a műszaki alkotási folyamat amolyan misztifikációja, amely a kalkulálható mérnöki munka (lásd mérnökóra) helyett elvont és ködös fogalmakat vezet be, amellyel egy közgazdász nem tud mit kezdeni. Nyilvánvalóan nagyképszerűsége azzal érvelni, hogy a művészetekben sem egyszerűen a ráfordított idő az irányadó.

A merev közgazdasági szemlélet minderre azt válaszolja, hogy a szoban forgó „műhelyek” idővel ugyanúgy kialakulnak, de most már sokkal hatékonyabban, a piacgazdász talaján. De mennyi idő kell mindehhez? A harmincas évekre világcégekkel felálló vállalatok (TUNGSRAM, Ganz-Mávg és még néhány) évtizedek alatt építették ki azt

a kutató/tervező gárdát, amely a céget világszínvonalra emelte. Ha ezt a folyamatot kívánjuk újra lejátszani, ez azt jelenti, hogy legkorábban 20–30 év múlva kerülhetünk olyan helyzetbe, hogy számottevő ipari termékeink a világpiacon sikert érhetnek el. De mi lesz addig?

Mindebből csak egy következtetés vonható le: a meglévő szellemi értékeket, amennyire lehet, meg kell menteni, vagyis a valóban magas műszaki színvonalat képviselő kutató/tervező csoportokat együtt kell tartani. Még akkor is, ha ez most mereven számolva többletkiadást (nyersen kifejezve, támogatást) jelent.

De hogyan lehet eldönteni, hogy egy-egy műszaki gárda valójában milyen szellemi értéket képvisel? A válasz erre valóban nem könnyű, hiszen a korábbi torz érdekeltégi rendszerben, reális értékmérő nem lévén, erre vonatkozóan sem alakulhatott ki egyértelmű értékítélet. Nos, a hazai iparfejlesztéssel foglalkozó intézményeknek lenne elsőrendű feladatuk kiválogatni azokat a területeket, amelyeket a hazai iparfejlesztés megmentésre javasolna. Nem elfogadható az a kifogás sem, hogy ezen munka elvégzése óriási feladatot jelent amire se idő, se pénz; az itt befektetett munka ugyanis sokszorosan megtérül, ha azt a bizonyos húsz évet megtakarítjuk. A ráfordítás tehát mindenképp megéri.

Az ellenzők legfőbb vádja most már csak az lehetne, hogy nincs olyan tárgyilagos személy vagy bizottság, amely ezt a kiemelését korrekten elvégezné. Nos, ekkor az a furcsa ellentmondás alakul ki, hogy a kutatási támogatások rendszerében a most valamilyen módon jónak ítélt pályázati rendszert elfogadjuk, mert az egy kézzelfogható (vagy nem) témára szól, de a dolgot másfelől közelítve, mint alkotóműhelyt elvetjük. Durván tehát úgy fest a dolog, hogy ha a kutató/tervező jó témát vet fel és jól megindokolja annak hasznosságát (amiről egyébként nyilvánvalóan igazán senki sem lehet meggyőzve), akkor támogatást kap. Ha viszont csupán azt bizonyítja, hogy ők egy jól szervezett, magasán kvalifikált és műszaki feladatok megoldására alkalmas csapat, akkor sajnos léte a továbbiakban nem kívánatos.

Mi következik mindebből? Az, hogy a gazdasági átalakulás kellős közepén, amikor még maguk a közgazdászok is sok esetben csak tapogatóznak, akkor a műszaki értelmiséget arra akarják kötelezni, hogy egyszerre legyen kutató-tervező és üzletember, kereskedő stb. Mindez képtelenségnek tűnik. Vagy talán annak idején az említett világcégek műszaki gárdája tűzte ki a feladatot, szerezte meg a piacot, adta el és így tovább?

Ez az okoskodás nem vezet semmire, ez nem más, mint teljes identitás-zavar. A műszaki értelmiséget tessék arra használni (mármint az igazi, alkotó típust értve ezen), amire való. Ne akarjuk átképezni olyanra, amihez nem ért. Viszont legyenek olyanok, akik a munkájuk hasznosítását vállalják, szervezik, megoldják — és nem egyszerűen felszámolják őket. Ez ugyanis a legegyszerűbb.

Dr. Kovács Ferenc
BME

TÁJÉKOZTATÓ SZERZŐK RÉSZÉRE

A folyóirat egyes számai az elektronika egy-egy fontos témaköréről adnak átfogó képet. A tematikus cikkeken kívül a folyóiratnak a következő állandó rovatai vannak.

- EGYEDI CIKKEK: a kitűzött témakörön kívüli cikkek számára,
- TERMÉKEK-SZOLGÁLTATÁSOK: eszközökről, berendezésekről, szoftver termékekről és szolgáltatásokról közöl információ,
- GAZDASÁG-KUTATÁS-OKTATÁS: gazdasági összefüggésekről, kutatási lehetőségekről, szakemberképzésről ad tájékoztatást,
- HÍREK-ESEMÉNYEK: elektronikai vállalatokról, fontosabb rendezvényekről számol be,
- NÉZETEK-VÉLEMÉNYEK: az olvasók észrevételeit, megjegyzéseit közli.

A cikkeket két példányban kell beküldeni a lap felelős szerkesztőjének címére (lásd a belső borítón). A cikkek max. terjedelme 30 kettős sortávolságú gépelt oldal (minden ábrát 1 oldalnak számolva), a cikk elején 100–200 szavas magyar és angol nyelvű kivonattal. A szerzők rövid életrajzát és kontrasztos fényképét mellékelni kell. A TERMÉKEK-SZOLGÁLTATÁSOK és a GAZDASÁG-KUTATÁS-OKTATÁS rovatok cikkei legfeljebb 16 kettős sortávolságú oldal terjedelműek lehetnek.

Az ábrák tussal, fehér papírra készített eredeti példányát kell mellékelni. Az ábrákon nagybetűs feliratokat kell alkalmazni olyan méretben, hogy azok az ábrák egy vagy két hasábos kicsinyítése esetén is jól olvashatóak legyenek. Az ábrafeliratokat külön lapon kell mellékelni. Lehetőség szerint kerülni kell a fényképek használatát.

A TERMÉKEK-SZOLGÁLTATÁSOK rovatban megjelent cikkekért a szerző vállalatától nyomtatott oldalanként 8000,— Ft költségtérítést kérünk.

ALR®

Advanced Logic Research, Inc.



Advanced Logic Research, Inc.



Az év számítógépe 1990

PowerFlex Plus Business Veisa Power Veisa

Az ALR termékcsalád felöleli a 80286-os, 80386-os és 80486-os teljes skáláját.

PowerFlex 80286-os alapú PC, amely magában hordozza a 80386SX és a 80486 továbbfejlesztési lehetőségét.

Business VEISA 386/33 mikroprocesszorral rendelkező, teljesen új 32 bites gép. EISA BUS rendszere és 64 kB cache memóriája a legprofibb gépek közé emeli. Kis méretei alkalmazásokra szűk irodákban is.

Power VEISA 386/33 torony kivitelben kínálja a fenti előnyöket.

Az Advanced Logic Research, Inc. a legnagyobb számítógépgyártók közé tartozik az USA-ban. 1986-tól tudatos termékpolitikával érte el vezető pozícióját. Számítógépeiben egyedülálló szabadalmakkal védett megoldásokat alkalmaz, amelynek eredményeképp megbízhatóságban, s teljesítményben messze kiemelkedik versenytársai közül.

A PowerFlex, Business VEISA, Power VEISA, ALR az Advanced Logic Research bejegyzett VÉDJEGEI.

Számítógépei DOS, OS/2, XENIX, UNIX, NOVELL minősítéssel rendelkeznek.



ALR®
Advanced Logic Research, Inc.

Authorized
Reseller

ELECTROCOOP®
KISSZÖVETKEZET

1091 Budapest, Üllői út 81.
Telefon: 133-4354, 113-4273
Telefax: 133-4354 Telex: 22-7230

PS
PROFI-COM

KERESKEDELMI és SZOLGÁLTATÓ Kft.
1194 Budapest, Szatmár utca 30.
Telefon: 06/60-12291

Amit ajánlunk Önnek, az a hírközlés világának nemzetközileg elismert élvonala:

MOTOROLA RadiuTM

VHF és UHF sávú, IBM PC-vel az Ön igényei szerint programozható adó-vevők az alábbi kivitelben:

- hordozható
- mobil
- fix
- átjátszó

Aki ajánlja:

a **MOTOROLA RadiuTM** termékek magyarországi forgalmazója:

MICRORAAB Kisszövetkezet

9023 Győr, Corvin u. 32.

Telefon: (96) 18-670, (96) 14-685

Fax: (96) 27-322

Telex: 24608

Lehet

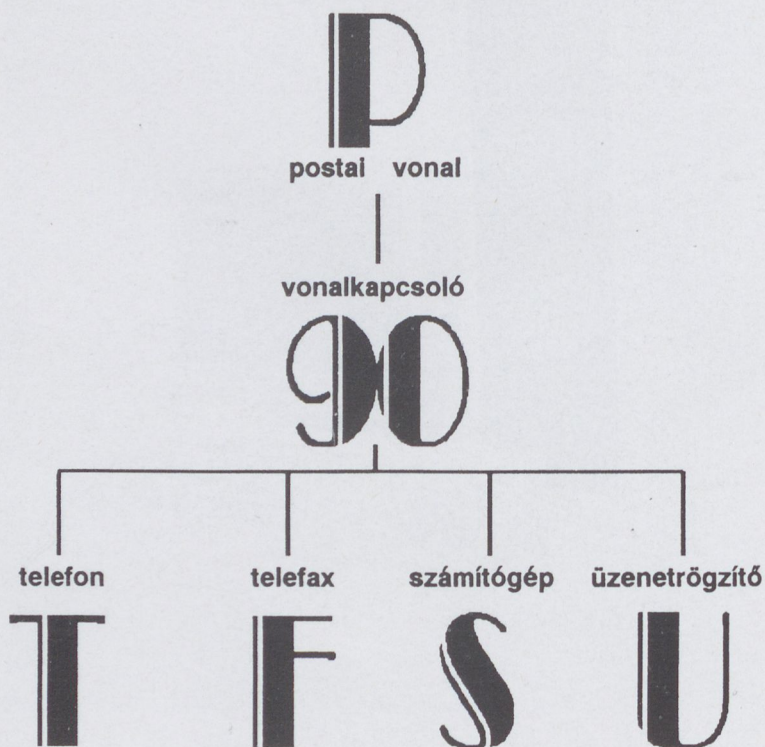
ünnep-, vagy hétköznapi,
nappal vagy éjszaka,

biztos

lehet benne, hogy
az Önnek szánt
üzenet nem vész el,
ha...

TRF-90

automata vonalkapcsolót
használ!



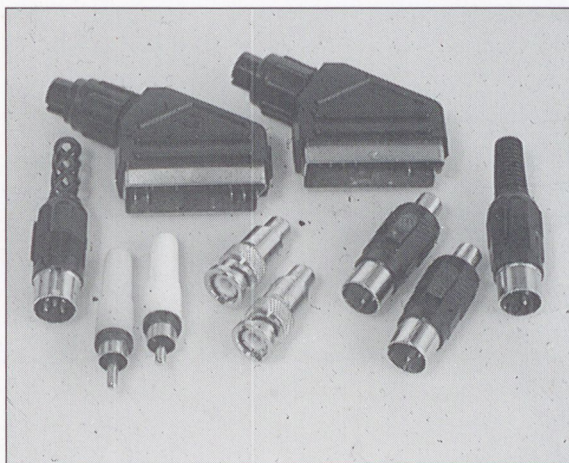


EÖRS VEGYESIPARI KISSZÖVETKEZET BUDAPEST

Bemutakozunk Önöknek!

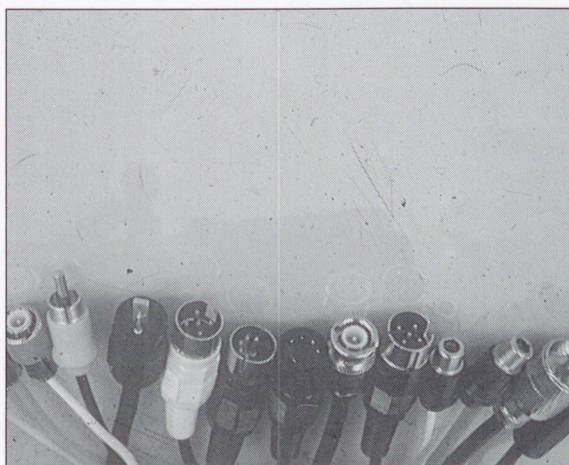
Szövetkezetünk híradástechnikai alkatrészek, részegységek, illetve termékek gyártásával és értékesítésével, forgalmazásával foglalkozik.

Híradástechnikai termékeink elsősorban TV-Video és Audio átjátszó kábelek és csatlakozók.



Általunk gyártott csatlakozók:

- BNC dugó klimpelhető és tömszelencés 75 és 50 ohmos kivitelben
- RCA dugó
- RCA beépíthető aljzat
- RCA lengő aljzat
- BNC-RCA átalakító
- F közcsavar
- EURO-AV csatlakozó dugó
- EURO-AV csatlakozó aljzat
- EURO-AV-DIN átalakító
- F-IEC koax dugó
- 75 ohmos koax dugó



Késztermékeink:

- audio és video átjátszó kábelek
- hangszóró kábelek
2×0,35... 10 mm²-ig
- audio és video átjátszó szettek

Cégünk 730 bolttal (üzlettel, értékesítő egységgel) áll kereskedelmi kapcsolatban, így üzletkötőink bevonásával a termékek széles körű terítését tudjuk biztosítani.

Kívánság szerint a profilunkban egymással nem konkuráló termékeket kizárólagos forgalmazói joggal is értékesíthetjük, mint pl. a svájci MULTI CONTACT cég banándugóit és mérővezetőit, illetve egyéb termékeit.

Várjuk jelentkezésüket a következő címeken:

1023 Budapest II., Frankel Leó u. 45.
Telefon: 36/1 1151-820
Fax: 36/1 1151-831
Telex: 22-36-04

1023 Budapest II., Frankel Leó u. 74—76.
Telefon/fax: 36/1 1355-185,
36/1 115-8298

Hallotta már?

Az INTERMOS MIKROELEKTRONIKAI Kft.

a MEV Budapesti Félvezető Gyárával, és annak profiljával bővült.
GYÁRTJA ÉS SZÁLLÍTJA MINDKÉT CÉG KORÁBBI TELJES ALKATRÉSZVÁLASZTÉKÁT.

INTERMOS MIKROELEKTRONIKAI Kft.

im

TEVÉKENYSÉGI KÖR:

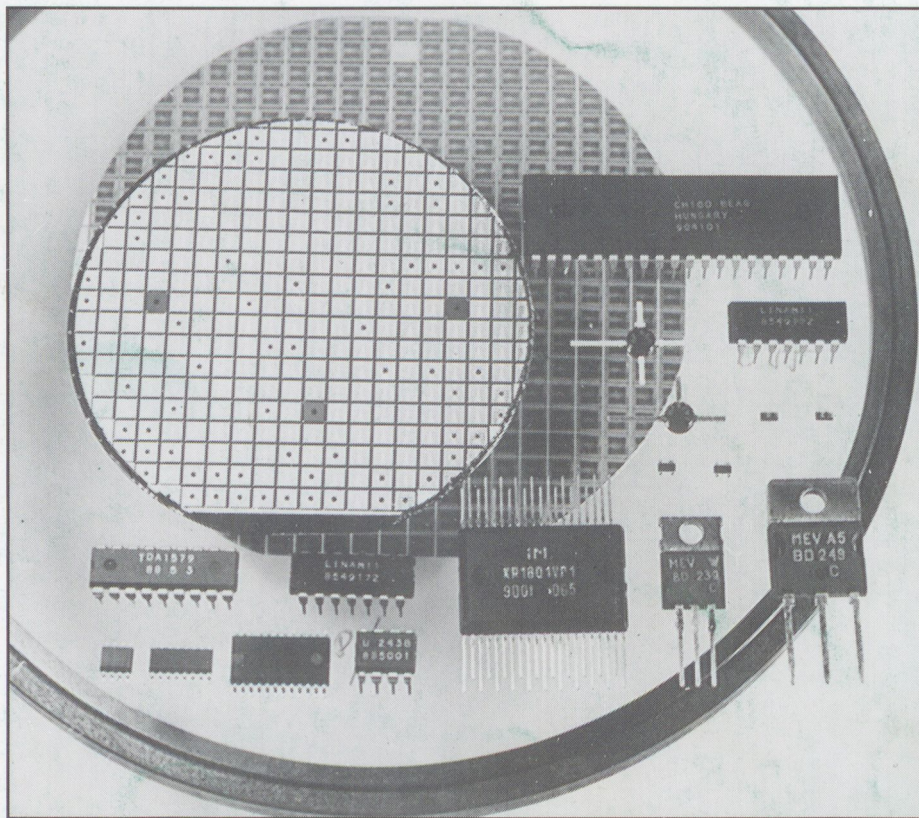
FÉLVEZETŐ ESZKÖZÖK
GYÁRTÁSA
ÉRTÉKESÍTÉSE
FEJLESZTÉSE

GYÁRTMÁNYOK:

TRANZISZTOROK
-nagyfrekvenciás
-teljesítmény
-felületszerelhető (SMD)
INTEGRÁLT ÁRAMKÖRÖK
-feszültség szabályozók
-berendezésorientált (ASIC)
-közzükségleti
FÉLVEZETŐ CHIPEK

SZOLGÁLTATÁSOK:

-CAD software és hardware
-Méréstechnika
-Vácuumtechnika
-Kvarctechnika
-Egyéb mikroelektronikai
bërmunkák



TOVÁBBI INFORMÁCIÓK, KATALÓGUSOK, MŰSZAKI TANÁCSADÁS az INTERMOS Kft. VEVŐSZOLGÁLTATÓTÓL:

Telephely: Budapest,
Fóti út 56.
1047

Telefon:
160-1060
160-2627

Telefax: 160-0884
160-3868
Telex: 22-7306