

316.275

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
MŰSZAKI FIZIKAI KUTATÓ
INTÉZETÉNEK

KÖZLEMÉNYEI
R - 2



A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA

MŰSZAKI FIZIKAI KUTATÓ

INTÉZETÉNEK

K Ö Z L E M É N Y E I

R. - 2.

Budapest

1968

MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA

ИНСТИТУТ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
ВЕНГЕРСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

RESEARCH INSTITUTE FOR TECHNICAL PHYSICS
OF THE HUNGARIAN ACADEMY OF SCIENCES

B U D A P E S T, Ujpest 1, Pf.76

Felelős kiadó: Szigeti György akadémikus, igazgató
Pécsi TEMPÓ KSZ. 68-B/5 formátum 400 pld. 1119 MSZ

Felelős vezető: Negele Tibor

EPITAXIÁLISAN NÖVESZTETT FÉLVEZETŐ
RÉTEGEK FIZIKAI PARAMÉTEREINDEK
MÉRÉSE

Összefoglaló tanulmány

Irta:

Gutai László

tudományos munkatárs

Epitaxiális félvezető rétegek fizikai paramétereinek mérése/Összefoglaló tanulmány/

Jelen tanulmány célja kritikai áttekintést adni germanium, szilícium és galliumarzenid epitaxiális egykristályrétegek elektromos paramétereinek mérési módszereiről, különös tekintettel arra az esetre, amikor az alap és a réteg vezetési típusa megegyezik, és az alap vezetőképessége nem kisebb mint a rétegé.

Részletesen ismertetjük a vezetőképesség, a töltéshordozó koncentráció, a koncentráció profil, valamint a kisebbségi hordozó élettartam mérésére 1967. novemberéig az irodalomban közölt módszereket. Elemezzük az 1-, 3-, 4- és 5-tűs módszert, a nagyfrekvenciás, mikrohullámu és a különböző kapacitás-mérési eljárásokat.

Az optikai módszerek közül az infra-vörös reflexió, valamint a schlieren módszer alkalmazását diszkutáljuk.

Összefoglaljuk a réteg vastagságának és kristálystrukturájának meghatározására vonatkozó lényegesebb munkákat is.

Minden fejezet végén összefoglaló táblázatot közlünk, ahol az egyes mérések legfontosabb jellemzői, alkalmazhatósági határai, előnyei, hátrányai és a rájuk vonatkozó irodalmi utalás jól áttekinthető formában megtalálható.

III.

Measurement of the physical parameters of epitaxially grown semiconductor layers

/Review/

Present monography aims to give a critical review of the measuring methods of the electrical parameters of epitaxially grown layers of Ge, Si and GaAs, with special regard to the case where the substrate and the layer are of the same conductivity type and the conductivity of the substrate is not lower than that of the layer.

The methods published until November 1967 are discussed in details, summarizing problems of the conductivity, the concentration of the charge carriers, the profile concentration as well as the lifetime of the minority carriers. The 1-, 3-, 4- and 5 point probe methods, the high frequency and microwave methods and the different procedures of capacity measurements are analyzed.

From the optical methods the application of the infra-red reflexion and that of the schlieren-method are discussed. We also summarize the essential papers relating to the determination of the layer thickness and crystal structure.

At the end of each chapter synoptical summarizing tables are displaying the most important characteristics of the measurements, the limits of their application, their advantages and disadvantages and the literature reference numbers.

Измерение физических параметров полупроводниковых эпитаксиальных пленок (Обзор)

Целью настоящей работы является критически обсуждать методы измерения физических параметров эпитаксиальных пленок из германия, кремния и арсенида галлия. Особое внимание уделяется случаю, если подложка и слой одного же типа проводимости, и проводимость подложки не меньше, чем слоя.

Подробно обсуждаются методы, опубликованные в литературе до ноября 1967-ого года, по измерению проводимости, концентрации основных носителей, распределению концентрации носителей, и времени жизни неосновных носителей. Анализируются I-, 3-, 4- и 5- и зондовые, высокочастотные, сверхвысокочастотные и разные емкостные методы.

Обсуждаются оптические измерения: инфракрасное отражение и метод "Шлирен". Кроме этого перечисляется несколько из более важных работ по определению кристаллографической структуры и толщины слоев.

В конце каждой главы находятся таблицы, в которых кратко и обзорно сопоставлены пределы применимости, преимущества, недостатки каждого метода, и указана соответствующая литература.

TARTALOMJEGYZÉK

Oldal

<u>B e v e z e t é s</u>	
	Az epitaxia fogalma, epitaxiális réteg készítése 1
	Epitaxiális tranzisztortechnológia 3
	<u>Fizikai minősítő mérések</u> 9
1.	Vezetőképeség mérése. 10
1.1.	Vezetőképeség mérése ellenállásmérések alapján. 10
1.1.1.	4- és 5-tűs módszerek. Mikro-mérőfej 11
1.1.2.	Ékmódszer 14
1.1.3.	Szembenálló szondák módszere. 16
1.1.4.	1- /vagy 2-/ tűs módszer 18
1.1.5.	Egyéb módszerek 24
1.2.	Letörési feszültség módszere /3-tűs mérés/. 25
1.3.	Nagyfrekvenciás technika 32
1.3.1.	Mikrohullámu mérések 32
1.3.2.	Nagyfrekvenciás kapacitásmérés 34
1.3.3.	Örvényáramu veszteség mérés. 36
2.	Töltéshordozó-koncentráció mérése. 39
2.1.	Diódkapacitás mérése 39
2.2.	MOS-kapacitás mérése 41
2.3.	Infra-reflexió 45
2.4.	Schlieren módszer. 49
3.	Töltéshordozó koncentráció gradiensének mérése . 52
3.1.	Mélység menti gradiens mérése 52
3.1.1.	Diódkapacitás mérése az előfeszültség függvényében 52
3.1.2.	Kettős ferde csiszolat 59
3.2.	Felület menti gradiens mérése 59

4.	Kisebbségi töltéshordozók élettartamának mérése . . .	61
4.1.	MOS-kapacitás mérése	61
4.2.	Dióda holtidő technika	64
4.3.	Egyéb módszerek	64
5.	Egyéb fizikai mennyiségek mérése.	66
5.1.	Az epitaxiális réteg vastagságának mérése	66
5.2.	Hibahelyek kimutatása	68

I r o d a l o m	71
---------------------------	----

Táblázatok jegyzéke:

I. Vezetőképesség mérése	38
II. Töltéshordozó koncentráció mérése	53
III. Töltéshordozó koncentráció gradiensének mérése, élettartam mérése	65
IV. Infra reflexiós módszer	69
V. Összefoglaló táblázat	70

10101

4	Kísérleti előkészítések leírásai	61
4.1.	MOS-kapcsolás mérése	61
4.2.	Hidok hálós technika	62
4.3.	Egyéb mérések	64
5.	Egyéb feladatok leírásai	66
5.1.	Az optikai lézer veszélyességének mérése	66
5.2.	Hidok hálós technika	68

I r o d a l o m VI

Táblázatokjegyzék:

30	I. Veszélyesség mérése
32	II. Tűrőképes koncentráció mérése
52	III. Tűrőképes koncentráció gradiansek mérése, ábrák mérése
62	IV. Lúna reflexió mérése
70	V. Üzemeltetési táblázat

B E V E Z E T É S

Az epitaxia fogalma, epitaxiális rétegek készítése

Az 1960-as évek eleje óta világszerte nagy figyelmet fordítanak az epitaxiális kristálynövesztés folyamatának tanulmányozására. Ennek két oka van. Az epitaxiális növesztés egyrészt lehetőséget nyújt olyan vékony egykristályos rétegek előállítására, melyek más módszerrel nehezen lennének megvalósíthatók /metodika/, másrészt forradalmasította a tranzisztorgyártás technológiáját, és lehetővé teszi új, nagy teljesítőképességű félvezető eszközök előállítását /technológia/.

Epitaxiális kristálynövesztésnek nevezzük azt a folyamatot, amelyben egy alap-egykristályra /"szubsztrátum"/ valamilyen módszerrel ugyanazon anyag /általában/ azonos kristálystruktúrájú, egykristály-réteget visszük fel, amely az eredeti egykristályt "szervesen" folytatja, de esetleg benne a szennyezőkoncentráció típusra és nagyságra eltér az alapon lévő szennyezéstől. Ilymódon egy egykristályon belül egy éles szennyezés-koncentráció ugrást, illetve egy vékony, az alaptól szennyezőkoncentrációban eltérő réteget lehet létrehozni. /Ennek előnyeit a tranzisztorok működése szempontjából az alábbiakban röviden vázoljuk./ Ujabban az epitaxiális növesztés fogalmkörébe sorolják a heteroátmenetek készítését is. /Itt a szubsztrátum és az epitaxiális réteg anyaga különböző, rácsállandójuk egymáshoz közeli./

Az epitaxiális réteg létrehozásának fontosabb módszerei:

- 1./ Kémiai transzport-reakció zárt, ill. nyitott rendszerben /1/.
- 2./ Vákuum párologtatás.

3./ Olvadékból való epitaxiális növesztés. /Főleg igen nagy szennyezéskonzentrációju /elfajult/ rétegek növesztésére látszik célszerűnek/.

4./ Az un. "szendvics" módszer. /Lényege, hogy a forrást és szubsztrátumot igen közel helyezik egymáshoz/.

Az első módszernél egy reakciótérben a megfelelően előkészített szubsztrátum fölött egy un. hordozógázban elvezetik a növesztetni kívánt kristály valamilyen gázfázisú vegyületét. Ebből a növesztetni kívánt kristály alkalmasan megválasztott hőmérsékleten kémiai reakcióval leválik a szubsztrátumra. Ha pedig ez a transzportreakció nem konvekcióval, hanem egy zárt rendszeren belül diffúzióval zajlik le, akkor zárt rendszerű kémiai transzportreakcióról beszélünk. Utóbbi előnye, hogy sokkal nagyobb tisztaságot tesz lehetővé, hátránya viszont, hogy a szennyező koncentrációt nehéz szabályozni.

A vákuumpárolgatatásos módszernél ultra-vákuumban 10^{-8} , 10^{-9} hgmm/ a melegített szubsztrátumtól néhány cm távolságban elhelyezett forrásból elpárolgatatják az anyagot, mely bizonyos körülmények között orientált egykristály formájában leülepedik a szubsztrátumra. E módszer hátránya a kémiai transzportreakcióval történő növesztéssel szemben, hogy sokkal nehezebb megtalálni az optimális növekedési körülményeket, ami azonnal nyilvánvaló, ha figyelembe vesszük, hogy itt sokkal messzebb vagyunk a termodinamikai egyensúlytól. Sokáig úgy látszott, hogy az integrált áramkörök előállításának sok szempontból ez a perspektivikusabb útja. /A legújabb próbálkozások azonban azt mutatják, hogy az integrált áramkörök technológiájában is alkalmazható a transzportreakció módszere /5/./

Míg a fentebb felsorolt technológiai célok elérése szempontjából a legfontosabb feladat a kristálynövekedést szabályozó paramétereket úgy megválasztani, hogy a növesztett réteg az előírtnek megfelelő legyen /általában minél tökéletesebb egykristály, adott szennyezés-koncentrációval/, addig tudományos célként szolgálhat a kristálynövekedés általános /s eddig viszonylag kevésbé tisztázott/ problémáinak vizsgálata.

Fentieket összefoglalva megállapíthatjuk, hogy az epitaxiális kristálynövesztésnek 3 fő célja lehet:

- 1./ Vékony egykristály rétegek, tiszta felület, mono- és heteroátmenetek növesztése alap kutatás céljára /metodika/;
- 2./ Epitaxiális mesa- és planártranzisztor előállítás /technológia/;
- 3./ Kristálynövekedés mechanizmusának vizsgálata /reakciókinetika, fázisátalakulás stb./ tudományos/.

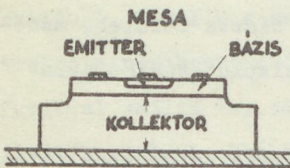
Epitaxiális-tranzisztor technológia

Véleményünk szerint jelenleg legfontosabb a tranzisztor-technológiai cél érdekében folyó kutatás, és ezért /2/ alapján röviden áttekintjük az epitaxiális tranzisztor előnyeit, valamint a hozzá szükséges epitaxiális réteggel szemben támasztott követelményeket. A másik két szempontra vonatkozóan utalunk C.H.Li nagy összefoglaló cikkére /3/, valamint /4/ re.

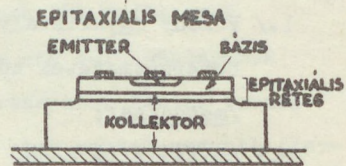
Epitaxiális mesa-, ill. planár tranzisztor Si-ből és Ge-ből készítenek. A Si tranzisztor előnye a kis visszaram, a nagy megengedhető disszipáció, a magas működési hőmérséklet. Ezzel szemben

hátránya a Ge-al szemben, hogy az átmenetek nyitóirányu ellenállása nagyobb, kisebb az erősítése, és a telítési feszültsége is nagyobb.

A hagyományos mesa-tranzisztor kettős diffúziós technikával készül. Az alapként szolgáló kollektor felületén diffúzióval ellenkező típusu réteget hoznak létre, amire azután maszkon keresztül sok emitter réteget diffundáltatnak /1. l. ábra/.



1. ábra



2. ábra

A "mesa" /asztal/ elnevezés abból ered, hogy a második diffúzió után a bázisréteget elvékonyítják a bázis-kollektor kapacitás csökkentése céljából. Ennek a tranzisztortípusnak igen sok előnye van a nem mesa tranzisztorhoz képest, azonban ezeket az előnyöket tovább lehet fokozni, ha epitaxiális technikával készítjük a bázis és emitter réteget.

Az epitaxiális-mesa tranzisztortechnológia lényege a mi szempontunkból az, hogy /pl. az n-p-n strukturánál/ egy kis ellenállásu alapra / n^+ / egy nagy ellenállásu, ugyancsak n -típusu epitaxiális réteget visznek fel, és ezen a vékony rétegen alakítják ki a fentebb ismerttetett mesa-strukturát. /2. ábra/.

Ebben az esetben a tulajdonképpeni kollektor réteg az n réteg lesz, a kis ellenállású n^+ réteg a tartó alap, mely az árambevezetést és a hőelvezetést szolgálja.

Ha a két különböző technológiával készült tranzisztort összehasonlítjuk, akkor a következőket állapíthatjuk meg:

Az epitaxiális mesa tranzisztor előnyei:

- 1./ Mivel a kollektor nagyellenállású része vékony, ezért kicsi a szaturációs ellenállás.
- 2./ Kicsi a kisebbségi töltéshordozó tárolás, mivel a kollektor kisellenállású részében az élettartam nagyon kicsi, és a nagy ellenállású rész igen vékony. Ezért az epitaxiális tranzisztornak rövidebb a "turn-off" ideje.
- 3./ A kis kollektorellenállás nagyobb linearitást biztosít kis kollektorfeszültségeknél.
- 4./ Mivel a kollektor ellenállása függ a rajta átfolyó áramtól, valamint hőmérsékletétől, ezért az ebből eredő hiba is sokkal kisebb, ha maga az ellenállás is kisebb.

Megemlítjük még az epitaxiális planár tranzisztort, melynek lényege, hogy a p-n átmenetek határait oxiddal védik, ami igen nagymértékben növeli a stabilitást./

A legújabb időben egyre nagyobb jelentőségre tesz szert az u.n. "preferential epitaxy", azaz a "kitüntetett epitaxiális növesztés" módszere /5/. Mint az előzőekben láttuk, a mesa /és planár/ tranzisztor technológiájában az egyik igen fontos lépés az oxidmaszkon keresztül történő diffúzió /"preferential diffusion"/ folyamata. Még a közelmúltban is vita tárgyát képezte azonban, hogy lehetséges-e az oxidmaszkon keresztül történő, u.n. pre-

preferenciális epitaxiális növesztés? /6/. A módszer már kidolgozás alatt van és /5/-ben részletes leírását találjuk. A szerző véleménye szerint ezen technika elterjedésével az epitaxiális növesztés felhasználási területe a félvezető eszközkészítésben igen nagymértékben kiszélesedik.

A módszer nem egyszerű: az ilyen növesztésnél igen sok szempont-ra kell tekintettel lenni. /Pl. 1250 °C felett az oxidréteg elpárolog, 1150 °C alatt viszont a Si leülepedik az oxid felületén is. Az oxidfilm készítési módja nem befolyásolja a folyamatot, a szennyezettség mértéke, vagy repedések az oxidban viszont igen./

A módszer alkalmas tranzisztor, dióda, valamint integrált áramkörök szigetelésének készítésére. Az ily módon készített tranzisztorokban némileg kedvezőbb a levágási frekvencia, valamint az emitter-áramerősítés, de a visszáramkarakterisztika már nem olyan jó, mint a kétszer diffundált tranzisztornál.

Integrált áramkörökben az egyes áramköri elemek szigetelését a preferenciális epitaxia technológiájával úgy oldják meg, hogy p-n átmenetet készítenek, vagy pedig valamilyen dielektrikumot visznek fel /"Dielectric Isolation Type Integrated Circuits": EPIC/.

A preferenciális epitaxiát fémrétegek ülepítésére is használják. A szokásos pontkontaktus-diódát, mely a fém-félvezető kontaktus egyenirányító hatása alapján működik, régóta használják mikrohullámu egyenirányításra. De lehet olyan nagyfelületű fém-félvezető kontaktust készíteni, melynek "sebessége" /feloldási ideje/ már alkalmassá teszi mikrohullámu keverőként, vagy szakaszos

nanoszekundumos kapcsolóként való felhasználásra. Éppen ezen alkalmazások szempontjából egyre nagyobb figyelmet fordítanak a Schottky-barrier készítésének problémáira. /7, 8/. Ezen munkákban leírják, hogyan vihető fel vékony vanádium réteg VCl_4 hidrogénes redukciójával Si egykristály felületére a SiO_2 filmen vágott alkalmas méretű ablakokon keresztül. Az egyenirányító réteg az így elkészített sík ESBAR /Epitaxial Schottky Barrier/ diódában a vanádium film és az epitaxiális n-Si között keletkezik.

E rövid bevezetőből látható, hogy a tranzisztorgyártás technológiájában mind nagyobb szerepe van az epitaxiális növesztésnek, és ebből adódik, hogy az epitaxiális rétegek különböző fizikai paramétereinek mérésére világszerte újabb és újabb módszereket javasolnak, és dolgoznak ki, és az epitaxiális technológiát felhasználni kívánó számára nyilvánvaló ezen módszerek ismeretének és továbbfejlesztésének elsőrendű fontossága.

Az 5.2 pontban foglalkozunk az epitaxiális réteg hibahelyeinek kérdéseivel. Itt említjük meg, hogy a diszlokációk szerepe az epitaxiális tranzistorokban elég kevéssé ismert, ezért nagyjelentőségű és időszerű jelenleg az epitaxiális rétegek hibahelyeinek vizsgálata.

Fentiekből látható, hogy az epitaxiális tranzistor előállításához általában erősen szennyezett alapra ugyanolyan típusu, nagy tisztaságú /nagy ellenállású/ epitaxiális réteget kell felvinni.

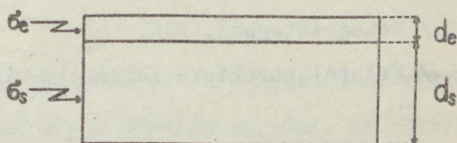
Előfordul az az eset is, amikor kis ellenállású anyagra ellenkező vezetési típusu nagy tisztaságú réteget kell felvinni,

/pl. a 4-rétegű kapcsoló diódáknál/, valamint amikor nagy tisztaságú alapra kis ellenállású réteget viszünk fel. Ellenkező vezetési típusú réteget visznek fel az ún. "kontroll" minta készítésénél is. Bár első pillanatra úgy tűnik, hogy mérés-technikai szempontból ez utóbbi eset különösebb problémát nem jelent, a mérés gyakorlati kivitelezése során azonban kiderül, hogy a p-n átmenet elválasztó hatása bonyolult módon befolyásolja az eredményt.

Fizikai minősítő mérések

Mint fentebb említettük, az epitaxiálisan növesztett kristályrétegek számunkra legfontosabb tulajdonságai: kristálystruktúra, orientáció, rétegvastagság, töltéshordozó-koncentráció, vezetési típus, mozgékonyosság, és esetleg egyéb paraméterek, mint pl. a töltéshordozó effektív tömege, stb./ A kristályszerkezeti vizsgálatok jellegéből fakadóan a különböző módszerek alkalmazhatósága szempontjából közömbös az alap és az epitaxia vezetési típusainak, valamint vezetőképességeinek viszonya. A vastagságmérésnél, valamint az elektromos paraméterek mérésénél más-más problémával állunk szemben a fentebb említett mennyiségek különböző viszonyai esetén. Két fő esetet különböztetünk meg: a szubsztrátum /s/, és a réteg /e/ vezetési típusa:

- 1./ azonos,
- 2./ ellentétes.



3. ábra

A 2. esetben elektromos mérések végzése esetén a két réteg között lévő p-n átmenet záró irányú előfeszítésével kiküszöbölhetjük a szubsztrátum zavaró /söntölő/ hatását. Ha a két réteg vezetési típusa azonos, akkor ismét két esetet különböztethetünk meg: /1. 3. ábra/

- 1./ $\sigma_e d_e \gg \sigma_s d_s$
- 2./ $\sigma_e d_e \leq \sigma_s d_s$

Az első esetben - azonos vezetési típust feltételezve - a szubsztrátum vékony és nagy ellenállású, tehát nem tudja éreztetni sön-

tőlő hatását. A második eset az, amely mindenféle elektromos mérés számára problematikus, mert nehéz a mérési eredményből a réteg tulajdonságaira következtetni.

A továbbiakban a szubsztrátummal azonos vezetési típusu, nagy fajlagos ellenállású és vékony epitaxiális réteg minősítésére alkalmas módszerekkel foglalkozunk.* A mérendő fizikai mennyiségek szerint ezen módszereket a következőképpen csoportosítjuk:

- a. Elektromos mennyiségek mérése útján
 - 1./ Vezetőképesség, σ /
 - 2./ Vezetőképesség változása, $\frac{d\sigma}{dx}$ /
 - 3./ Többségi töltéshordozó koncentráció, n /
 - 4./ Kisebbségi töltéshordozó élettartam, τ /.
- b. Nem elektromos mennyiségek mérése útján
 - 5./ Rétegvastagság, d /,
 - 6./ Kristálystruktúra /hibahely-vizsgálat/.

1. Vezetőképesség mérése

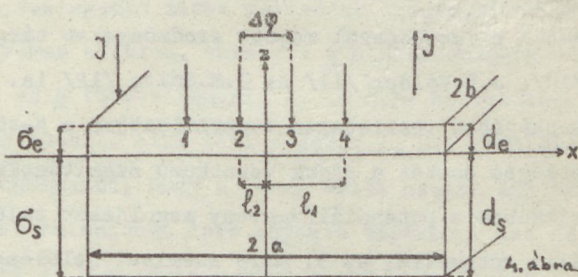
1.1. Vezetőképesség mérése ellenállásmérések alapján

A legalapvetőbb és legfőbb információt adó mérés a réteg vezetőképességének meghatározása. Érthető, hogy az epitaxiális minősítő mérésekkel foglalkozó irodalmi közlemények többsége ezzel foglalkozik.

* Ismertetünk néhány olyan mérést is, ami jelenlegi formájában nem kifejezetten epitaxiális rétegek minősítésére alkalmas, de elképzelhető, hogy bizonyos változtatásokkal azzá tehető.

1.1.1. 4- és 5-tűs módszerek. Mikro-mérőfej

A legkézenfekvőbb módszer a "bulk" vezetőképesség mérésére használt u.n. 4-tűs mérés alkalmassá tétele epitaxiális réteg mérésére. Ennek érdekében nem kell mást tennünk, mint a 4. ábrán vázolt elrendezésre megoldani a Poisson-egyenletet és a d_e , d_s



vastagság, valamint az I és dU áram ill. feszültségértékek méréséből, σ_s ismeretében σ_e -t kiszámítani /9/. Az egyenletrendszer a határfeltételekkel: /1. /9/-ben /1/ formulát/

$$\nabla^2 \varphi_i(\vec{r}) = 0, \left. \frac{\partial \varphi_i}{\partial n} \right|_s = \frac{I}{\sigma_1} \left\{ \delta(\vec{r}-\vec{r}_1) - \delta(\vec{r}-\vec{r}_2) \right\},$$

$$(\varphi_1 - \varphi_2)_{z=0} = 0, \left(\sigma_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} - \sigma_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} \right)_{z=0} = 0.$$

Az első egyenletben az $i=1$ index a szubsztrátumra, az $i=2$ index a rétegre vonatkozó Laplace egyenletet jelöli. A második egyenlet a kristály külső felületén a térerősség normális komponensére vonatkozó határfeltételt foglalja magába, míg az utolsó kettő a potenciál, és az eltolási vektor folytonosságát fejezi ki a két réteg határfelületén. φ - a potenciál, σ - a vezetőképesség, I - az áramerősség, δ - pedig a Dirac-féle delta függvény./

Ha feltesszük, hogy $d_1 \ll a, b$, és az epitaxiális réteg "keresztirányú" ellenállása sokkal kisebb a szubsztrátum "hosszanti" ellenállásánál, ami általában az itt vizsgált esetekben teljesül, akkor

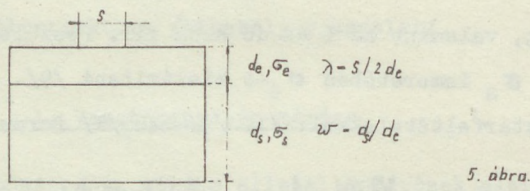
$$\Delta \varphi = \frac{I \cdot L}{\sigma_e d_e + \sigma_s d_s}, \quad \text{ahol } L = \frac{l_2}{b} + L_1.$$

L_1 értékét az idézett cikk táblázatban közli, $l_1 = 4 \text{ mm}$, $l_2 = 2 \text{ mm}$, $a = 8 \dots 30 \text{ mm}$, $b = 2 \dots 10 \text{ mm}$ értékei között.

A szokásos 4-tűs elrendezéssel kapott eredményeket tárgyalják MACS Brown /10/, J.B.Valdes /11/ és F.M.Smits /12/ is.

J.B.Valdes munkájában részletesen megtalálhatjuk a 4-tűs elrendezés sok lehetséges esetét a rájuk vonatkozó számításokkal együtt/11/.

MACS Brown cikkében a potenciálfüggvény megoldását találjuk szokásos epitaxiális rétegekre, az 5. ábra szerinti jelöléseket alkalmazva, a következő esetekben:



$$\lambda = 4 \dots 128; \quad w = 0,15, 30, 60, \infty; \quad \sigma_s / \sigma_e = 10^{-3} \dots 1.$$

Ezen módszerek közös hátránya azonban, hogy éppen a $\sigma_e d_e \ll \sigma_s d_s$ esetben nehezen alkalmazhatók. Ez legvilágosabban a

$$\Delta \varphi = \frac{I \cdot L}{\sigma_e d_e + \sigma_s d_s}$$

formulából látható, hiszen ahhoz, hogy σ_e -re pontos értéket kapjunk, az kell, hogy

$$\delta(\sigma_{d_s}) \ll \sigma_{e d_e}, \quad \text{és} \quad \delta\left(\frac{I \cdot L}{\Delta \varphi}\right) \ll \sigma_{e d_e},$$

azaz a szubsztrátum jellemzőinek mérésében, és $I, \Delta \varphi$ mérésében elkövetett hiba sokkal kisebb legyen az epitaxiális réteg jellemzőinél.

A. Uhlir alapvető cikkéből /13/, mely homogén sík vezető 4-tűs mérését tárgyalja, kiderül, hogy a végtelen féltérre számított, és a véges w vastagságu minta mérésének eredményében akkor mutatkozik lényeges eltérés, amikor a w mintavastagság összemérhetővé válik az s tütávolsággal. /1. a C.D. korrekciós faktorok táblázatát az idézett cikk 115. oldalán./. Ezt szemléletesen úgy lehetne megfogalmazni, hogy a 4-tűs mérés csupán egy tütávolság-sugaru félgömb belsejében lévő anyagra érzékeny. Ezt az elvet használják fel az u.n. "mikro-mérőfejek" készítésénél, ahol a tütávolságot minimális értékűre választják.

Klimenko egy 200 μ -os tütávolsággal rendelkező mérőfejet ír le. Bár a tük távolsága nem extrém kicsi, de a pontosság növelése érdekében igen nagy gondot fordított a tük érintkezési felületeinek csökkentésére, valamint a fix tütávolság tartására /14/. Így a kb. 200 μ vastagságu rétegek néhány %-os pontossággal mérhetőek. H.Hora egy 5-tűs mérőfejet ismertet, ahol a tük távolsága 20 μ /15/. Az ötödik tü felhasználásával a réteg vastagsága is meghatározható. Kielégítő pontosság azonban csak kb 300 μ -os, vagy ennél vastagabb rétegek esetén érhető el. A Híradástechnikai Ipari Kutató Intézetben készült egy mérőfej, amelyben 50 μ a tük távolsága /16/.

Láthatjuk tehát, hogy ha el akarjuk kerülni a rendkívül nagy technikai nehézségeket, akkor a tütávolságot néhányszor 10 μ

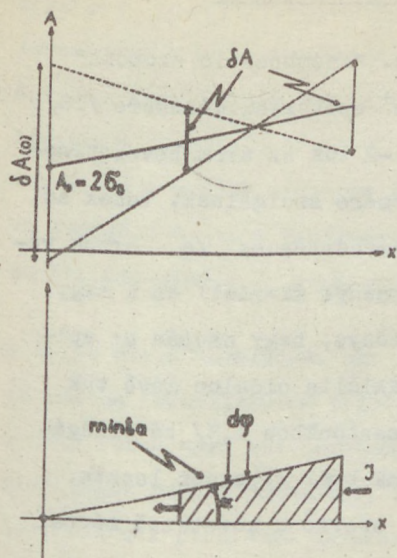
alá nem csökkenthetjük. /Nem említettünk itt olyan kérdéseket, mint a tűkontaktusok injektáló képessége, ami - különösen kis távolságoknál - erősen meghamisíthatja a mérést./ Ez egyuttal azt is jelenti, hogy ilyen módszerrel 50-100 μ -nál vékonyabb réteget nem mérhetünk.

1.1.2. Ékmódszer

Sok próbálkozás történt a tűk esetleges egyéb elrendezésére. Egyik ezek közül R.N.Rubinstein és V.I.Fisztul' ékmódszere /17/. A mérendő mintát α -szög alatt megcsiszolják úgy, ahogy a 6. ábra vonalkázott része mutatja oldalnézetben. A két szembenálló párhuzamos lapján árambevezető kontaktusokkal látják el, és az x tengely mentén folyó I áram hatására bekövetkezett potenciálesést két egymáshoz közelálló tü segítségével pontról-pontra végigmérik. Ekkor az történik, hogy az "ék" keskenyebb vége felé haladva, a mért feszültségadatba egyre kevésbé "szól bele" a bulk /tömb/ ellenállása, és egyre inkább a felületé. Így határértékben az $x = 0$ helyen mért feszültségből végül is megkapjuk a felület ellenállását. A közölt levezetés alapján a módszer alkalmas epitaxiális réteg ellenállásának mérésére is, azonban a szerzők elfelejtkeznek az alkalmazhatósági határok megvizsgálásáról. Tekintsük a 6. ábra szerinti elrendezést. Ha a minta hossza mentén I áram folyik, akkor

$$A = \frac{I}{d\varphi/dx \cdot S} = 2\sigma_x + \left(\frac{2\sigma_x}{S} + \sigma_0 \right) \operatorname{tg} \alpha \cdot X$$

ahol σ_x az un. felületi vezetés, S a mintának az ábra síkjára merőleges mérete, σ_0 a "bulk" vezetőképessége, $d\varphi$ pedig a két szonda közötti potenciálkülönbség. Ha a mért értékek alapján az



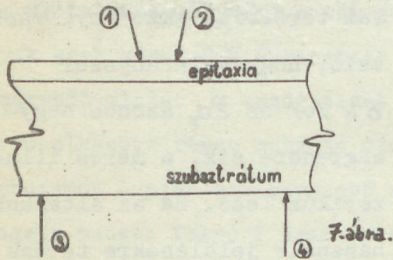
6. ábra

A /x/ egyenest ábrázoljuk, akkor ennek az ordinátatengellyel való metszéspontja az $A /o/ = 2 \sigma_x$ értéket fogja szolgáltatni. Ha azonban figyelembe vesszük, hogy az A mérése bizonyos δA hibával történik, akkor nyilvánvaló, hogy valahányszor $\delta A /o/$ és $2 \sigma_x$ azonos nagyságrendbe sik, a mérés illuzórikus lesz. Ha az általunk használt jelölésekre térünk át, és a felület közelében lévő rétegben bevezetjük a σ_e vezetőképességet, valamint

ezen réteg d_e vastagságát, és feltesszük, hogy $2 \sigma_x / S \ll \sigma_0$ /azaz a minta széles, és a felületi vezetés a minta oldalán elhanyagolható, /akkor, feltéve, hogy $\delta A(o) \approx \delta A$, a jó mérés feltétele: $\sigma_e d_e \gg \delta A \approx \delta(\sigma_s d_s)$, ha $\sigma_s d_s \gg \sigma_e d_e$. - Mert $\delta A = \delta(\sigma_s d_s) + \delta(\sigma_e d_e)$, tehát egyrészt $\sigma_s d_s \gg \sigma_e d_e$, másrészt $\sigma_e d_e \gg \delta(\sigma_s d_s)$ egyenlőtlenségeknek kell egyszerre teljesülni, ami éppen a 2.1.1. pont alatti feltétel. /Ha figyelembe vesszük a technikai nehézségeket is /ferde csiszolat készítése/, akkor látható, hogy ez az út sem járható.

1.1.3. Szembenálló szondák módszere

P.A.Schumann és I.F.Hallenbach az u.n. "szembenálló szondák" módszerét javasolják a $p-p^+$, ill. $n-n^+$ epitaxiák mérésére /18/. A 7. ábra szerinti elrendezésben az 1-2 tűk az árambevezetésére, a 3-4 tűk pedig a feszültség mérésére szolgálnak. Ennek az



elrendezésnek /a szerzők véleménye szerint/ az a nagy előnye, hogy csupán az epitaxiális oldalon lévő tűk /esetünkben 1,3/ távolságának kell kicsinek lennie. A szerző a következő mérési adatokat közli: egy 50 μ -nál kisebb szondatávolságu mérőfejjel mért 3 db 10 μ

vastagságu epitaxiális réteget. Az egyes rétegek fajlagos ellenállása 10 ; 1 ; 0,1 cm volt.

A szubsztrátum 200 μ vastag, és 0,01 Ω cm fajlagos ellenállásu. Ezen esetekben még igen jól értékelhető különböző "effektív" ellenállásértéket kapunk, melyből az adott szubsztrátumhoz és rétegvastagsághoz kiszámíthatjuk a réteg fajlagos ellenállását. A cikkben ezenkívül egy elég részletes összehasonlítást találunk különféle mérési módszerek pontosságáról. A közölt 50 μ -os mérőfejjel méréseket végzett 6-12 μ vastagságu $n-n^+$ epitaxiakon, ahol a szubsztrátum ellenállása 0,02-0,5 Ω cm között volt:

Egyéb számítások esetére is felhasználható részletes erővonal-képet közöl a szondák közelében kialakuló térerősségről, illetve áramvonalakról.

Ugyanezen mérési elrendezésben a tükontaktus átmérője, az injekció, és a felület hatását vizsgálta a mérés eredményére N.I.Guszakov /19/. A mérést modellezte, és a következő megállapításra jutott: $n-n^+$, $p-p^+$ Ge minták esetén az áram 0,01-től - 1 mA-ig nem okoz lényeges változást a mérés eredményében. /A tüátmérő 5μ , a tüátvolság 20-150 μ között változott, a tüátvolság hibája 2 μ -nál kisebb volt./

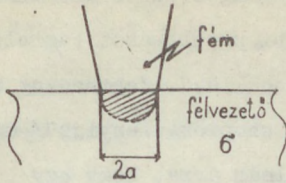
A 4-tűs mikro elrendezés két fő technikai nehézsége /eltekintve most a tükontaktusok injekciójából adódó nehézségtől/: mind a négy tűnek igen kis távolságra való elhelyezése, és ezen kis távolságok pontos megmérése, illetve kis hibával való tartása. Ezen második problémát igyekeznek kiküszöbölni R.Rymaszewski /20/, úgy, hogy Van der Pauw módszerét használja. Van der Pauw a két-dimenziós potenciáeloszlás elmélete alapján módszert dolgozott ki vékony tetszőleges alakú vezető lemezek elektromos adatainak meghatározására a geometriai elrendezés ismerete nélkül /21/. Rymaszewski ezt a módszert alkalmazza mikro négytűs fejjel való mérésre, illetve egy ilyen mérőfej kalibrálására: felcserélve a feszültség és áramszondák szerepét, két mérést hajt végre, melyekből a $Q_S = U_{32} C / I_{41}$ formulában szereplő C faktort is meghatározza. Bár a szerző a mérés alkalmazhatósági határait nem taglalja, nyilvánvaló, hogy csak akkor használható, ha az áramvonalak a felület mentén haladnak, ez pedig csak az u.n. "inverz epitaxiánál" valósul meg /ahol nagy ellenállású alapra kis ellenállású réteget növesztenek/. Ugyancsak alkalmazható a módszer diffundáltatott félvezető felületek ellenállásának mérésére. Hogy a szokásos epitaxiális strukturán alkalmazható-e vagy sem, azt külön meg kell vizsgálni, mivel a levezetésekben a szerző felhasználja Van der Pauw-nak a két dimenziós potenciáltrekre

vonatkozó elméletét, ami igen valószínűen nem teljesül ebben az esetben. Mindenesetre a módszer előnyei akkor jelentkeznek, ha a felület mentén kell inhomogenitást mérni. /Tudniillik, sokkal könnyebb úgy igen kis távolságokat elérni, ha nem kell közben a tütávolságok pontosságára is ügyelni./

Fentieket összefoglalva láthatjuk, hogy bár a legegyszerűbb módszer a félvezető anyagok ellenállásának mérésére a 4-tűs mérés, mivel kiküszöböli a kontaktusok átmeneti ellenállása által okozott hibát, mégis a számunkra érdekes nagy ellenállású epitaxiális réteg mérése esetén csak akkor alkalmazható kielégítő pontossággal, ha legalább két szonda távolsága nem sokkal nagyobb a réteg vastagságánál. Ez pedig 10μ -nál vékonyabb rétegek esetén még rendkívül nagy erőfeszítések árán sem oldható meg.

1.1.4. 1- /vagy 2- / - tűs módszer

Éppen ezért - még mindig a közvetlen ellenállásmérés gondolatkeretében maradván - más módszereket kezdtek keresni. Egy ilyen lehetőség az u.n. "egy-tűs" mérés: a mintára egy kis ellenállású kontaktust viszünk fel /melynek éppen a kis ellenállása folytán nem kell okvetlenül ohmosnak lenni/, a másik kontaktust pedig egy tű adja. Az így előállott áramkör ellenállását a tűkontaktus átmeneti ellenállása fogja adni. Ez két részből tevődik össze: a fémkontaktus és félvezető alap közötti "barrier" /potenciálgát/ egyenirányító hatású ellenállásából, és magából a "kontaktus ellenállásból", mely két érintkező fém között is fellép, ha nincs semmilyen barrier közöttük. Ez a kontaktus-ellenállás különféle geometriákra exaktul számítható, és pl. körlap alakú érintkezés esetén /l. 8. ábrát/ $R_{\text{atm}} = 1/4a\sigma$, ahol a a kontaktus sugara.



8. ábra

A levezetésnél feltesszük, hogy a félvezető kitölti a végtelen félteret, és hogy az a sugaru érintkezési felület equipotenciális felület, /vagyis a fém vezető-képességét végtelennek vesszük/.

Igy az R ellenállás voltaképpen az equipotenciális fém, és a félvégtelen félvezető végtelen távoli pontja közötti potenciálkülönbség és a kontaktuson átfolyó áram hányadosa. A barrier okozta ellenállás már nehezebben vehető figyelembe. Vagy empirikusan kalibráljuk a kontaktust, vagy pedig az előállott egyenirányító átmenetet nyitó irányban előfeszítjük, és a differenciális ellenállást mérjük. Ez utóbbi módszer csak akkor használható, ha a kontaktus injektáló hatása elhanyagolható.

/Megjegyezzük, hogy az ötlet az irodalomban nem található./

Abban az esetben, ha a barrier-hatástól eltekintünk, a kisellenállású kontaktust is elhagyhatjuk és két tü között mérjük az ellenállást. Így természetesen kétszeres értéket kapunk. A mérés jó reprodukálhatóságának feltétele a tükontaktus állandó felülete. Ha a két tü távolsága nagyobb a tüátmérőnél, a tüátmérő pedig kisebb a mérendő réteg vastagságánál, akkor az eredő ellenállás már kizárólag a kontaktusok tulajdonságaitól fog függeni.

A fenti szempontok ellenőrzése, illetve betartása a gyakorlatban nehéz. Mégis, mivel a mérés egyszerűségénél és nagy felbontóképességénél fogva igen hasznosnak ígérkezik, érdemes vele foglalkozni, és az utóbbi 1-2 évben több munka igen részletesen tárgyal-

ja is. R.G. Mazur és D.H. Dickey 1966-ban megjelent cikke a méréssel kapcsolatos kísérleti és elméleti problémákat taglalja /22/. Szerzők szerint az "átmeneti ellenállás", /spreading resistance, S.R., oroszul: "rasztekanyie szoprotivlenyija"/ módszere bizonyos tökéletesítésekkel alkalmas arra, hogy egy 10^{-10} cm³ /5 μ x 5 μ x 5 μ/ térfogat ellenállását ± 15 %-os pontossággal meghatározzuk vele. Az eddigi gyakorlatban a két anyag /a tü, és a félvezető/ Young moduluszainak /E₁, E₂/, valamint a nyomóerő /F/, és a tü görbületesugarának /r/, ismeretében határozták meg a tükontaktus érintkezési felületének átmérőjét:

$$2a = 2,2 \left\{ \frac{F \cdot r}{2} \left[\frac{1}{E_1} + \frac{1}{E_2} \right] \right\}^{1/3}$$

/A gyakorlatban ezt a módszert ismert vezetőképesség esetén a kontaktus felület meghatározására is használják./

A fent említett nehézségeken túl /nem ohmikus kontaktus; záróirányban növeli az ellenállást, nyitó irányban injektál és csökkenti az ellenállást/ - még a következő problémák is fellépnek: a kis kontaktusátmérő miatt a tü környékén a térerő igen nagy, ami a mozgékonyt befolyásolhatja; a kontaktus környéke a nagy áramsűrűség miatt felmelegedhet: ez termofeszültséget hoz létre, és megváltoztatja a koncentrációt és a mozgékonyt; végül a kontaktus valódi területét igen nehéz meghatározni.

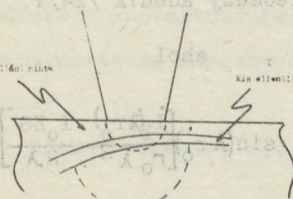
Szerzők úgy vélik, hogy az itt felsorolt problémákat sikeresen kiküszöbölték. Ha $U < \frac{\beta kT}{e}$, akkor az injekciós áram elhanyagolható az ohmikushoz képest. Hohn egyenletei alapján $U < 15$ mV esetén a felmelegedés 0,1°C-nál kisebb, ami nem okoz számottevő

effektust. Az adott kontaktusméretnél a térerősség 10^3 V/cm , ami Si-ban nem okoz észrevehető változást a mozgékonyágban. Megállapítást nyert az is, hogy a pontkontaktus indefinit voltát nem a tü, hanem a nem megfelelően összeállított berendezés okozza.

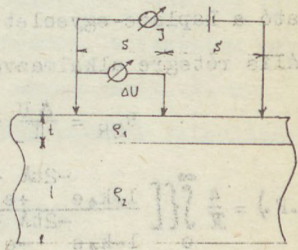
A mérés kalibrálására $10^{-3} \Omega \text{ cm}$ -tól $10^3 \Omega \text{ cm}$ -ig terjedő $/10^{13}/ \text{ cm}^3 \cdot 10^{20}/\text{cm}^3$ Si egykristály mintát használtak, és azt tapasztalták, hogy 10.. 15 mV-ig a kontaktus lineáris volt - /két tüvel mérték, és az eredményt kettővel osztották/ - és a mért érték arányos volt a minta ellenállásával.

Az osmium tü sugara: $a \sim 4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$, a mérés felbontóképesége 1-2 μ volt.

Meg kell jegyezni, hogy a mérés igen érzékeny a felbontóképeségnél kisebb méretű inhomogenitásokra. Ilyen hatást okozhat egy p-n átmenet a tü közelében /l. 8/a. ábra!/. Az $R_S = k \cdot \frac{\rho}{4a}$ formulából meghatározott k arányossági faktor /vagy ami ugyanaz, az effektív kontaktusfelület/ erősen függ a félvezető ellenállásától, illetve vezetési típusától.



8 a. ábra.



8 b. ábra.

Mint említettük, a tükontaktus csak az átmérő nagyságrendjében érzékeny a minta ellenállására. De, ha a minta vastagsága csak néhány kontaktusátmérőnyi, akkor a minta tényleges alakja lényeges hatást gyakorolt a mért ellenállásra.

Más mérésekkel /3-tüs, és differenciális kapacitás/ való összehasonlításból a hiba kb. 10 %-nak adódott.

A mérési eredményeket a felület kezelése /mechanikai, illetve kémiai polirozás/ is befolyásolta.

P.A. Schumann és J.F. Hallenbach dolgozataiban ugyancsak találunk adatokat az l-tüs elrendezéssel végzett mérésről /18/, /23/.

A módszer elméleti alapjait E.E.Gardner, P.A.Schumann és E.F.Gorey tárgyalják /24/. Olyan módszert írnak le, mely segítségével egy mérési elrendezéssel meghatározható az ellenállásprofil, és az epitaxiális réteg vastagsága is. P.A. Schumann és E.E.Gardner egy másik munkájában egy 3-rétegu strukturára megoldják a $2a$ átmérőjű áramkontaktus potenciáalterének problémáját, különböző egyszerűsítő feltételek mellett /25/. /Ilyenek pl.: a kontaktus "uniform", ohmikus, nincs hőhatás, a rétegek azonos vezetési típusuak, alkalmazható a Laplace-egyenlet, stb./ A megoldást az ábra szerinti epitaxiális rétegre alkalmazva a következő eredmény adódik /24/:

$$R_{SR} = \frac{\Delta U}{I} = \frac{\rho}{4r_0} \cdot (C.F.) \quad , \quad \text{ahol}$$

$$(C.F.) = \frac{4}{\pi} \int_0^{\infty} \left\{ \left[\frac{1+k_1 e^{-2t\lambda} - 2(t+d)\lambda}{1-k_1 e^{-2t\lambda} - 2(t+d)\lambda} \cdot \frac{-2d\lambda}{+k_1 e^{-2d\lambda}} \right] \cdot \sin(\lambda r_0) \left[\frac{I_1(\lambda r_0)}{r_0 \lambda^2} - \frac{I_0 Z S}{2\lambda} \right] \right\} d\lambda,$$

ahol $k_1 = \frac{\varrho_2 - \varrho_1}{\varrho_2 + \varrho_1} = \frac{1 - \varrho_1/\varrho_2}{1 + \varrho_1/\varrho_2}$, r_0 a kontaktussugár, J_1 és J_0

Bessel függvények, a többi jelölés értelme az ábráról leolvasható. A C.F. korrekciós faktor értékeit a következő tartományban adják meg grafikusán: $\frac{t}{r_0} = 0,1$ -től 10 -ig, $\frac{2S}{r_0} = 500$,

$\frac{d}{r_0} = 200$, $\varrho_1/\varrho_2 = 10^{-1}$; 0 /vezető alap/; 10^1 ; 10^2 ; 10^3 ; ∞ /szigetelő alap/. Eközben C.F. értéke a 10^{-1} és $3 \cdot 10^1$ szélső értékek között változik.

Meg kell azonban jegyeznünk, hogy ha $\frac{t}{r_0} > 2$, akkor $0,9 < \text{C.F.} < 1,1$, tehát korrekciós faktor nélkül számolva $\pm 10\%$ -os hibát követünk el. Ez /egyrészt mutatja, hogy a két idézett dolgozat a megoldás jelentőségét tekintve kissé túlméretezett, másrészt/ megnyugtat a mérés igen jó felbontóképessége felől. A szerzők n- és p-Si-ra alkalmazzák módszerüket $\varrho = 10^{-3} \dots 10^3 \Omega \text{ cm}$ -es tartományban, ahol a "spreading resistivity" $R_{SR} = 1 \dots 10^6 \Omega$ tartományba esett.

Az $I = 10^{-9} \dots 10^{-4}$ A-es áram tartományban az eredmény nem volt érzékeny az áramerősségre $/r_0 \sim 3 \mu/$. A kontaktus-sugarakat kalibráció útján határozták meg. Mivel különböző vezetési típusu anyagon különböző kontaktussugár adódott, bevezettek egy "effektív kontaktussugár" értéket, mely anyagonként, és a szennyezettség függvényében változott. /Ez barrier jelenlétére utal./

Ha effektív sugarat nem vezetünk be, akkor

$$R_m = \frac{\varrho_1}{4 r_0} \cdot \text{/C.F./} + R_{BR},$$

ahol R_{BR} a barrier ellenállás.

A módszerrel ferdecsiszolaton szennyezésprofilot határoztak meg. A tüt 300 Å-ös lépésekben mozgatták, és így az átmenet helyét 300 Å-ös pontossággal kapták.

Fentiek összefoglalásaként megállapíthatjuk, hogy az egy-tüs réteg-ellenállás meghatározási módszer igen egyszerű, gyors, nagy felbontóképeségű, kielégítő pontosságú, teljesítőképes módszer. Hátránya, hogy csak olyan anyagokon alkalmazható, ahol fémtüvel közel ohmos kontaktust lehet elérni.

Az irodalomban még számtalan próbálkozás történt egyéb fizikai elvek felhasználására az epitaxiális réteg ellenállásának meghatározása céljából. Lássuk ezek közül a fontosabbakat.

1.1.5. Egyéb módszerek

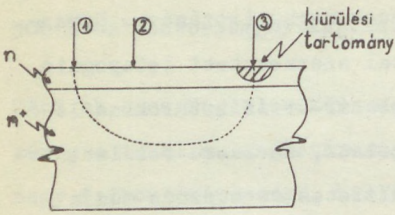
Nem kívánunk részletesebben foglalkozni az u.n. "kontroll - réteg" készítésén alapuló módszerrel. Itt egyszerűen a készítendő epitaxiális réteggel párhuzamosan egy ellentétes vezetési típusu alapra is párologtatnak réteget, /pl. n-n+ epitaxiánál egy p-n+-at is készítenek/ és az így kialakuló p-n átmenet záróhatását használják fel. /26/. Ez a módszer csak akkor jó, ha feltételezzük, hogy a nagy szennyezéskonzentrációju alap nincs hatással a réteg elektromos tulajdonságaira - ami az esetek túlnyomó többségében természetesen nem áll fenn. Mint érdekességet említjük meg a thermofeszültség mérését /27/. Evvel tulajdonképpen a szerzők diffundáltatott Ge szeleteket akartak minősíteni, de mint az elméleti megfontolásokból is következik, a mért thermofeszültség igen kevésbé érzékeny a töltéshordozó koncentrációra. J.Swidorski dolgozta ki az u.n. mozgó-fényfolt

módszert /28/, mely bizonyos korlátok között szintén alkalmazható epitaxiális rétegek ellenállásának meghatározására. Ugyancsak itt említjük a Tihanyi Jenő által szerkesztett letapogató mikroszkóp-berendezést, mely főleg planár-tranzistorokban lévő p-n átmenetek felületi egyenetlenségeinek, és lassu felületi folyamatok kimutatásának egy igen szemléletes és hasznos módja /29/.

A 4-, ill. 1-tűs mérésekről összefoglalóan megállapíthatjuk, hogy Ge-on és Si-on általában jól alkalmazhatók, egyszerűen megvalósíthatók, és különösen vastag epitaxiális rétegen pontos eredményt adnak. Ugyanakkor pl. GaAs kristályokon nem alkalmazhatók a kristály és a tű közötti nagy átmeneti ellenállás miatt.

1.2. Letörési feszültség /3-tűs/ módszer

Félvezető és egy tűkontaktus között létrejövő egyenirányító barrier letörési feszültsége, /mely általában lavina-típusú, és ezért nem destruktív/, függ a minta /a tűkontaktus körüli kiürülési tartományba eső/ ellenállásától, pontosabban töltéshordozókoncentrációjától, és a mozgékonytságtól /30/. A 9. ábra szerinti elrendezésben az 1. és 3. tű között folyik az áram úgy, hogy a 3. tűnél egy záróirányban előfeszített átmenet és egy ennek megfelelő kiürülési tartomány jön létre. A 2. tű a potenciálszonda. Az epitaxiális réteg vékonysága, és az alap kis ellenállása folytán az áram nagyrészt az alapon folyik keresztül, és a potenciálesés nagy része a kiürülési tartományba jut. Ezért a letörési feszültség értéke jó közelítéssel a 2. és 3. szondák közötti feszültségkülönbség értéke lesz a letörés pillanatában, akárhová is helyezzük a 2. szondát /az 1./u nagyságrendű letörési tartományon kívül/.



9. ábra

Mivel a konkrét letörési feszültség függ egy sor esetleges /külső/ paramétertől, többek között igen erősen függ a tünnyomástól, ezért ezt csak egy relativ mérési módszernek tekinthetjük. A gyakorlatban alkalmazhatósága 0,1 cm és 1 cm közé korlátozódik.

Az alsó ellenállásérték a letörési feszültség indefinit volta okozza /Si-nál pl. magas szennyezési koncentrációnál a letörési feszültség értéke telítésbe megy/, a felső határt több tényező. Nagy ellenállású Si mintáknál mégis elérhető jól definiált letörési feszültség, mivel ennek indefinit voltáért nem az ellenállásérték, hanem a felület állapota a felelős: frissen növesztett, hibátlan felszínű rétegen ez a hatás valószínűleg elhanyagolható. Sokkal lényegesebb az, hogy nagy ellenállású rétegnél a nagy letörési feszültséghez vastag kiürülési tartomány tartozik, és ez esetleg már a letörési feszültségnél kisebb előfeszítés esetén eléri a szubsztrátumot. Az ilyen letörésnél a letörési feszültség értéke nemcsak a réteg vezetőképességétől, hanem vastagságától is függ. A fent idézett cikkben a 2. ábrán található a különböző előfeszültséghez tartozó kiürülési rétegvastagságokat.

A letörési feszültség értékére számításokat végezni igen körülményes, és gyakorlatilag kevéssé használható eredményeket kapunk. Bár a tünnyomás, ill. az érintkezési felület alakját több szerző megkísérelte elméletileg figyelembe venni, sokkal cél-

szerűbb a berendezést - adott állandó tünnyomás mellett - kísérletileg kalibrálni. Erre a célra kémiaailag polirozott ismert ellenállású félvezető egykristályt használnak. A letörési feszültséget és a fajlagos ellenállást log-log léptékben ábrázolva, egyenest kapunk az ellenállásértékek néhányszor 0,01 - néhányszor 1 Ω cm-es intervallumában. A 3-tűs mérés kivitelezésében igen fontos a jó tükontaktus. Itt lényeges: a tü anyaga, a kontaktus sugara, a tünnyomás, és a tü elhelyezése. Si esetén a tü anyaga általában szerszámacél, wolfram, vagy osmium. A tünnyomás hatását, mely az egyik legfontosabb tényező, W. Rindner vizsgálta, és azt találta, hogy a letörési feszültség csökkent a nyomás növelésével /31/. E.E.Gardner és P.A. Schumann cikkének 5. ábrájából kiderül, hogy a kis tünnyomásra normalizált letörési feszültség erősen nyomásfüggő /30/. Igen lényeges, hogy a letörési feszültség kizárólag a töltéshordozó koncentrációtól és nem a vezetőképességtől függ. Ez kompenzált n-Si mintákon végzett mérések eredményeképpen derült ki.

A mérések technikai kivitelezésével kapcsolatban megjegyezzük, hogy mind egyen, mind váltóárammal, mind áram, mind pedig feszültséggenerátoros üzemmódban kiválóan használható. Detektáló elemként oszcilloszkópot, vagy pedig automatizált kivitelnél X-Y írókat használnak.

A reprodukálhatóság - igen nagyszámu mérés alapján - átlagosan 10 %-nak adódott.

H.Streller Ge-epitaxián végzett 3-tűs méréseket ismertet. Kielégítő eredményeket kapott 0,5...50 Ω cm-es tartományban, 1.....30 μ vastagságu rétegek esetén. /Koncentrációban ez 10^{14} $5 \cdot 10^{16}$ /cm³-ig terjed /32/. Eredményeit Brownson elméleti görbéjével /33/ összehasonlítva jó egyezést talál. A kiürülési tartomány vastagságának

feszültségfüggése alapján grafikusán megadja a 3-tűs módszerrel még mérhető epitaxiális rétegek vastagság-koncentráció függését.

Mint említettük, a 3-tűs módszer nagy előnye, hogy olyan esetekben is alkalmazható, mikor egyébként a tűk igen rossz áramkontaktust adnának. Norwood n és p típusu GaAs mintákon végez méréseket /33/, ugyanakkor ismeretes, hogy GaAs kristályon jó 4-tűs mérést megvalósítani nem lehet /34/. A mért GaAs töltéshordozókoncentrációja 10^{15} és $10^{19}/\text{cm}^3$ között változott. Grafikusán közli a letörési feszültség - koncentrációfüggést adott feltételek mellett. /Wolfram-karbid tű, 200 din nyomóerő, 2, μ tűkontaktus-sugár/. A méréseket nagyáramu impulzusgenerátorral végezte 5 %-os kitöltési aránnyal a hő-effektusok elkerülése céljából.

J. Brownson Si-epitaxián végzett méréseket /35/. A minta ellenállása 0,2-től 4Ω cm-ig terjedt. A tűkontaktus "kimenő ellenállása" 20-100 $K \Omega$ volt, így a 9 $M \Omega$ -os oszcilloszkóp bemenet ezt nem terhelte. A jó reprodukálhatóság érdekében a felületet vízzel és ammóniával mosta le. A tűnyomás hatását úgy próbálta kiküszöbölni, hogy minimális tűnyomásnál mért. A mérések alapján a letörési feszültség és a minta ellenállása között a következő empirikus összefüggést találta:

$$U_B = 73 \cdot \rho^{0,51}$$

A mért értékek jelentős része ezen függvénytől 10 %-nál jobban nem tért el.

Formulát közöl az epitaxiális réteg vastagságától függő maximális feszültség, illetve minimálisan mérhető rétegellenállásra,

a kiürülési réteg vastagságának kiszámítása alapján:

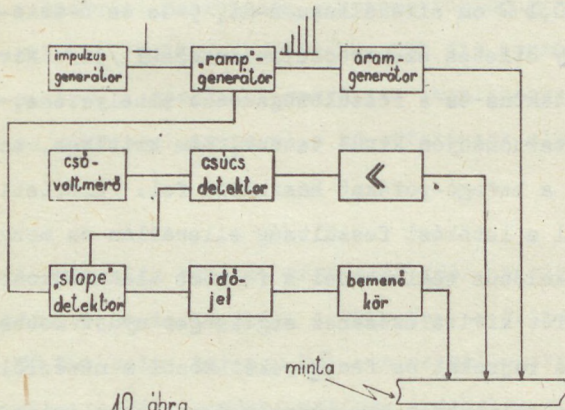
$$U_{\max} = \frac{17,5 \cdot T^{0,68}}{(2\varepsilon\mu)^{0,34}}, \quad \rho_{\min} = \frac{T^{1,32}}{17,5 \cdot (2\varepsilon\mu)^{0,66}}$$

ahol ε a dielektromos állandó, μ a többségi töltéshordozók mozgékonyasága, T pedig az epitaxiális réteg vastagsága./

ε - F/cm, μ - $\frac{\text{vsec}}{\text{cm}^2}$, ρ - Ω cm, U - volt, T pedig cm egységben értendő/.

H. Frank $\rho > 0,1 \Omega$ cm ellenállású n-Si, p-Ge és n-GaAs-en végez méréseket egy ötletes elektroárelrendezéssel /36/. Mivel az áram-bevezető kontaktus és a feszültségsonda elhelyezése, amennyiben a kiürülési tartományon kívül vannak, nem kritikus, ezért ő e két kontaktusnak a befogó-pofákat használja fel. /Elméleti megfontolásokat közöl a letörési feszültség ellenállás és mozgékonyaság függéséről, különös tekintettel a félgömb alakú tükontaktusra./ A mérés konkrét kivitelezéséhez segítséget nyújt Dobbs munkája, aki részletes rajzokat és fényképeket közöl a mérésről /37/. Az egyen- és váltakozóáramu módszer összehasonlítása céljából E.E.Gardner és munkatársai $0,08 \dots 4 \Omega$ cm-es n-Si-on /váltakozóáramu módszerrel/, és $0,1 \dots 1 \Omega$ cm-es n-Si-on/ egyenáramu módszerrel/ végeztek méréseket /38/. Ezenkívül összehasonlítják a kontroll-mintás mérést, a 2-tűs mérést és a 3-tűs mérést. 22 különböző mintán végzett mérésük szórása az első esetben: 40 %, a másodikban 13 %, a 3-tűs mérésnél pedig csak 6 %. Az egyen, ill. váltakozóáramon végzett mérések között lényeges különbség nincs. A 3-tűs módszer ipari méretekben is alkalmazható gyors és pontos változtatást dolgozták ki Allen és munkatársai /39/. A mérés blokkdiagramja a 10. ábrán látható. Egy ún. "ramp" generátor a blocking oszcillátor által szolgáltatott 80 cps ismét-

lődési frekvenciájú, 500 μ sec-os impulzusokból egy lineárisan növekvő sorozatot állít elő, amiből azután a következő fokoza-
ton max. 600 V-on, 0...125 mA-es áramimpulzusok lesznek. A fe-
szültség-türől egy nagy bemenő ellenállású erősítővel leszedjük
a feszültség-impulzusokat, és egy csúcs-csővoltmérővel detek-
táljuk. Ha a lejövő impulzusok változása nulla lesz, /a letö-
rés bekövetkezik/, akkor ez kikapcsolja a ramp-generátort. A
letörési feszültséget egy "slope"-detektorral észleljük.



10. ábra

A 10³ sec-os időállandójú multivibrátor 10 sec-ként töröl és is-
métli a mérést. A tü hegye osmium, kb 0,6 μ átmérőjű, a tü ter-
helése 20 g. A kalibráció empirikusan történt. Ha a rétegvas-
tagság kisebb, mint az adott koncentrációhoz tartozó letörési
feszültségnek megfelelő kiürülési tartomány vastagsága, akkor
egy korrekciós formulát ad a letörési feszültségre:

$$U_T = \left[\frac{2 q K}{3 \mathcal{E}} \cdot N^{p+1} \right]^{1/2} \cdot t - \frac{q}{6 \mathcal{E}} N t^2, \text{ ha } 0 \leq t \leq t_{\min}$$

$$U_T = U_B, \text{ ha } t \geq t_{\min}.$$

/Itt N -a szennyezéskonzentráció a rétegben, t a réteg vastagsága, t_{\min} a minimális rétegvastagság, melynél még végbemegy a lavaletörés, K és p pedig konstansok, melyeket n és p Si-ra, ill. n és p Ge-ra közöl $10^{15}/\text{cm}^3$ körül egy nagyságrend koncentrációtartományra, tehát egy viszonylag keskeny intervallumban./ A fenti formulák levezetését részletezi. A felület hatását vizsgálva kiderült, hogy a letörési feszültség a felület kémiai marásának előrehaladásával növekszik és egy hatásértékhez tart, ami a frissen tört felületen végzett mérésnek felel meg.

Ez az összeállítás és a diszkusszió igen alkalmas arra, hogy ennek alapján egy gyors és pontos, ipari méretekben használható epitaxia mérő-standot készítsünk.

C.C. Allen, E.G. Bylander szintén egy ipari alkalmazásra szánt mérőstandot ír le, fényképekkel és részletes magyarázattal /llo/.

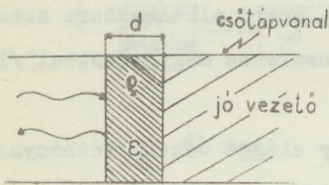
Összefoglalóan megállapíthatjuk, hogy eléggé vastag /néhányszor 10μ / epitaxiális rétegek méréséhez igen előnyös és nagypontoságú mérést tesz lehetővé a 4-tűs mikro-mérőfej /vagy a konvecionális elrendezésben, vagy a szembenálló szondák rendszerében/, vékony, / 1μ -tól néhány μ -ig/ rétegek esetén az 1-tűs és a 3-tűs /letörési feszültség/ mérés alkalmas, mivel, bár kevésbé pontosak mint egyéb módszerek, de igen egyszerűek és gyorsak.

1.3. Nagyfrekvenciás technika

Sok próbálkozás történt epitaxiális rétegek ellenállásának mérésére a nagyfrekvenciás technika segítségével. A skin effektus felhasználása itt nem vezet célhoz, mivel 1 Ω cm-es anyagban 50 MHz-en a skin-mélység még 1 cm. Azonban mikrohullámokon, vagy az infratartományban már olyan effektusok jelentkeznek, melyeket felhasználhatunk.

1.3.1. Mikrohullámu mérések

Lindmayer cikke alkalmas a mikrohullámu mérés alapelveinek megértésére /40/. Tekintsünk egy csőtápvonalat, melyet valamely keresztmetszetén egy q vezetőképességű, ϵ dielektromos állandóju, d vastagságu epitaxiális réteggel zárunk el. /ll. ábra/.



ll. ábra

A réteg másik felén jó vezető /a szubsztrátum/ van. Az így kialakított lezárás reflexiós koefficiense függ q -tól, ϵ -től és d -től.

Igy egyszerű állóhullám-arány méréssel lehet vezetőképességet meghatározni.

A cikkben a méréseket 25, ill. 100 GHz-en végezték. A minta vastagsága 10...500 μ , ellenállása 0,1....100 Ω cm, a mért állóhullám-arány 10^5 és 10^1 között változott, mely kommercionális állóhullám-aránymérővel még mérhető. A mérés igen egyszerű, elmélete könnyen áttekinthető és számolható, hibája csupán az, hogy az epitaxiális réteggnek a hullámvezető egész keresztmetszetét be kell fednie. Ezen a hiányosságon kíván segíteni M.Bichara disszertációjában, melyet a félvezetők elektromos para-

métereit mikrohullámu mérési módszereinek szentelt /41/. Két módszer dolgozott ki, mindkettő alkalmas Ge epitaxiális réteg fajlagos ellenállásának nem destruktív mérésére kis felületek esetén is.

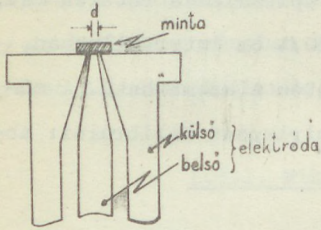
Az első módszer a mikrohullámu módszer, evvel $0,1/\mu$ -nál vastagabb, $10^{-3} \dots 3 \Omega$ cm fajlagos ellenállásu epitaxiális réteget mér, a második a nagyfrekvenciás, ami az $1 \dots 50 \Omega$ cm intervallumban, $5/\mu$ -nál vastagabb epitaxiális rétegek esetén alkalmazható. A mérések nagy előnye, hogy nem kell őket empirikusan kalibrálni: abszolút mérések.

Az első módszernél egy hullámvezető belsejében elhelyezett epitaxiális rétegről visszavert elektromágneses hullám intenzitását /amplitudóját/ és fázisát méri. A frekvencia megválasztása a szkin effektus és a relaxációs idő szempontjából döntő. Az epitaxiának nem kell a hullámvezető teljes keresztmetszetét kitöltenie, csupán alkalmas helyen kell lennie. A kialakuló hullámkép mind a Maxwell egyenletek alapján, mind pedig a geometriai optika törvényeivel tárgyalható: a mérésből a réteg ellenállása és vastagsága meghatározható.

A második módszer a tápvonalelméleten alapszik: a minta /sorosan, ill. parallel/ része lesz egy tápvonal-darabnak. A minta mint adott bemenő ellenállásu négy pólus fogható fel, és így a tápvonal bemeneti impedanciájának méréséből meghatározhatók az epitaxia paraméterei.

Módszerét "bulk" anyagon is kipróbálja, és itt $10^{-6} \Omega$ cm... $10^3 \Omega$ cm tartományban használható. Konkrét méréseket Ge és Si epitaxián végez.

Gunn és munkatársai /42/, valamint Allerton és Seifert /43/, más elrendezést használtak. Egy koaxiális tápvonal végét a 12. ábra szerint képezték ki, és a tápvonalat a mérendő félvezető mintával zárták le. A mérés elve: a $Z=R+jX$ impedanciával lezárt tápvonal bemenő impedanciáját mérjük hidmódszerrel. A mérőfejet



12. ábra

A szerzők kísérleteikben $d \sim 1$ mm, $\rho = 0,5 \dots 100 \Omega$ cm, a frekvencia 500 MHz volt. Ebből nyilvánvaló, hogy ez a módszer a mérőfej esetleges tokéletesítése esetén is kevésbé alkalmas vékony rétegek mérésére.

J.N.Baker a felületi vezetőképességet méri mikrohullámu módszerrel /44/. Eljárása kiválóan alkalmas nagy ellenállású minták mérésére. A mérés kiértékelése során a mért σ_s érték és a felületi vezetőképesség közötti következő összefüggést használja fel:

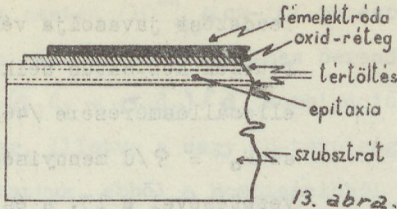
$$\sigma_s / \text{mért érték} / = \sigma_s / \text{bulk} / + \frac{2\sigma_{ss}}{t},$$

ahol t a minta vastagsága.

1.3.2. Nagyfrekvenciás kapacitásmérés

A továbbiakban néhány érdekesebb nagyfrekvenciás módszert említtünk. M.Ze:bit és H.Schrenk Ge és Si $n-n^+$, ill. $p-p^+$ epitaxián végrehajtott kontaktus nélküli epitaxiális ellenállásmérést is-

ábrázoló rajzon a \underline{d} átmérő egy-
uttal jelzi a legkisebb mérhe-
tő minta vastagságát is. A rész-
letes diszkusszióból ugyanis ki-
derül, hogy a mérés jó eredményt
csak akkor ad, ha a minta vastag-
sága nagyobb a \underline{d} értéknél.



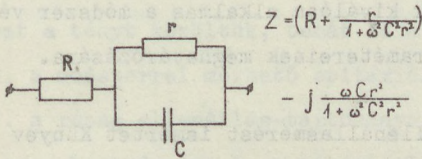
13. ábra.

merttet /45/. A mérés elve igen egyszerű. A 13. ábra szerinti elrendezésben megméri a minta keresztirányú ellenállását, mégpedig igen nagy frekvencián. A nagyfrekvenciás mérésnél az egyes

kontaktusoknál, valamint a nagy-ohmos réteg szélein létrejövő tértöltési tartományok miatt keletkező kapacitás átmeneti ellenállása minimálisra csökken, és megmarad az ohmos komponens, ami a réteg nagy fajlagos ellenállása folytán gyakorlatilag a réteg ellenállása lesz.

A rendszer helyettesítő kapcsolása első közelítésben a 14. ábrán látható. Itt R a szubsztrátum átmenő ellenállása, r a rétegé,

C pedig az összes /kontaktus, valamint tértöltési/ sőtölő kapacitás. A kontaktusokat Al felpárolgottatással készítették, melyek igen jók és nyomásfüggetlenek voltak. Adatokat közölnek

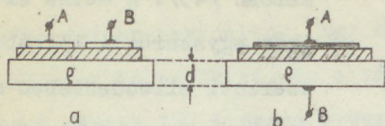


14. ábra

$$Z = \left(R + \frac{r}{1 + \omega^2 C^2 r^2} \right)$$

$$- j \frac{\omega C r^2}{1 + \omega^2 C^2 r^2}$$

0,2 Ω cm-es 250 μ vastag szubsztrátumon lévő 26 μ vastag, 4 Ω cm-es epitaxiális rétegen 50-60 MHz-es frekvencián végrehajtott mérésekről. A skin effektust és önindukciót 100 MHz felett kell figyelembe venni. /A módszer hátránya, hogy igen nagy nehézségekbe ütközik ilyen nagy frekvenciákon pontos ellenállásmérést végrehajtani./



15. ábra

A és B pontok között mérhető Z_{AB} impedancia: $Z_{AB} = 0$, ha $R_{\square} = \infty$ és $Z_{AB} \approx 1/j\omega C$, ha $R_{\square} = 0$. Pontosabban: $1/Z_{AB} = 1/R + j\omega C$, amiből a réteg vezetőképessége meghatározható.

Néhány Ω cm-es epitaxiális rétegek esetén néhány száz GHz lenne a megfelelő frekvencia, amiből nyilvánvaló, hogy a mérés ebben a formájában a mi céljainkra nem használható. Ugyanakkor azonban Ge-oxid réteg elektromos paramétereinek meghatározására alkalmas lehet, mivel 1000 Ω cm-es anyag esetén a szükséges frekvencia 100 MHz nagyságrendű! Ugyancsak kiválóan alkalmas a módszer vékony ZnS rétegek elektromos paramétereinek meghatározására.

Nagyfrekvenciás vékony-réteg ellenállásmérést ismertet Künyev /47/. A mérést CdS, PbS fotovezetésének meghatározására alkalmazza. Eljárásának lényege, hogy olyan kapacitás mellett mér, ahol a nagyfrekvenciás generátor árama legkevésbé függ a kapacitástól, és így csak a veszteséget méri: fotovezetés mérésére bizonyos esetekben alkalmas lehet.

1.3.3. Örvényáramu veszteség mérés

Vékony felületi rétegek vezetőképességének meghatározására alkalmas még az örvényáramu veszteség-mérés /48, 49, 50/. Míg a fenti kapacitásmérések a nagyellenállású mintáknál jók,

E. Huster a következő elrendezést javasolja vékony rétegek kontaktus nélküli ellenállásmérésére /46/: az $R_{\square} = \varrho/d$ mennyiség bevezetésével a 15. a és b. ábra bármelyike szerint az

/1000 Ω cm felett/, addig az örvényáramu módszer kis ellenállások esetén / 10^{-4} Ω cm-ig/ hatásos. J.V.Szurin epitaxiális rétegen való mérésre alkalmas berendezést ír le, azonban ő is a $\sigma = (\sigma_1 d_1 + \sigma_2 d_2) / d$ kombinációt méri, s mint ahogy az ék-módszer, illetve a nagy tü-távolságu 4-tüs mérés kritikájánál ki-mutattuk, ebből a kombinációból σ_1 -et csak a $\sigma_1 d_1 \gg \delta(\sigma_2 d_2)$ feltétel mellett lehet megbízhatóan kiszámítani - ez a feltétel azonban nem teljesül /48/. A mérés elve viszonylag rendkívül egyszerű: egy rezgőkör induktivitását képező tekercset helyez a minta közelébe. Az örvényáramu veszteségek miatt a rezgőkör jógási tényezője lecsökken, ami mérhető. A szerző által ismer-tetett berendezés mérési tartománya $\rho = 5 \cdot 10^{-4} \dots 2 \cdot 10^2 \Omega$ cm.

Fentiek összehasonlítása és kiértékelése céljából az egyes mé-resek legfontosabb jellemzőit táblázatba foglaltuk. /1., az anyag, melyre alkalmazható. Ez elsősorban kontaktus-probléma, így, ahol a mérés eleve a kontaktus kiküszöbölésével készül, ott csupán ezt a tényt közöltük, tehát ez a mérés minden anyagra alkalmazható;

2. a módszerrel mérhető epitaxiális réteg legkisebb vastagsága;
3. a réteg ellenállás-tartománya;
4. a méréshez szükséges külön-leges berendezés;
5. a mérési eljárás destruktivitása;
6. a mért felület átmérője;
7. a pontosság és végül 8. a vonatkozó irodalom/.

Az egyes pontok alatti követelmények eléggé ellentmondó igényeket támasztanak a mérőberendezéssel, illetve a mérési módszerrel szem-ben, és így különböző célokra különböző méréseket kell használni. A kommersz Si és Ge epitaxiák gyors, viszonylag pontos és egysze-rű minősítéséhez legalkalmasabb a 3-tüs letörési feszültség mérés.

I. táblázat

Mérési módszer:	4-tűs mikrofej	Szemben-álló szondák	ékmód-szer	2-tűs módszer	3-tűs módszer	mikrohullámú reflexió	átmenő kapacitás	rétégkapacitás	thermo-feszültség	örvény-áram
arvas	Ge, Si	Ge, Si	Ge, Si	Ge, Si	Si Ge GaAs	Si, Ge	kontaktus nélkül	kontaktus nélkül	Si	kontaktus nélkül
rétégvastagság	> 100 μ	> 10 μ		> 1 μ	1...50 μ	> 10 μ	> 1 μ	> 1 μ		
ellenállás				10 ⁻³ ...10 ³ Ωcm	0,1...10cm 0,5...50cm 10 ¹⁵ 10 ¹⁹ /cm ³	10 ⁻³ ...10 ³ cm		10 ⁰ ...10 ³ cm	0,1... ...10cm	10 ⁻² cm
mérési eszköz	mikrofej	mikrofej				mikrohullámú felszerelés	kapacitás mérő híd			
deszt-ruktív	nem	nem	igen	nem	nem	nem	igen	igen	igen	nem
pontoság	5 %	5 %	10 %	15 %	10 %	10 %		> 10 %	100 %	
mérési felület átmérője	100 μ	10 μ		< 1 μ	< 1 μ	teljes felület	teljes felület	teljes felület		teljes felület
irodalom	/20/, /16/, /9/, /14/, /15/, /10/	/19/, /18/, /17/,	/22/, /18/, /23/,	/18/, /22/, /23/,	/37/, /36/, /41/, /43/, /35/, /34/, /42/, /40/, /38/, /32/, /44/, /30/, /31/, /33/, /35/, /36/, /37/, /38/, /39/		/45/	/46/, /	/27/	/48/, /49/, /50/

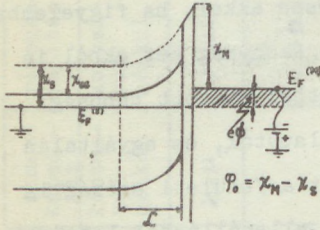
2. A töltéshordozó-koncentráció mérése

A tús méréseknél általában nem lehet külön a koncentrációt és külön a mozgékonytságot meghatározni. Vannak azonban olyan módszerek, melyek kizárólag a koncentrációra érzékenyek, és így valamelyik tús mérésből meghatározva az ellenállást, az alábbi mérések valamelyikéből a koncentrációt, a mozgékonytságot kiszámítható. Ennek nagy jelentősége van különösen akkor, ha figyelembe vesszük, hogy a felület közelében a mozgékonytságot két okból is megváltoztatja: a külső tér által a felülethez vonzott többségi töltéshordozókat befogják a felületi állapotok, és egyáltalán nem vesznek részt a vezetésben, másrészt a felületi szórás is csökkenti a mozgékonytságot, és ezért az ellenállásból leszűrt következtetések félrevezetőek lehetnek.

2.1. Dióda-kapacitás mérése

A legegyszerűbb és leginkább elterjedt módszer a koncentráció meghatározására a dióda-kapacitás, vagy a MOS-kapacitás mérés. A mérés tulajdonképpen a téreffektus néven ismert jelenséget használja ki: egy elektróda segítségével, mely lehet a félvezető felületétől szigetelővel elválasztott fémréteg, vagy akár a mérendő félvezetőrétegbe beötvözött, a félvezetővel diódát képező nagy koncentrációjú réteg, megváltoztatjuk a felület potenciálját, és így a többségi töltéshordozókoncentrációt. Míg azonban a szokásos téreffektusméréseknél a felület mentén beállott vezetőképességváltozást mérjük, amely mint említettük, egyaránt függ a koncentráció és a mozgékonytságtól (esetleg bekövetkező) megváltozásától is, addig jelen esetben a külső tér segítségével létrehozott kiürülési tartomány kapacitását mérjük, amely csak a kiürített réteg egyensúlyi koncentrációjától függ.

Vizsgáljuk meg egy kicsit részletesebben a dióda esetében elő-
 álló viszonyokat és az egyszerűség kedvéért az erősen szennyezett
 oldalt tekintsük fémnek. A 16. ábra jelölései: χ_M és χ_S
 a fém, ill. a félvezető kilépési munkája, χ_{OS} a félvezető un-
 külső kilépési munkája. A fémre kapcsoljunk pozitív feszültsé-



16. ábra

get, /mivel Φ az elektron po-
 tenciálja, ezért ekkor $\Phi < 0$ /.
 Az egyenirányító kontaktusok

elméletéből ismert, hogy ez a
 feszültség a félvezető-oldalon
 legnagyobbrészt a nagyellen-
 állású kiürülési tartományban
 esik. A Poisson-egyenlet és a

Boltzmann statisztika egyszerű alkalmazásával első közelítésben
 a potenciálesés parabolikus törvényt követ, és az L kiürülési
 tartományra:

$$L = \left[\frac{\epsilon (\varphi_0 - e\Phi)}{2\pi e^2 n_0} \right]^{1/2}$$

érték adódik, ahol n_0 a félvezető belsőjében az egyensúlyi kon-
 centráció. Ennek a rétegnek az ellenállása több nagyságrenddel
 nagyobb a félvezető n_0 koncentrációjú helyeinek ellenállásánál,
 és így elegendően nagy ω frekvenciák esetén mint kapacitív ellen-
 állás fog viselkedni. /Az ω frekvencia alsó határát abból a fel-
 tételből kapjuk, hogy a kiürülési tartomány reaktanciája sokkal
 kisebb legyen ohmos ellenállásánál./ A "kondenzátorra" váltakozó
 feszültséget kapcsolva azon tehát kapacitív áram fog folyni, ami
 azonban nem lesz egyenlő az $I=U/C\omega$ értékkel, mivel itt C a fe-
 szültségtől függ:

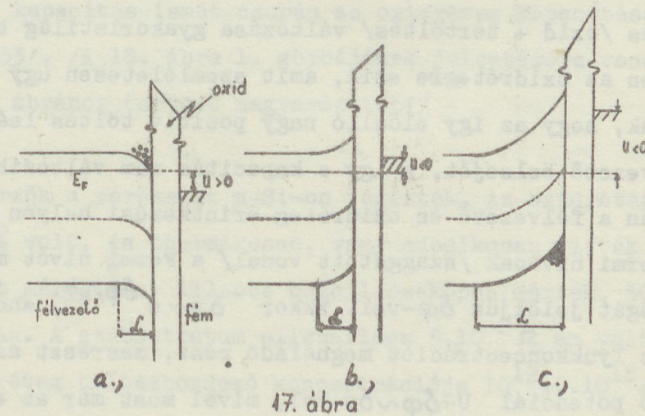
$$C = \frac{\epsilon A}{4\pi L} = A \left[\frac{\epsilon e^2 n_0}{8\pi (\varphi_0 - e\Phi)} \right]^{1/2}$$

ahol A a kontaktus keresztmetszete.

2.2. MOS-kapacitásmérés

Ugyanezen elv alapján határozzuk meg a MOS /Metall-Oxid-Semiconductor/ struktúra segítségével is a koncentrációt. Itt meg kell jegyezni, igen fontos, hogy a felületen levő állapotok ne zavarjanak, mivel azok jelenléte járulékos kapacitást hoz létre. A MOS struktúra kialakításánál a technológia biztosítja a felületi állapotok kiküszöbölését, mivel a félvezető felületére nem kívülről helyezünk oxidréteget, hanem a felületet oxidáljuk el és így az befelé haladva "bekebelezi" a felületi állapotokat. MOS struktúrák mérése esetén ismerni kell az oxidréteg vastagságát is a mérés kiértékeléséhez. /Ez azonban a mérés folyamán szintén kiadódik/.

C.Jund és R.Poirier a MOS elven működő Si-epitaxia meghatározást az ipari alkalmazás színvonalára fejlesztették /51/. /Kész berendezés kapható/. A mérésekből az oxidréteg vastagsága a következőképpen határozható meg: pl. n-típusu



17. ábra

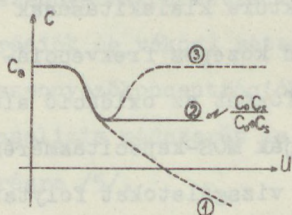
Si esetén, ha a fémelektrodára kapcsolt feszültség pozitív /17.ábra/, akkor nem elszegényedési, hanem dúsulási réteg keletkezik. Ekkor, kis amplitudójú váltakozó feszültséggel mérve, a kapacitás az oxidréteg C_o kapacitásával lesz egyenlő. Ha a feszültség az elektródán negatív irányba tolódik el /15.b ábra/, akkor megjelenik a mind nagyobb kiürülési réteg, melynek kapacitása, C_s , sorbakapcsolódik az oxidréteg kapacitásával, s így az eredő kapacitás

$$1/C = 1/C_s + 1/C_o$$

lesz.

Ha a feszültséget negatív irányban még tovább növeljük, a kondukciós-sáv és a valencia-sáv középvonala eléri a Fermi nívót /17.c.ábra/. A feszültség további növelésekor a sáv gyakorlatilag nem görbül tovább, mivel ilyenkor a sáv egy további kicsiny elgörbülése olyan mértékben növeli a "kisebbségi" töltéshordozók koncentrációját, hogy most már a felület közelében ők lesznek többségben /koncentrációjuk meghaladja az intrinsic koncentrációt/, a tértöltést most már ők képezik, és a teljes potenciálesés /oxid + tértöltés/ változása gyakorlatilag teljes egészében az oxidrétegre esik, amit szemléletesen úgy is kifejezhetünk, hogy az így előálló nagy pozitív töltés leárnýékolja a félvezető belsejét, s így a kapacitás nem változik. A 17.c. ábrán a félvezető és oxidréteg érintkezési helyén az intrinsic Fermi nívónak /szaggatott vonal/ a Fermi nívót meghaladó magasságát jelöljük $\delta\varphi$ -vel. Ekkor $\delta p \sim e^{\delta\varphi/kT}$, ahol δp az intrinsic lyukkonzentrációt meghaladó rész, másrészt az oxidrétegben eső potenciál $U - \delta\varphi \sim \delta p$ -vel, mivel most már az elekt-

ronok adta töltéssűrűség elhanyagolható. Vagyis: $\Delta U_{ox} \sim \delta p$ és $\delta \varphi \sim \ln \delta p$, tehát kvantitativé is nyilvánvaló, hogy δp növekedésével a teljes potenciálkülönbség egyre nagyobb hányada fog az oxidrétegre esni. Ez a leárnyékolás csak a kisfrekvenciájú /vagy egyenáramu/ előfeszítésre vonatkozik: a differenciális kapacitást előidéző nagyfrekvenciás jel ezen pozitív töltéseket nem tudja mozgatni, ezért a váltakozó áramu kapacitás úgy alakul, mintha ezek a pozitív töltések itt sem lennének. /Lásd még a 24. ábrához fűzött magyarázatot/. Ebben az esetben a feszültség függvényében a mért kapacitás a 18. ábra 2. görbéjét követi. A kisebbségi töltéshordozók Maxvell-féle relaxációs idejének



18. ábra

megfelelő frekvenciánál kisebb frekvenciákon azonban a kisebbségi töltéshordozók is résztvesznek a kapacitás képzésében, és amikor már elég nagy a koncentrációjuk, - szemléletesen szólva - tulajdonképpen ők alkotják a másik

fegyverzetet. /Mégpedig az oxidréteg belső oldalánál/. Így az eredő kapacitás ismét csupán az oxidréteg kapacitása lesz /52, 53/. /A 18. ábra 1. görbéjének jelentésére vonatkozóan lásd a 24. ábrához tartozó magyarázatot!/
 A szerzők a méréseket n-Si-on végezték. Az oxidréteg vastagsága 2000 Å volt, és thermikusan, vagy anodikusan vitték fel. A kapacitást mérőhídon, illetve oszcilloszkópon mérték, 500 KHz frekvencián. A szubsztrátum ellenállása $5 \cdot 10^{-2} \Omega$ cm volt. Az epitaxiális réteg töltéshordozó koncentrációja $10^{12} \dots 10^{18} / \text{cm}^3$ -ig változott, miközben az ezen koncentrációknak megfelelő tipikus mi-

nimális kapacitásértékek /az ábrán a telítettségi szakasz/
 10^{-10} F/cm²-től 10^{-6} F/cm²-ig változtak.

Megállapították, hogy a mérést sikerrel lehet alkalmazni
0,01 μ cm fajlagos ellenállásérték felett. Az epitaxiális
réteg vastagságának /a letörési feszültség méréséhez hason-
ló módon/ az elszegényedési réteg vastagsága az alsó határa.
Ennek értékei megtalálhatók a β -tűs mérési cikkekben /l.pl.
/34/.

C. Jund és R. Poirier munkájában részletes kalibrációt találunk a 10^{12} /cm³-től 10^{18} /cm³-ig terjedő koncentrációk intervallumára /51/. Ismertetik a MOS struktúra kialakításának technológiáját is. A méréseket szintén közepes frekvencián végzik. B.E. Deal és munkatársai főként az oxidáció alatti szennyeződés újraeloszlást vizsgálják MOS-kapacitásméréssel /54/. Igen részletes és kiterjedt vizsgálatokat folytatnak a különböző szennyezőknek a termikus oxidáció során való újraeloszlásáról, mégpedig Al, Bo, Ga, In, Sb, As, Ph esetére. Az általuk vizsgált rétegek hordozó-koncentrációja 10^{14} ... 10^{18} /cm³ között változott, az oxidréteg vastagsága 2000 Å volt. A MOS kapacitásmérés egy pontos és nagy érzékenységű módszer. Hátránya, hogy jelenleg csak Si esetén használható, mert egyéb félvezetőkön, ahol oxidációval nem lehet jól szigetelő oxidréteget létrehozni, a más uton felvitt szigetelő-, vagy oxidréteg alatt a felületi állapotok megmaradhatnak és teljesen hatástalaníthatják a mérést. Ha valamilyen nagyfrekvenciás vagy gyors impulzus-módszerrel sikerülne a felületi állapotok hatását kiküszöbölni, akkor a kapacitásmérésen alapuló koncentráció-meghatározás igen teljesítőképes mód-

szer lenne. /Ehhez a fent mondottak szerint az szükséges, hogy a felületi állapotok relaxációs ideje nagyobb legyen a többségi töltéshordozók Maxwell-féle relaxációs idejénél, hogy a többségi töltéshordozókat még megmozgató mérőfrekvencia a felületi állapotok számára már túl gyors legyen./

Differenciális kapacitásmérés alapján történő koncentráció-meghatározással foglalkoznak M.N.Iglicin és munkatársai, valamint D.Kahng és munkatársai is /55, 56/. A teljesség kedvéért megemlítjük, hogy az alapról történő leválasztással /57/, vagy nagyellenállásu alapon a Hall állandó és a vezetőképesség méréséből is meghatározható tisztán a hordozó-koncentráció /58/. Míg a MOS-kapacitásmérésen alapuló szennyezéskoncentráció meghatározás kis szennyezéskoncentrációk és vékony réteg esetén célszerű módszer, addig nagy szennyezőkoncentrációk tartományában a neutron aktivációs analízis módszerét is használják felületi koncentráció mérésre /5/.

2.3. Infra-reflexió

Egy egészen más elven alapuló módszer az u.n. plazma-él, vagy másképpen infra reflexiós eljárás /59/. Ha egy félvezetőre olyan frekvenciájú elektromágneses sugárzás esik, amelynek az energiája még nem elegendő a tilos sáv legyőzéséhez, vagy exciton keltéséhez, akkor a sugárzás két uton abszorbeálódhat: vagy fononok keltésével, vagy a töltéshordozók zónán belüli gerjesztésével. Foglalkozunk ez utóbbival. Ha az m^* effektív tömegű elektront $\psi_x e^{-i\omega t}$ elektromos térbe helyezzük, akkor mozgásegyenlete:

$$m^* \dot{v}_x = -e \mathcal{E}_x e^{-i\omega t}$$

lesz.

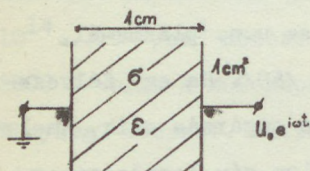
Ennek megoldása:

$$v_x = v_{x0} - \frac{e \mathcal{E}_x}{i\omega m^*} (1 - e^{-i\omega t}).$$

Ha bevezetjük a $\tau(t)$ relaxációs időt, mely az energiának, és így a sebességnek is függvénye, és figyelembe vesszük, hogy t ideig átlagosan $(1/\tau) \cdot \exp\{-t/\tau\}$ dt részecske él, valamint, hogy a $\langle v_{x0} \rangle = 0$ /thermikus egyensúlyban, közvetlen ütközés után nincs kitüntetett sebesség a rendszerben/, akkor a részecskék átlagos sebessége a fenti elektromos térben

$$\langle v_x \rangle = - \left\{ \frac{e\tau}{m^*(1+\omega^2\tau^2)} - \frac{i\omega\tau^2}{m^*(1+\omega^2\tau^2)} \right\} t_x e^{i\omega t}.$$

Vezessük be a komplex vezetőképességet, vagy komplex dielektromos állandót a következő módon /19.ábra/: egymástól 1 cm-re



49. ábra

lévő, 1 cm² felületű fémlapok között legyen σ vezetőképességű, ϵ dielektromos állandójú közeg. Most ahelyett, hogy a Maxwell egyenleteket felírnánk, /mely tulajdonképpen az exakt eljárás/, tekintsük ezt a rendszert egy

paralell kapcsolt $R = \frac{1}{\sigma} \frac{1 \text{ cm}}{1 \text{ cm}^2}$ ellenállás és egy $C = \frac{\epsilon}{4\pi} \frac{1 \text{ cm}^2}{1 \text{ cm}}$ kapacitásnak /éppen ezen helyettesítés jogosságát bizonyíthatjuk a Maxwell egyenletek felírásával/.

Ekkor:

$$I = U \cdot \frac{1}{Z} = U \left(iC\omega + \frac{1}{R} \right) = U \left(i \frac{\epsilon\omega}{4\pi} + \sigma \right), \quad \text{vagy}$$

$$j = \sigma \left(1 + \frac{i}{4\pi} \frac{\epsilon\omega}{\sigma} \right) \ell = \sigma^* \ell$$

ami egyuttal a komplex vezetőképesség definíciója.

Az elektromágneses hullámok α abszorpciós koefficiense $\alpha \sim \frac{\sigma}{\bar{n}}$
ahol \bar{n} a törésmutató, amire $\bar{n} = \epsilon^{1/2}$.

A $\langle \mathcal{V}_x \rangle$ -ra kapott formulából az áramot, és abból a komplex vezetőképességet, ebből pedig a dielektromos állandót kiszámíthatjuk:

$$I_x = \frac{ne^2}{m^*} \left\{ \left\langle \frac{\tau}{1+\omega^2\tau^2} \right\rangle - i\omega \left\langle \frac{\tau^2}{1+\omega^2\tau^2} \right\rangle \right\} \ell_x e^{i\omega t}.$$

Tekintetbevéve, hogy

$$\sigma^* = \sigma + \frac{i\omega}{4\pi} \epsilon,$$

az imaginárius részből:

$$\epsilon = - \frac{ne^2}{m^*} \left\langle \frac{\tau^2}{1+\omega^2\tau^2} \right\rangle.$$

Ez természetesen csak a "szabad" elektronok okozta dielektromos állandó. A teljes dielektromos állandóhoz hozzájárul a kristály polirozációjából származó rész is:

$$\bar{\epsilon} = \epsilon_L - \frac{ne^2}{m^*\omega^2},$$

ha még azt is feltesszük, hogy $\omega^2\tau^2 \gg 1$. /Ez a feltevés a szokásos félvezető anyagokra az infratartományban jogos./

Igen érdekes eset áll elő, ha ω éppen akkora, hogy $\bar{\epsilon} = 0$.

Ekkor $\bar{n} \rightarrow 0$ és $\alpha \rightarrow \infty$, tehát az abszorpció végtelenné válik. Ezt a kritikus frekvenciát:

$$\omega_P = e \left(\frac{n}{m_c \epsilon_L} \right)^{1/2}$$

nevezik plazma-sajátfrekvenciának. /A végformulában az effektív tömeget a vezetési effektív tömeggel helyettesítettük./ A fenti formulából látható, hogy abban a koncentrációtartományban, ahol a plazma-frekvencia még nem olyan nagy értékű, hogy az energia elegendő a sáv-sáv átmenethez, viszont az $\omega \gg 1$ feltétel teljesül, ismert m_c és ϵ_L esetén n , ismert n és ϵ_L esetén m_c meghatározható. /Ez utóbbira vonatkozik /60, 61/. /

A koncentrációmeghatározást epitaxiális rétegen n és p típusu GaAs esetére I.Kudman írja le /62/. A kalibrációt úgy készíti, hogy nem az abszorpciót, hanem a reflexiót vizsgálja, és ahol az eléri az 50 %-ot, azt veszi mérési pontnak. Mivel berendezésében a KBr prizma miatt a hullámhossz felső határa 50 μ volt, ezért a mérhető töltéshordozó koncentráció $10^{17}/\text{cm}^3$. A reflexióban azért választja az 50 %-os értéket mérési pontnak, mert kisebb reflexiók esetén jelentős lehet a szubsztrátummal való interferencia zavaró hatása. Hibát okozhat a felületi reflexió is, ezért úgy tűnik, hogy a módszer csak nagy felületi koncentrációk esetén kielégítően pontos. /Igen jó elfajult rétegekben/. Alacsonyabb töltéshordozó-koncentrációk esetére fűz fenti módszerhez megjegyzéseket Rawlins, aki Si vékony epitaxiális rétegen mért 0,03...60 Ω cm-ig, és közli a vastagság meghatározásának módját is. /63/. Gardner munkája n - és p -Si-ra /5.10¹²...5.10²⁰/cm³/ vonatkozik /64/.

Az általa használt spektroszkóp 2,5...25 μ -os hullámhossztartományban működik. H.A.Lyden a fent idézett plazmafrekvenciára pontosabb kifejezést ad /65/:

$$N = 4\pi^2 m^* c^2 \epsilon_0 (\epsilon_\infty - 1) / e^2 \lambda_p^2,$$

ahol új mennyiség a c fénysebesség, a frekvencia helyett a λ_p hullámhossz, ϵ_0 a vákuum dielektromos állandója, ϵ_∞ pedig a félvezető relatív dielektromos állandója. A méréseket Gardner egy "Perkin-Elmer 521" típusú infraspektrométerrel végezte. A megvilágított terület 2x5 mm² volt. Az $N \sim \lambda^2$ függvényt log-log léptékben ábrázolva nem adódott ki pontosan a /-2/-es faktor. Ugy tűnt, hogy nagyobb töltéshordozókoncentrációnál nagyobb volt az effektív tömeg. /1.19/a ábra/. A mérés reprodukálhatósága 3 %, más mérésekkel való összehasonlítása és egyéb tényezők figyelembevétele miatt maximális hibája ± 10 %.

/1. 19/b. ábra./

Ugyancsak ilyen módszert használnak koncentráció, vagy ennek ismeretében az effektív tömeg meghatározására T.R.Rawlins, W.G.Spitzer, valamint munkatársai /66, 60, 61/. Mivel a behatolási mélység éppen a plazmafrekvencián igen kicsi /"végtelen" abszorpció!/, ezért figyelembevéve gyorsaságát és nem destruktív voltát, bizonyos koncentrációértékeken felül a legjobb módszer. Fenti három mérési eljárást hasonlítjuk össze a II.táblázatban.

2.4. A Schlieren módszer

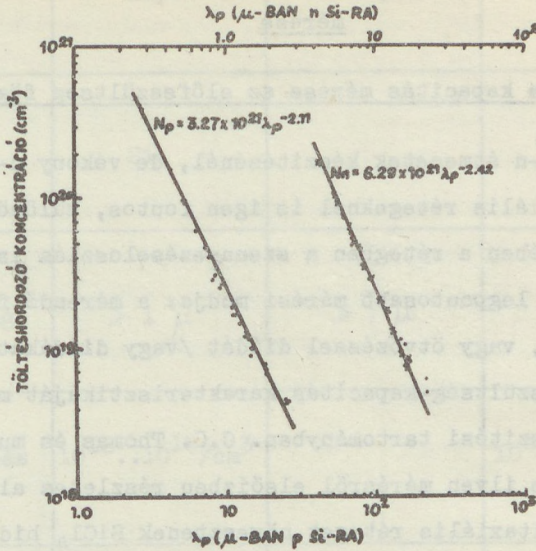
A Schlieren módszer alkalmas arra, hogy áteső fényben vastagság inhomogenitásokat vagy törésmutató inhomogenitásokat kimutassunk segítségével. /67/ Lényege a következő:

fényforrás fényét optika segítségével képpontba képezzük le. A képpontot takaró lemezzel letakarjuk. A leképző optika mögött helyezük el a vizsgálandó tárgyat. Ideálisan homogén tárgy esetén a takaró lemez fényt nem enged tovább. A tárgyban lévő inhomogenitások azonban a takaró lemez mellett fény továbbjutást tesznek lehetővé. Ezen sugárzás második leképző rendszerrel felfogható és a tárgy képe ezek segítségével előállítható.

Szerző kísérleteket végzett Si epitaxiális növesztése során a gázáramlás egyenletességének ellenőrzésére. Schlieren módszerrel sikerült az epitaxiális növesztést egyenletessé tenni.

Ugyancsak alkalmazható volt a Schlieren optika aktiválási inhomogenitások kimutatására. Ezen vizsgálatoknál azonban a felület egyenetlenségei zavarólag hatnak. Két különböző felállásban végzett méréssel azonban mind az aktiválási, mind a felületen fellépő rendellenességek nyomkövethetők. A kristály tömbjében jelentkező inhomogenitások kiméréséhez olyan sugárzásra van szükség, melyben a kristály még átlátszó, de a szennyezők okozta törésmutató változás már lényeges. Így a szerző Si-on végzett kísérleteit $1,2 \mu$ -nál végezhetette, amely hullámhosszra szokásos képátalakítók még rendelkezésre álltak.

Ge-on áteső fényű vizsgálatokat nem végeztek.



19.a. ábra

A plazma-rezonanciával, valamint már módszerekkel meghatározott C_0 értékek összehasonlítása

Minta száma	$C_0/cm^{-3}/$	$C_0/cm^{-3}/$
	plazma rezonancia	Egyéb módsz.
1042-1	5.4×10^{19}	5.7×10^{19}
1041-3	7.9×10^{19}	9.5×10^{19}
1047-2	2.5×10^{19}	1.9×10^{19}
1045-1	2.09×10^{19}	2.9×10^{19}
1050	7.7×10^{18}	6.8×10^{18}
1054-B-1	4.4×10^{18}	1.7×10^{18}
1057-2	5.9×10^{18}	6.3×10^{18}
1061-4	3.0×10^{18}	3.5×10^{18}
1060-B-2	4.0×10^{18}	4.9×10^{18}
1048-6	8.1×10^{18}	$9.5 \times 10^{18}(a)$
1046-7	7.8×10^{18}	$9.5 \times 10^{18}(a)$
1048-3	1.95×10^{20}	$2.9 \times 10^{20}(a)$
1046-4	1.95×10^{20}	$2.9 \times 10^{20}(a)$

a/ Ezeknek a mintáknak a koncentrációját neutron aktivációs analízissel határozták meg, a többiét differenciális-vezetőképesség méréssel.

19.b. ábra

3. A töltéshordozó koncentráció gradiensek mérése

3.1.1. Dióda kapacitás mérése az előfeszültség függvényében

Különböző p-n átmenetek készítésénél, de vékony n-n⁺, vagy p-p⁺ epitaxiális rétegeknél is igen fontos, különösen az átmenet közelében a rétegben a szennyezéseloszlás ismerete. Ennek egyik legpontosabb mérési módja: a mérendő felületen diffúzióval, vagy ötvözéssel diódát /vagy diódákat/ készítünk, és ennek feszültség-kapacitás karakterisztikáját mérjük a negatív előfeszítési tartományban. C.O. Thomas és munkatársai számolnak be ilyen mérésről első ízben részletes alapossgal /68/. Si epitaxiális réteget növesztenek SiCl₄ hidrogén redukciójával. A szubsztrátum 0,004...0,006 Ω cm ellenállású. A növesztett epitaxiális réteg vastagsága 7 μ volt. /Meredek junctionra a kapacitás feszültségfüggése:

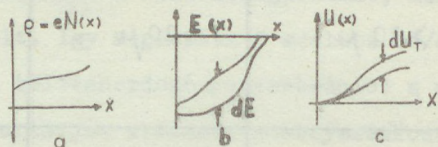
$$d(C^{-2})/dV = 2 / \epsilon eN . /$$

A mérés gyorsabb kivitelezése céljából nomogramot is közölnek, ahol dC/dV és C értékéből megkapjuk N-et. /N-ben 1.10¹⁴/cm³... ..1.10¹⁷/cm³-ig./ A mérést úgy végezték, hogy egy adott feszültségértéknél kiegyenlítették a kapacitásmérőhidat, majd a kiegyenlítést elrontva, kereken 1 %-kal arrébb állították, és ehhez megkeresték azt a feszültségértéket, melynél a hid újból kompenzálva volt. Így megkapták C mellett dC/dV-t, és így megállapították a töltéshordozó koncentrációt a mélység függvényében. A mérés korlátját alacsony szennyezésközpontokra a nagy kiürülési tartomány adja.

mérési módszer	MOS kap.	dióda kap.	infra reflexió
anyag	Si		Ge, Si GaAs
réteg- vastagság	$> 1 \mu$	$> 1 \mu$	
ellenállás	$10^{12} \dots 10^{18} / \text{cm}^3$		$10^{18} \dots 10^{20} / \text{cm}^3$
mérési eszköz	C-mérő		infra spektrom.
destruktív	igen	igen	nem
pontosság	1%		10..15%
mérési felület átmérője	$> 10 \mu$	$> 10 \mu$	teljes felület
irodalom	/53/, /51/, /52/, /54/,	/55/, /56/,	/63/, /36/, /64/, /61/, /60/,

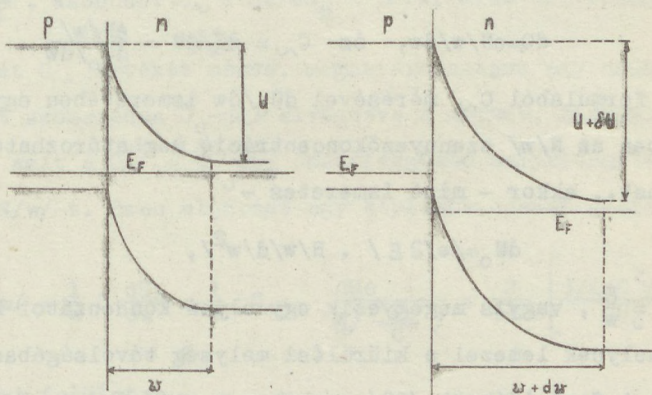
Fenti mérési eljárás elméleti alapjait J.Hilibrand és R.D.Gold tisztázták /69/. Schottky még 1942-ben mutatott rá arra, hogy a kapacitás-feszültségfüggéséből megállapítható a szennyezésprofil. Ha ismerjük a szennyezésprofil alakját /pl. lineáris, vagy lépcsős, stb/, akkor egy aránylag durva mérésből eldönthető, hogy az illető átmenet melyik ezek közül. Ha azonban egy általános profilt akarunk kimérni, akkor igen nagy pontosságú kapacitásméréseket kell végrehajtanunk. A szennyezés-koncentráció abszolút értékének ismeretéhez a p-n átmenet területét is tudni kell, ami legfeljebb 10 %-os pontossággal állapítható meg. Így abszolút szennyezés-koncentráció csak 20 % pontossággal, de szennyezés-profil 10 % pontossággal határozható meg! A részletes elméleti számításnál a következő feltevésekkel élünk: 1, az átmenet sík; 2, a szennyezés-koncentráció az átmenet egyik oldalán sokkal nagyobb, mint a másikon, így a kiürülési tartomány csak az átmenet egyik oldalára terjed ki; 3, a szennyezőatomok teljesen kiionizáltak; 4, a feszültség teljes egészében az átmeneten esik.

Teljesen általánosan, egy féloldalas átmeneten a tértöltést, a térerősséget és a potenciált a 20. a,b,c, ábrák mutatják.



20. ábra

A továbbiakban úgy tekintjük, hogy az N/x effektív szennyezéskonzentrációjú réteget előfeszítve, az egy bizonyos mélységig kiürül, és egy további δU potenciálváltoztatásra a kiürülési tartomány mélysége dW -vel megváltozik. /Ha a sáv-képben gondolkodunk, akkor az $N/x \neq \text{const.}$ feltételből következik, hogy a sáv külső tér nélkül sem egyenes, ill. nem "sima" görbe, de ezek a "kiemelkedések" sokkal kisebbek, mint a p-n átmenet, ill. a külső tér miatti görbület!/. Vagyis a w távolságig nincs, azontúl pedig teljes kiürülés van /21.ábra/.



21. ábra

Ha egy U potenciállal előfeszített rétegen váltóárammal kapacitást mérünk, akkor a $C_{\Delta} = I / \frac{dU}{dt}$ definícióval definiált C_{Δ} differenciális kapacitás a következő módon függ össze a $C = \frac{Q}{U}$ egyenlettel definiált "egyenáramu" kapacitással.

A C_{Δ} definíciójából:

$$C_{\Delta} = I / \frac{dU}{dt} = \frac{dQ}{dU} = \frac{dC}{dU} \cdot U + C$$

Nyilvánvaló, hogy egy konstans feszültségre szuperponált vál-

tőjellel éppen C_{Δ} -t mérjük, azaz abban az esetben:

$$C_{\Delta} = C_{\sim} = I/i\omega U.$$

Ezt a váltóáramu kapacitást a fenti összefüggés alapján úgy számítottuk ki, hogy meghatározzuk egy U_0 és egy $U_0 + \delta U_0$ előfeszítéshez tartozó kiürülési tartomány töltéseinek

$$dQ = Q/w + dw - Q/w$$

különbségét, ahol

$$Q/w = e \cdot \int_0^w N/x dx$$

Igy:

$$dQ = eN/w dw, \text{ és } C_{\sim} = dQ/dU = \frac{eN/w}{dU_0/dw}.$$

Ez utóbbi formulából C_{\sim} mérésével dU_0/dw ismeretében egy adott w mélységben az N/w szennyezőkoncentráció meghatározható. Ha $N/x = \text{const.}$, akkor - mint ismeretes -

$$dU_0 = e/2 \epsilon / \cdot N/w/d/w^2/,$$

amiből $C_{\sim} = \frac{\epsilon}{w}$, vagyis megegyezik egy olyan kondenzátor kapacitásával, melynek lemezei a kiürülési mélység távolságában vannak egymástól. A fent idézett /69/ munkában a szerzők - a Poisson egyenlet megfelelő határfeltételekkel való megoldása útján - bebizonyítják, hogy ugyanez az összefüggés érvényes $N/x \neq \text{const.}$ esetre is /természetesen teljes kiürülési approximációval./ Az ott közölt hosszadalmas matematikai eljárásból nem világlik ki, hogy itt valójában a következőről van szó. Adott U_0 felületi potenciálhoz tartozó w kiürülési mélységet az N/x ismerete nélkül nem tudom meghatározni. De a dU_0 -hoz tartozó dw növekmény független N/x -től, csak N/w -től, a tartomány szélén érvényes koncentrációtól és a w távolságtól függ. Ez azonban minden számolás nélkül azonnal nyilvánvaló, ha meggondoljuk, hogy dw -vel megnövelve

a kiürülési tartományt, a tértöltés miatti eddigi E/w elektromos térre szuperponálódott a kiürülési tartomány két szélén /az $x=0$ és $x=w$ helyeken /lévő $dQ = eN/w/dw$ egyenlő nagyságu, ellenkező előjeli töltések δE tere, és így a potenciálkülönbség megváltozása:

$$dU_0 = \int_0^w \delta E dx = \delta E \cdot w,$$

mivel két, egymástól w távolságban lévő síken egyenletesen elosztott töltések tere homogén.

A sikkondenzátor potenciálkülönbségének számítása alapján

$$\delta E = \frac{dQ}{\epsilon}, \text{ ahonnan: } C_N = dQ/dU_0 = \epsilon/w, \text{ mint állítottuk.}$$

Igy tehát C_N értékét mérve, meghatározhatjuk egy adott U_0 -hoz

w -t. Két szomszédos U_0 -nál elvégezve a mérést, kiszámítható

dU_0/dw , amit a $C_N = \frac{dN/w}{dU_0/dw}$ összefüggésbe helyettesítve meg-

kapjuk N/w -t. Ezen eljárást egy képletbe összefoglalva:

$$N/w = \frac{1}{e} C \frac{dU_0}{dw} = \frac{1}{e} C_N \cdot \frac{dU_0}{d \left[\frac{\epsilon}{C} \right]} = \frac{2}{e\epsilon} \left[\frac{d/l/C^2/}{dU_0} \right]^{-1},$$

egységnyi felületre.

Ha C nem egységnyi, hanem A nagyságu felületre vonatkozik, akkor:

$$A^2 \cdot N/w = \frac{2}{e\epsilon} \left[\frac{d/l/C^2/}{dU_0} \right]^{-1}, \text{ és } w = \frac{A\epsilon}{C_N}.$$

Ha feltesszük, hogy az U_0 egy kis tartományán belül igaz a $C = \frac{\text{const}}{(U_0 + \Phi)^n}$ összefüggés, akkor a C_∞ egy kis környezetében végrehajtott mérési sorozatból Φ és n értékét is megkaphatjuk mint U_0 függvényét.

Ez utóbbi számítást célszerűbb a

$$\log C_\infty = \log / \text{const} / - n \cdot \log / U_0 + \Phi /$$

alakból végezni.

Fentiekből kitűnik, hogy bár a mérés destruktív /kis ötvözött diódát kell készíteni/, de igen nagyszámu információt nyerhetünk belőle. M.A.Klein és H.Kressel lényegében hasonló elven határozzák meg az epitaxiális réteg szennyezés-profilját /70/. Két különböző előfeszültségen mérik egy, a rétegen készített dióda kapacitását és ellenállását. Az ellenállásváltozás:

$$\Delta R = (\rho/A)(\omega_2 - \omega_1).$$

/Jelölések mint fent/, a kapacitás:

$$C_1 = \frac{\epsilon A}{\omega_1}, \quad C_2 = \frac{\epsilon A}{\omega_2}$$

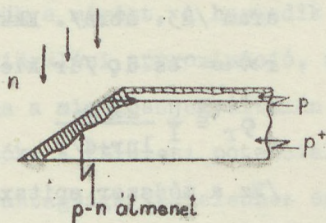
Ezekből:

$$\rho = \frac{\Delta R}{\epsilon(1/C_1 - 1/C_2)}$$

/A kapacitást Boonton-hiddal /71/ mérték. Az ellenállás mérésére kínálkozó több ut közül ők egy mikrohullámu állóhullám-arány mérést választottak. A mérés 2 GHz-en történt, 1 μ -onként 2... 14 μ mélységig határozták meg a szennyezésprofil. A mérendő ellenállások: 0,6-4 Ω 2 GHz-en! A kapacitások 2...20 pf olyan mintánál, ahol a dióda területe $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ cm² volt./

3.1.2. Kettős ferde csiszolat

A mélység menti inhomogenitás mérésének egy egészen más módja D.Kahng és munkatársai eljárása, az ugynevezett kettős-ferde csiszolat készítése /72/. A módszer elve igen egyszerű, kivitelezése azonban nagyon munkaigényes. A 22. ábrán látható módon ferde metszetet csinálunk, és felülről n-típusú szennyezést diffundáltatunk be. Így az anyagban lévő eredeti p típusú szennyezőeloszlástól függően egy p-n átmenet profil jön



22. ábra

létre. Ezt azután az előző ferdecsiszolatra merőleges másik ferdecsiszolat készítésével és szokásos p-n átmenet előhívási technológiával tesszük láthatóvá. A módszert

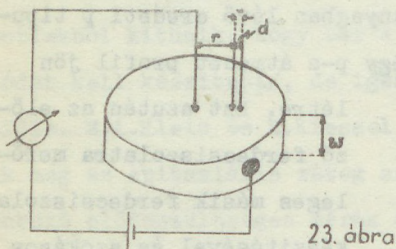
0,005 Ω cm-es, n típusú Si-ra, mint alapra növesztett 20 Ω cm-es 5 μ vastagságú epitaxiális rétegen próbálták ki jó eredménnyel. Az eljárás nyilván igen széles ellenállás és vastagsághatárok között alkalmazható, és nagy pontosság érhető el vele. Különleges berendezés nem kell hozzá, viszont destruktív és igen munkaigényes. Ugyanezt az eljárást taglalja P.Wang is /73/. Az u.n. lépcsős marási eljárás csak igen nagy töltéshordozógradiens jelenléte esetén alkalmazható, melyet ezért inkább diffúziós vizsgálatokhoz használnak /74/.

3.2 Felület menti gradiens mérése

Ugyancsak fontos, de egészen más problémát jelent az ellenállás felület mentén való változásának mérése. S.R.Bhola és munkatársai a vizsgálandó epitaxiális rétegre diffúziós mesatechnológiá-

val 100-200 db diódát készítettek, és ezek letörési feszültségének mérésével állapították meg az epitaxiális réteg homogenitását /75/.

A mérés pontos, de destruktív és igen munkaigényes. dr. Gergely György és munkatársa egy sajátos elektródaelrendezéssel tették érzékenyebbé a feszültségzondázást az inhomogenitás megállapítására /76/.



A körlemez alakú minta középpontjából sugárirányban folyik az áram /23. ábra/. Ekkor, ha $r \gg w$ és $d \varphi / dr$ kicsi:

$$\rho_r = \frac{U}{I} \frac{2\pi w}{\ln r + d/r}$$

/Ez a módszer epitaxiális rétegek mérésére közvetlenül nem alkalmas, de az elektródaelrendezés ötlete esetleg felhasználható./

L.J. Swartzendruber a klasszikus 4-tűs elrendezés esetére ad egy korrekciós táblázatot, ha a mintában inhomogenitás $\rho, \rho + \Delta \rho$ / van /77/. Természetesen a módszer csak akkor alkalmas, ha a tütávolság összemérhető a réteg vastagságával. Bulk anyag mérésére van kidolgozva, de epitaxiális rétegre is alkalmazható J.Oroszni fotofeszültség-mérése /78/. Segítségével Ge felületén az ellenállás inhomogenitást $\rho < 10 \Omega \text{ cm}$ esetén 30 %-os pontossággal, kontans élettartam mellett 3 %-os pontossággal lehet meghatározni.

4. A kisebbségi töltéshordozók élettartamának mérése a rétegben.

4.1. MOS-kapacitás módszer

Erre igen elegáns és alkalmas módszert javasol C.Jund és R.Poirier a MOS-töltéshordozó koncentráció mérésnél már idézett dolgozatában /51/. Mint a 18. ábrán látható /32. old./, a felület potenciáljának növelésével kétféle feszültség-kapacitás görbét mérhetünk, attól függően, hogy milyen frekvencián végezzük a mérést. A harmadik görbe /az ábrán az 1.számú/, az u.n. kiürülési approximáció, amely annak az esetnek felel meg, ha a mintában egyáltalán nem lennének kisebbségi töltéshordozók: a felületi potenciál növelésével a kiürülési tartomány vastagsága végtelenhez és a kapacitás nullához tartana. Kisebbségi töltéshordozó nélküli félvezető nem létezik, azonban ha a felületi potenciált olyan gyorsan változtatjuk meg, hogy a kisebbségi töltéshordozók ezt nem tudják követni, akkor az így előálló kapacitás meg fog felelni a kiürülési approximáció görbéjének. Az az időállandó, amellyel ez a kapacitás visszaalakul a 2.számú görbéhez tartozó kapacitásértékké, jellemző lesz a kisebbségi töltéshordozók élettartamára. Az elmondottakat a 24.a,b,c, ábrák szemléltetik: a jelenség pontos lefolyásának nyomonkövetéséhez a kisebbségi töltéshordozók felülethez áramlásának valamilyen modelljével kell élni. Lehetséges, hogy a kisebbségi töltéshordozók a felületre a félvezető belsejéből drift-árammal, vagy diffúzióval jutottak el. C.Jund mérései szerint az ilyen mechanizmus a kísérletileg megállapított időállandónál nagyobb értéket eredményezett volna, ezért felteszi, hogy a domináns jelenség a generáció. Ha U a generációs sebesség, és ez állandó a kiürülési tartományban,

akkor egy n-típusú anyagban:

$$\frac{dQ_p}{dt} = U \cdot e \cdot x_d$$

Az elektromos semlegesség követelményéből Q_s felületi töltést is figyelembe véve:

$$eN_d x_d + Q_p = Q_s$$

Ha $Q_s = \text{const}$ /MOS strukturánál a felületi állapotoknak elhanyagolható szerepük van/,

$$\frac{dQ_p}{dt} = e N_d \frac{dx_d}{dt} = U e x_d$$

Ezt x_d -re megoldva:

$$x_d = C \cdot \exp \left\{ - \frac{U}{N_d} \cdot t \right\}$$

Tehát a kiürülési réteg megváltozásának és így a kapacitásváltozásnak az időállandója:

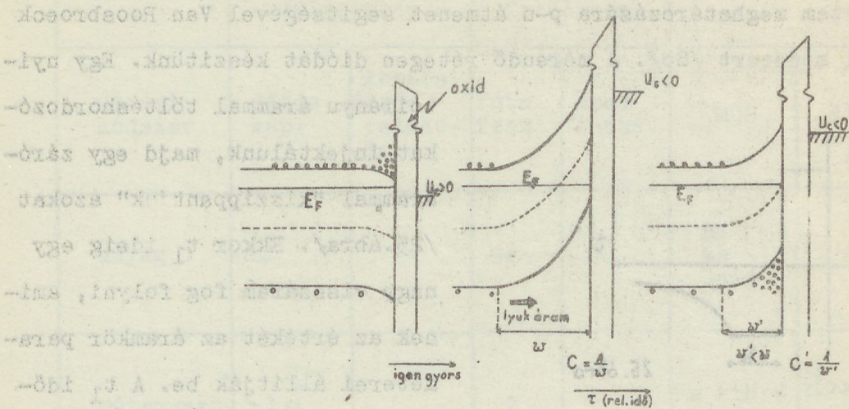
$$\tau = \frac{N_d}{U}$$

Kis töltéshordozó-koncentrációnál a generációsebesség és élettartam között a következő összefüggés van /79/:

$$U = n_i / \tau_0$$

ahol n_i az intrinsic koncentráció. Így a mért τ időállandóból a kisebbségi élettartamra:

$$\tau_0 = \tau \frac{n_i}{N_d} \quad \text{adódik.}$$



24. ábra

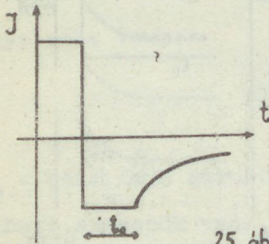
A méréseket Si n-n epitaxián végezték. Az alap $5 \cdot 10^{-2} \Omega \text{ cm}$, a réteg $10^{12} \dots 10^{18} / \text{cm}^3$ koncentrációju volt. Megvizsgálták Ge és GaAs esetén is τ_0 hőmérsékletfüggését. Nagy előnye a mérésnek, hogy sokkal kisebb időállandók meghatározására alkalmas, mint amelyet valójában mérni kell. /Tipikus példa: $\tau = 14 \text{ m sec}$, $\tau_0 = 1,4 / \mu \text{ sec}$./

A mérésből a különféle trap-effektusok kiküszöbölődnek a nagyfrekvencia miatt.

Megállapíthatjuk, hogy a MOS-mérés nem csupán a többségi töltéshordozó koncentráció, hanem a kisebbségi élettartam meghatározásának is egyik legjobb mérési módja. Meg kell jegyezni, hogy míg koncentrációmeghatározásra eddig kizárólag Si-on alkalmazták, addig az /51/ dolgozatban leírt élettartammeghatározást evvel a módszerrel Si mellett Ge és GaAs-on is elvégezték, bár az oxidréteg készítéséről ill. az ezekkel kapcsolatos problémák megoldásáról nem tesznek említést a szerzők.

4.2. Dióda holtidő technika

Élettartam meghatározására p-n átmenet segítségével Van Roosbroeck javasol módszert /80/. A mérendő rétegen diódát készítünk. Egy nyi-



25. ábra

tóirányu árammal töltéshordozókat injektálunk, majd egy záróárammal "kiszippantjuk" azokat /25.ábra/. Ekkor t_1 ideig egy nagy visszáram fog folyni, aminek az értékét az áramkör paramétereit állítják be. A t_1 időből az élettartam az

$$\text{erf} \left(\frac{t_1}{\tau} \right)^{1/2} = (1 + I_R/I_F)^{-1}$$

összefüggéssel határozható meg, ahol I_R és I_F a nyitó, ill. záróáram. Ha $I_R \approx I_F$, akkor $\tau \approx 4 \cdot t_1$. Evvel a módszerrel Si-on - 0,02 μsec150 μsec -ig terjedő élettartamokat határoztak meg. Az áramkör, ill. az oszcilloszkóp nagyfrekvenciás sajátságait javítva a méréshatár kiterjeszhető/.

4.3. Egyéb módszerek

P.Choput a foto-magneto effektust /PME/ javasolja az élettartam meghatározására /81/. A módszer alkalmazhatóságának feltétele $d \gg \alpha^{-1}$, és $d > L$, ahol d a réteg vastagsága, α az abszorpció együttható és L a diffúziós hossz. Méréseit 500...10.000 Ω cm-es Si-ban végezte. Kész tranzisztoron alkalmazható élettartam-mérést is találunk az irodalomban /82,83/. Fenti mérések összehasonlítására tekintsük a következő táblázatot:

	inhomogenitás				Élettartam	
	mélységben		felületen			
mérési módszer	dióda kap.	kettős ferde csiszolat	fotofesz	Mesa techn.	MOS	dióda
anyag	Si		Ge		Si Ge GaAs	Si
rétegvast.	$> 1 \mu$?		$> a$ kiürülési tart.	$d \gg (D_T)^{1/2} = L$ (diff.h.)
Ellenállás /élettartam/	10^{14} $10^{17}/\text{cm}^3$?	$< 10 \text{ncm}$		1 sec.	$0,02 \mu\text{S}$ $\dots 150 \mu\text{S}$
mérési eszköz	diffúzió kap-mérő	/diff. ferde csisz.	-	letörési fesz.	kapacitás	nagyfr. mérés
destruktív	igen	igen	nem	igen	igen	igen
pontosság	10% ill. 20%	10%	3.30%	10%	5%	
mérési felület átmérője	100μ	teljes felület feltérképezése	10μ	100μ	100μ	100μ
irodalom	/69/, /70/, /68/;	/72/ /78/	/78/	/75/	/51/	/80/;

A táblázatból tanulságként levonhatjuk, hogy a mélységi koncentrációeloszlás meghatározására teljesebb képet ad a kettős-ferdecsiszolat, de összehasonlíthatatlanabbul munkaigényesebb, mint a dióda-kapacitás módszer. A felületmenti inhomogenitás mérésének legegyszerűbb módja a fotofeszültség-mérés, de hasonlóképpen alkalmas erre a 2-, ill. 3-tűs módszer is, és ott a felület előkészítésének kisebb a szerepe. Élettartamuk esetén a MOS és a dióda módszerek mérési tartományban kiegészítik egymást.

A koncentráció meghatározásban az infra-reflexió módszere gyors és elegáns, de csak nagy töltéshordozó koncentrációknál alkalmazható.

5. Egyéb mérések

5.1. Az epitaxiális réteg vastagságának mérése

A főbb mérési módszerek:

- 1./ Ferdemetszet készítése, és az erős koncentráció-változás helyének kémiai előhívása.
- 2./ Infra-reflexió interferencia módszer: a réteg felületéről, valamint az "interface"-ről visszavert sugarak interferenciája.
- 3./ Infra ellipszométer.
- 4./ Lépcsős mérés; mérlegelés; egyéb.

A IV. táblázatban összefoglaltuk az interferencia-mérések legfontosabb adatait.

Megjegyzések: /84/-ben korrekciós faktort találunk az "interface" fázistolására. /85/-ben felmerül annak lehetősége, hogy vékony sugárral letapogatva a mintát, a vastagság felület-menti eloszlását is megkaphatjuk.

K.Sato /86, 87/ megállapítja, hogy az interferenciavonal erőssége érzékenyen függ a szubsztrát koncentrációjától, és a vonalak a hosszuhullámok felé tolódnak az nn^+ "interface"-ban lévő koncentráció növekedésével.

C. Glenn a vonaleltolódás precízebb, gyorsabb és könnyebb meghatározására dolgozott ki módszert /88/.

Ferdemetszet készítéssel W.L.Bond /89/, B.A. Joyce /90/ mér vastagságot. Si, GaAs esetén ugynevelett "görbe-metszet" készítését írja le B.M.Donald, amellyel még $0,2 \mu$ -os réteg vastagságát is $0,04 \mu$ pontossággal tudja mérni.

Mérési tartomány: $0,1-10 \mu$ /91/.

C.C. Allen maszknak segítségével történő lépcsős mérést ismertet, melyet ipari méretekben is alkalmaznak /92/. Magát a vastagságmérést egy "Cleveland Instr.Co. Mod. PA 615 PAR-AC" típusu elektronikus vastagságmérővel végezték.

W.G.Dash a feltételezetten az "interface"-en eredő "stacking fault"-ok lineáris méreteiből határozza meg a vastagságot /93/. Ez a módszer Si-ra jobb, mint Ge-ra.

A lehető legegyszerűbb vastagságmérés.

S.K.Tung említi a mérlegelést /94/. Ennek a módszernek azonban sok hátránya van. Az infra-ellipszométer használatát

A.R.Hiltonnál találjuk /95/. Ge és Si-ra alkalmazta, $1...10 \mu$ -os rétegekre, Ge-ra 9,6 %, Si-ra 6,7 %-os egyezést ért el az infraletapogatással. A mérések reprodukálhatósága 2,8 %, ill. 4,1 %. Az u.n. "repeztéses" módszert írják le /96/ és /97/ munkákban. Többsugár-interferenciát használ A.Tolanski, amivel $\pm 50 \text{ \AA}$ pontosságot ér el, azonban a módszer destruktív: 1000 \AA ezüstréteget kell felpárologtatnia /98/.

5.2. Hibahelyek kimutatása

A hibahely-struktúra vizsgálatát jelen összefoglaló keretében csak vázoljuk. A Si és Ge epitaxia növesztése közben keletkező hibahelyek természetét, növekedési mechanizmusát, kimutatási módjukat tárgyalja részletesen T.B.Light /99/, /100/, /101/, /102/. Vizuális megfigyelést írnak le C.A.Lenie /103/, Ju.A.Koncevoj /11/. A transzmissziós elektronmikroszkópia alkalmas a $10^7/\text{cm}^2$ feletti defektussűrűség kimutatására /104/ Ge-on 2000 Å-ig, Si-on 1000 Å-ig, Nagyobb vastagságok esetére G.H.Schwuttker közöl adatokat /105/. A Lang módszert alkalmazzák A.R.Lang /106/ és G.H.Schwuttker /107/. Egyéb módszereket ismeretnek: A.Tolansky /108/ és J.J.Gaeltieri /109/ munkáikban.

Végül három összefoglaló cikket említünk: C.H.Li /3/ az epitaxiális rétegek növesztése, alkalmazása és mérése területén egy igen alapos és átfogó összefoglaló munkát készített, mely felöleli az idevonatkozó irodalmat 1966-ig.

Ju.A.Koncevoj 1965-ig terjedő összefoglalója csupán a mérési módszerekkel foglalkozik, de jelen munkánál kevésbé részletezi /82/. C.C. Allen összefoglaló jellegű cikke /110/ inkább a Si epitaxia gyártása folyamán alkalmazott méréseket tárgyalja.

IV. Táblázat

anyag	Si	Si	
ellenállás /alap/	$10^{-3} \dots 10^{-2} \Omega \text{ cm}$	$0,007 \Omega \text{ cm}$	$0,01 \Omega \text{ cm}$
fázistolás	$0 \dots 4 \text{ rad}$	-	-
hull.h.	$2 \dots 40 \mu$	$8 \dots 16 \mu$	$2 \dots 20 \mu$
pontosság	-	5%	-
rétegvast.	-	$\begin{matrix} 250 \\ 1000 \end{matrix} \frac{\text{Å}}{\text{Å}}$	$< 1 \mu$
cikk	/84/	/85/	/98/

Mérési módszer		Destruktivitás	Rétegvastagság(μ)	Pontosság	Megjegyzések	
Vezetőképesség	Tűs mérések	4-tűs	nem	> 100	5%	
		3-tűs/letörési/	nem	> 1	10%	
		2-tűs/kifolyási/	nem	> 1	15%	
		szembenálló szondák	nem	> 10	5%	
		ékmódszer	igen		5%	
	Nagyfrekvenciás technika	mikrohullám	nem	> 10	10%	
		átmenő kapacitás	igen	> 1	10%	
		réteg kapacitás	igen	> 1	10%	nagy ellenállású mintákra
	Egyéb	örvényáram	nem			kis ellenállású mintákra
		termofeszültség	nem		100%	
Koncentráció profil	mély- ségi menti	dióda kapacitás	igen	> 1	10% 20%	
		kettős ferdeciszolát	igen	> 10		
	felü- leti menti	foto feszültség	nem	< 1	3...30%	
		dióda /mesa/	igen	> 1	10%	
koncentráció		infra reflexió	nem	< 1	10...15%	nagy koncentráció
		neutron aktiváció	nem			kis koncentráció
Élettartam		MOS-kapacitás	igen	> 1	5%	csak Si-ra
		PME-mérés	nem	< 1	10%	
		dióda holtidő	igen	diff.hossz		
Vastagság	infra	infra reflexió	nem	> 250 Å	5%	nagy konc.grad.
		ellipszometria	nem	> 500 Å	5%	
		ferdeciszolát	igen			
		repszítés	igen			
		lépcsős mérés	igen	> 50 Å	± 50 Å	
		hibahely	nem			legegyszerűbb
		mérlegelés	nem			átlagot ad
Kristálystruktúra	egy-kristályosság	röntgendiffrakció	nem	> 1		
		elektron diffrakció	nem	> 1		
		marás	igen	< 1		
	hiba- struktúra	marási kép	igen	< 1		
	infra interferencia	nem				

I r o d a l o m

Bevezetés

Az epitaxia fogalma, epitaxiális réteg készítése

/1/ Dorfman, V.F.: Transzportreakcióval növesztett epitaxiális germánium kristályosodásának vizsgálata.

Kandidátusi disszertáció tézisei, Moszkva, /1965/

Epitaxiális tranzisztortechnológia

/2/ Some Applications of Planar Epitaxial Silicon Transistors, Standard Telephones and Cables Limited, Tranzistor Division, England, /1962/

/3/ Li, C.H.: Epitaxial Growth of Silicon and Germanium I-/II/ Physica Status Solidi, 15, 2, 419 /1966/

/4/ Gutai László: Irodalmi összefoglaló az epitaxiális kristály-növesztésről /Intézeti használatra/ /1964/

/5/ Abe, T.-Nishi, Y.-Sato, K.: Recent Development in Epitaxi Toshiba Review Oct.-Dec. 36 /1966/

/6/ Schanable, G.L.-Hillegas, W.J.-Thornton, C.G.: Electrochem.Soc. N.Y.Meeting, Abstracts No. 129, /1963/

/7/ Crowell, C.R.-Sarace, J.C.-Sze, S.M.: Trans.Met.Soc.AIME 233 478 /1965/

/8/ Miller, K.J.-Grieco, M.I.-Sze, S.M.: Growth of Vanadium on Silicon Substrates Jour.Electrochem.Soc. 113 902 /1966/

Fizikai minősítő mérések

1. Vezetőképesség mérése

1.1 Vezetőképesség mérése ellenállásmérések alapján

- /9/ Kon'kov, V.L.: Vezető alapon lévő vékony félvezető rétegek
vezetőképessége
Fizika Tvordogo Tela, 2207, /1964/
- /10/ Brown, M.A.C.S.: Theory of the four-point probe technique as
applied to the measurement of the conductivity of thin
layers on conducting substrates
Brit. J. Appl. Phys. 17, 1143 /1966/
- /11/ Valdes, I.B.: The potentials of Infinite Systems of Sources
and Numerical Solutions of Problems in Semiconductor
Engineering
Proc. Inst. Radio Engrs. 42, 420 /1954/
- /12/ Smits, F.M.: Measurement of Sheet Resistivities with the
Four-Point Probe
Bell System Techn. J. 37, 711 /1958/
- /13/ Uhlir, A.: The Potentials of Infinite Systems of Sources
and Numerical Solutions of Problems in Semiconductor
Engineering
The Bell System Techn. J. 105, January /1955/
- /14/ Klimenko, A.T.: Négytűs mikromérőfej egykristályos réteg
fajlagos ellenállásának mérése
Priborü i Téhn'ika Ekszperimentü, 2, 222 /1963/
- /15/ Hora, H.: Zur Messung von Halbleiterschichten auf ander-
leitender Unterlage mit einer Fünfspitzenmethode
Z. angew. Phys. 15, 6, 491 /1963/
- /16/ Szilágyi Miklós - Miklósi László: To be published in
"HIKI Közlemények".

- /17/ Rubinstein, R.N.-Fisztul, V.N.: Félvezető kristályok felületi vezetőképességének meghatározása "ék"-módszerrel
Dokladü Akad' emii Nauk Sz.Sz.Sz.R., 125, 3, 542/1959/
- /18/ Schumann, P.A.-Hallenbach, J.F.: A Nouvel Four-Point Probe for Epitaxial and Bulk Semicond. Resistivity Measurements
J.of El-Chem.Soc. 110, 6, 538 /1963/
- /19/ Guszakov, N.I.: Lemez- és epitaxiális réteg fajlagos ellenállásának mérése szembenálló szondák módszerével
Zavodszkaja Laboratorija, 9, 1088 /1966/
- /20/ Rymaszewsky, R.: Empirical Method of Calibrating a 4-Point Microarray for Measuring thin-films sheet Resistance
Electronics Letters, 3, 2, 57 /1967/
- /21/ Van der Pauw: A Method of measuring specific resistivity and Hall-effect of discs of arbitrary shape
Philips Res.Rep. 13, 1, /1958/
- /22/ Mazur, R.G.-Dickey, D.H.: A spreading resistance technique for resistivity measurements on Silicon
J.Electrochem.Soc. 113, 3, 255 /1966/
- /23/ Schumann, P.A.-Hallenbach, J.F.: Paper presented at the Meeting of the El-Chem.Soc. September /1962/
- /24/ Gardner, E.E.-Schumann, P.A.-Goray, E.F.: Resistivity Profiles and Thickness Measurements on Multilayered Semiconductor Structures by the Spreading Resistance Technique
Meeting of the El.Chem.Soc.Philadelphia, Pennsylvania, Oct. /1966/ /I.B.M./

- 725/ Schumann, P.A. Jr., -Gardner, E.E.: Multilayer Potential
Distribution Technical Report. I.B.M. El-Chem. Soc.
Meeting Philadelphia Oct. 10-14 /1966/ Abs. No 165.
- /26/ Patrick, W.J.: Measurement of resistivity and mobility in
Silicon epitaxial layers on a control wafer
Solid-State Electronics 9, 3, 203 /1966/
- /27/ Batifol, E.-Duraffourg, G.: Determination du coefficient
de diffusion de L'arsenic dans le germanium par
mesure de la tension thermoelectrique
J. Phys. Radium 24, Suppl. to No 11, 207A /1960/
- /28/ Piotrowski, K.-Swiderski, J.: Fotowoltaiczna metoda pomiaru
opornosci wlasciwej wertwy epitaxijalnej
Przeegl. elektron. 6, 1, 39-41 /1966/
- /29/ Tihanyi Jenő: Observation of Surface phenomena on Semicon-
ductor devices by Light Spot Scanning Methode
Solid-State Electron. 10, 235-239 /1967/
- 1.2 Letörési feszültség /3-tüs módszer/
- /30/ Gardner, E.E.-Schumann, P.A. Jr.: Measurement of Resistivity
of Silicon Epitaxial Layers by the three-Point Probe
Technique
Solid-State Electronics 8, 165 /1965/
- /31/ Rindner, W.-Braun, J.: On the effects of elastic and plastic
deformation on p-n junctions in semiconductors
Proc. Int. Conf. on The Phys. of Semic. Exeter, 167 /1962/
- /32/ Streller, H.-Dittfeld, H.J.: Zur Bestimmung des spezifischen
Widerstandes von Ge-Epitaxieschichte nach dem
Durchbruchverfahren
Phys. Stat. Sol. 11, K121 /1965/

- /33/ Norwood, M.H.: Three-Point Probe Calibration for GaAs
J. of the El-Chem.Soc. 112, 8, 875 /1965/
- /34/ Pödör, Bálint szóbeli közlése
- /35/ Brownson, J.: A Three-Point Probe Method for Electrical
Characterisation of Epitaxial Films
J.El-Chem.Soc. 111, 8, 919 /1964/
- /36/ Frank, H.: Beitrag Zur Widerstande Messung von nn^+ und
 pp^+ -Epitaxial Schichten nach dem Durchbrucksverfahren
Phys.Stat.Sci. 18, 401 /1966/
- /37/ Dobos, P.J.H.-Kovács, F.S.: Measurement of the Resistivity
of Silicon Epitaxial Wafers
Solid Stat.Techn. 7, 28 /1964/
- /38/ Gardner, E.E.-Hallenbachn, J.F.Jr.-Schumann, P.A.Jr.:
Comparison of resistivity measurement techniques on
epitaxial silicon
Solid-State Electronics 6, 311 /1963/
- /39/ Allen, C.C.-Clevenger, L.H.-Gupta, P.C.: Evaluation Epitaxial
Layer Resistivity
J.of El-Chem.Soc. 113, 5, 508 /1966/
Megjegyzés: lásd még: 110

1.3 Nagyfrekvenciás technika

- /40/ Sindmayer, J.-Kutsko, M.: Reflection of microwaves from
semiconductors
Solid.State Electron 6, 377 /1963/
- /41/ Bichara, M.: Mesure de Resistivite des Couches Epitaxiales
de Germanium
Annales des Telecommunications 20, 1-2, 11-35 /1965/

- /42/ Bryand, C.A.-Grunn, J.B.: Noncontact Technique for the
Local Measurement of Semiconductor Resistivity
The Rev. of Scientific Instruments 36, 11, 1614/1965/
/43/ Allerton, C.L.-Seifert, I.R.: Resistivity measurement of
semiconductors on 9000 MHz
IRE tr. on Instrument 1-9, No 2 /1960/
/44/ Bahr, J.N.: Microwave Techniques in the Study of Semiconduc-
tors
Proc. JEEE, 51, 11, 1623 /1963/
/45/ Zerbit, M.-Schrenk, H.: Hochfrequenz-Leitwertmessung an
dünnen Halbleiterschichten
Z.für angewandte Physik 18, 2, 77 /1964/
/46/ Hunter, E.-Rausch, W.-Schmand, J.: Ein neues Verfahren Zur
Kontaktlosen Messung der Elektrischen Leitfähigkeit
dünnere Schichten
Z.Naturforschung 199, 1126-1127 /1964/
/47/ Kün'ev, M.K.: Félvezető paraméterek kontaktus nélküli mérése
Priborü i Teh'nika Ekszperimenta 2, 154 /1962/
/48/ Szurin, Ju.V.: Félvezető lemezek és epitaxiális rétegek faj-
lagos ellenállásának mérése kontaktus nélküli módszerrel
Zavodszkaja Laboratorija 2, 1086 /1966/
/49/ Johnson, E.W.-Johnson, H.H.: Technique for Measuring Position
Dependent Electrical Resistivity
Rev. of Sci.Instr. 35, 11, 1510-1516 /1964/
/50/ Szoboljev, V.Sz.: Örvényáramu veszteségmérések elméletéhez
Izveszt'ija Sz.O. A.N. Sz.Sz.Sz.R. 2, /1963/

2. Töltéshordozó koncentráció mérése

2.1 Dióda-kapacitás mérése /L.: 3.1.1 /

2.2 MOS-kapacitás mérése

- /51/ Jund, C.-Poirier, R.: Carrier Concentration and Minority Carrier lifetime Measurement in Semiconductor epitaxial Layers by the MOS capacitance Method
Solid-State Electronics 315-319 /1966/
- /52/ Grove, A.S.-Snow, E.H.-Deal, B.E.-Sah, C.T.: Simple Physical Model for the Space-Charge Capacitance of MOS Structures
J.Appl.Phys. 35, 3, 2458 /1965/
- /53/ Grove, A.S.-Deal, B.E.-Snow, E.H.-Sah, C.T.: Investigation of Thermally Oxidised Silicon Surfaces Using Metal-Oxide Semiconductor Structures
Solid-State Electronics 8, 145 /1965/
- /54/ Deal, B.E.-Grove, A.S.-Snow, E.H.-Sah, C.T.: Observation of Impurity Redistribution During Thermal Oxidation of Silicon Using the MOS Structure
J.El-Chem.Soc. 112, 308 /1966/
- /55/ Iglicin, M.N.: Félvezetők aktiv ellenállásának kontaktus nélküli mérése nagyfrekvencián
Izveszt'ija A.N. Azerbajdzsán Sz.Sz.R. 3 /1962/
- /56/ Kahng, D.-Manz, R.C.-Atalla, M.M.-Thomas, C.O.: Paper Presented at
Electr.-Chem.Soc.Meeting Detroit, October /1961/
- /57/ Ralph, R.-Ruth, R.-Marinace, J.-Dunlop, W.: Vapor-Deposited Single-Crystal Ge
J.Appl.Phys. 31, 6, 995 /1960/
- /58/ Szubasiev, V.K.: Töltéshordozó koncentráció és mozgékonyág mérése félvezetők felületi rétegében
Fizika Tvardogo Tela 2, 6, 1169 /1960/
Megjegyzés: lásd még: /35/ és /5/.

2.3 Infra-reflexió

/59/ Smith: Semiconductors

7. fejezet, 6. §.

/60/ Spitzer, W.G.-Whelan, J.M.: Infrared Absorption and Electron
Effective Mass in n-Type Gallium Arsenide

Phys.Rev. 114, 59 /1959/

/61/ Spitzer, W.G.-Fan, H.Y.: Determination of Optical Constants
and Carrier Effective Mass of Semiconductors

Phys.Rev. 106, 882 /1957/

/62/ Kudman, I.: A Nondestructive Measurement of Carrier Concentration
in Heavily Doped Semiconducting Materials and
Its Application to thin Surface Layers

J. of Appl.Phys. 34, 6, 1826-1827 /1963/

/63/ Rawlins, T.G.R.: Measurement of the Resistivity of Epitaxial
Vapor Grown Films of Si by an Infrared Technique

J.El.Chem.Soc. 111, 810 /1964/

/64/ Gardner, E.E.: Measurement of Diffused Semiconductor Surface
Concentrations by Infrared Plasma Reflection

Appl.Phys.Lett. 9, 12, 432 /1966/

/65/ Lyden, H.A.: Measurement of the Conductivity Effective Mass
in Semiconductors Using Infrared Reflection

Phys.Rev. 134, A1106, /1964/

/66/ Rawlins, T.R.: Paper Presented at Meeting of the Electrochem.
Soc.Sept. /1963/

2.4 Schlieren-módszer

/67/ Michel, H.: Anwendung des Toeplerschen Schlierenverfahrens
bei Halbleiteruntersuchungen

Telefunken-Röhre H. 45, 123-140

3. Töltéshordozó koncentráció profiljának mérése

3.1.1 Dióda-kapacitás mérése az előfeszültség függvényében

/68/ Thomas, C.O.-Kahng, D.-Manz, R.C.: Impurity Distribution in Epitaxial Silicon Films

J.El-Chem.Soc. 109, 11, 1055 /1962/

/69/ Hilibrand, J.-Gold, R.D.: Determination of the Impurity Distribution in Junction Diodes from Capacitance - Voltage Measurements

RCA Rev., 21, 245 /1960/

/70/ Klein, M.A.-Kressel, H.: Determination of epitaxial-layer impurity profiles by means of microwave-diodenmeasurements

Solid-State Electronics 6, 309 /1963/

/71/ Boonton Electronics Corporation, Parsipany, New - Jersey

3.1.3 Kettős ferde csiszolat

/72/ Kahng, D.-Thomas, C.O.-Manz, R.C.: Anomalous Impurity Diffusion in Epitaxial Silicon near the Substrate

J.El-Chem. Soc. 109, 11, 1106 /1962/

/73/ Wang, P.-Belikov, B.-Sils, V.-Berkitrenes, R.:

D.D.C. Rept. AD431, 993 /1964/

/74/ Fuller, C.S.-Dietzenberger, J.A.: Diffusion of Donor and Acceptor Elements in Silicon

J.of Appl.Phys. 27, 5, 544 /1956/

3.2 Felület menti gradiens mérése

/75/ Bhola, S.R.-Mayer, A.: Epitaxial Deposition of Silicon by Thermal Decomposition of Silana

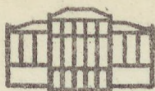
RCA Rev. 24, No4, 511 /1963/

- /76/ Gergely Gy.-Hantay Ö.: On the measurement of cross-sectional resistivity variation on semiconductor crystals
Solid-State Electronics 5, 416, /1962/
- /77/ Swartzendruber, L.J.: Four-Point Probe Measurement of non-uniformities in Semiconductor Sheet Resistivity
Solid-State Electronics 7, 413-322 /1964/
- /78/ Oroshnik, J.-Many, A.: Quantitative Photovoltaic Evaluation of the Resistivity Homogeneity of Germanium Single Crystals
Solid-State Electronics 1, 46 /1960/
4. Kisebbségi töltéshordozók élettartamának mérése
- 4.1 MOS-kapacitás módszer
- /79/ Shockley, W.: Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons
Phys. Rev. 87, 835 /1952/
Megjegyzés: lásd még /51/.
- 4.2 Dióda-holtidő technika
- /80/ Van Roosbroeck, W.-Buck, T.M.: in Transistor Technology 3
Biondis J.F.ed.,
Van Nostrand, Princeton, N.J. 315 /1958/
- 4.3 Egyéb módszerek
- /81/ Choput, P.-Blanc, D. stb.: Kisebbségi élettartam pontos meghatározása nagy ellenállású Si-ban
Electronics Letters 2, 6, 223-224
- /82/ Koncevoj, Ju.A.: Félvezető epitaxiális rétegek elektrofizikai paramétereinek vizsgálati módszerei
Priborü i Tehn'ika Experimentü 1, 5 /1965/

- /83/ Szubasiev, V.K.: Rekombinációs állandók meghatározása
p-n átmenetet tartalmazó fotoelem spektrális karakterisztikájából
Fizika Tverdogo Tela 2, 205 /1960/
5. Egyéb fizikai mennyiségek mérése
- 5.1 Az epitaxiális réteg vastagságának mérése
- /84/ Schuman, P.A.Jr.: Phase Shift Corrections for Interference Measurement of Epitaxial Layer Thickness
J. of the El-Chem.Soc. 113, 4, 368 /1966/
- /85/ Albert, M.P.-Combs, J.F.: Thickness Measurement of Epitaxial Films by the Infrared Interference Method
J.El-Chem. Soc. 109, 8, 709 /1962/
- /86/ Sato, K.: Infrared Interference Spectra Observed in Si Epitaxial Wafers
Solid-State El. 2, 771 /1966/
- /87/ Sato, K.:
J.Spectrosc.Soc.Japan. 11, 166 /1963/
- /88/ Glenn, C.-Bayley: Thickness Measurements of Sharp Thin Film Steps
The Rev.of the Sci.Instr. 37, 9, 1260 /1966/
- /89/ Bond, W.L.-Smits, F.M.: The Use of an Interference Microscope for Measurement of Extremely Thin Surface Layers
Bell Syst.Techn. J. 35, 1209 /1956/
- /90/ Joyce, B.A.: A Pulse staining method for delineating nn^+ and pp^+ junction in Si
Solid-State Electronics 5, 102 /1962/
- /91/ Donald, B.M.-Goetzberger, A.J.: Measurement of the Depth of Diffused Layers in Silicon by the Grooving Method
J.El-Chem.Soc. 109, 141 /1962/

- /92/ Allen, C.C.-Bylander, E.G.: Evaluation Techniques for
and Electrical Properties of Silicon Epitaxial Films
Semiconduc. Materials, N.Y.-London 15, 113 /1962/
- /93/ Dash, W.C.: A Method for Measuring the Thickness of
Epitaxial Silicon Films
J.Appl.Phys. 33, 2395 /1962/
- /94/ Tung, S.K.: in AIME Met.Soc.Conf. 15,
Ed J.B.Schroeder, : Interscience Publishers 87 /1962/
- /95/ Hilton, A.R.: Measurement of Epitaxial Film Thickness Using
an Infrared Ellipsometer
J.El-Chem.Soc. 113, 5, 472 /1966/
- /96/ Li, C.H.: Epitaxial Growth of Silicon
J.El-Chem.Soc. 109, 952 /1962/
- /97/ Jansen, B.: A Rapid and Accurate Method for Measuring the
Thickness of Diffused Layers in Silicon and Germanium
Solid-State Electronics 2, 14 /1961/
- /98/ Spitzer, W.G.-Tannenbaum, M.: Interference Method for
Measuring the Thickness of Epitaxially Grown Films
J.Appl.Phys. 32, 744 /1961/
- 5.2 Hibahelyek kimutatása
- /99/ Light, T.B.: Imperfections in Ge and Si Epitaxial Films
Metall.Semicond.Materials 15, 137-157 /1962/
- /100/ Mendelson, S.: Defect Formation in Epitaxial Films on Native
and Foreign Substrates
Surface Sci 6, 233 /1967/
- /101/ Mendelson, S.: Structural Defects in Epitaxial Films; Role
of Surfaces in Nucleation
Materials Sci.Eng.1, 42-64 /1966/

- /102/ Mendelson, S.: Stacking-Fault tetrahedra in 001
epitaxial Silicon Films
Mater.Sci.Eng. 1, 255-256 /1966/
- /103/ Lenie, C.A.: Characterization of Film Defects in Silicon
Epitaxial Wafers
Sem.Prod.Sol.Stat.Techn. 7, 8, 41 /1964/
- /104/ Booker, G.R.-Stickles, R.: Method of Preparing Si and Ge
specimens for examination by transmission electron
microscopy
Brit.J.Appl.Phys. 13, 446 /1962/
- /105/ Schwuttke, G.H.: X-Ray Diffraction Microscopy Study of
Imperfections in Silicon Single Crystals
J.Electrochem.Soc. 109, 27 /1962/
- /106/ Lang, A.R.: Studies of Individual Dislocation in
Crystals by X-Ray Diffraction Microradiography
J.Appl.Phys. 30, 1748
- /107/ Schwuttke, G.H.-Sils, V.: X-Ray Analysis of Stacking Fault
Structures in Epitaxially Grown Silicon
J.Appl.Phys. 34, 10, 3127 /1963/
- /108/ Tolansky, A.: Surface Microtopography
Wiley 190 /1960/
- /109/ Gaaltieri, J.C.-Kereman, A.J.: Analysis of Epitaxially Grown
Semiconductor Layers by Means of Light Figures
Rev.Sci.Instr. 34, 108 /1963/
- /110/ Allen, C.C.-Bylander, E.G.: Evaluation Techniques for and
Electrical Properties of Silicon Epitaxial Films
AIME Meeting, Los Angeles, August 113 /1961/
Megjegyzés: lásd még: /3/, /11/.



PUBLISHING HOUSE

OF THE HUNGARIAN ACADEMY OF SCIENCES

Karsa, B.E.F.: ELECTRICAL MEASURING INSTRUMENTS
AND MEASUREMENTS

827 pp. with figures. Cloth

\$ 28,00

Measuring instruments and methods of measurement in heavy-current electrotechnics are treated in this book. The main principles of measurement discussed and analysed in the first five chapters are followed by the description of the various types of electrical measuring instruments. Various measurements on electrical machines, transformers etc. are described in seventeen chapters.

Dobos, D.: ELECTROCHEMICAL MEASURING INSTRUMENTS

449 pp., 295 figures and several photos. Cloth + jacket

\$ 14,70

The author discusses the foundations of electronics and classifies the most important vacuum tube and transistor networks and electronic electrochemical laboratory instruments. He deals with electronic pH-meters, automatic potentiometric titrimeters, conductometers and high-frequency titrators (chemical oscillometers), dielectrometers, polarographs and coulometers, of which he presents the best known Hungarian and foreign types. He also describes various methods of locating faults. Some examples of simple apparatus that can be made at home are also described, i.e. tube-voltmeters for potentiometric titration, transistor conductometer, simple dielectrometer, etc.

PROCEEDINGS OF THE SECOND CONFERENCE ON DIMENSIONING
AND STRENGTH CALCULATION 1965 (edited by L.Kisbocskói)

606 pp., 184 figures, 45 tables. Cloth

\$ 16,00

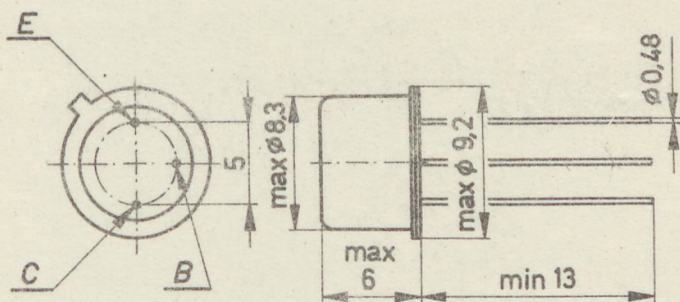
In this volume the results of the works of 46 lecturers from 15 different countries are presented. The lectures deal with the various problems in the dimensioning of machine parts, steel and light constructions, general design problems, stress and strain analysis, material fatigue and service life, and the problems of brittle fracture.

Distributor: KULTURA
Budapest 62, P.O.B. 149.





SILICON
NPN
PLANAR
TRANSISTORS



BF 177 npn silicon planar epitaxial transistor for use in the video power stage of black and white TV-receivers with small picture tube, or as reference oscillator in colour TV-receivers

BF 178 npn silicon planar epitaxial transistor for use in the video power stage of black and white TV-receivers

BFY 33 npn double-diffused silicon planar transistor

BFY 34 npn double-diffused silicon planar transistor

TUNGSRAM

MAGYAR
HUNGARICUS AKADEMIA
KÖNYVTÁRA

15451

