HÍRADÁSTECHNIKA

50.165

ORSZ. SZÉCHÉNYI KÖNYVTÁR

A HÍRADÁSTECHNIKAI TUDOMÁNYOS EGYESÜLET LAPJA

12

XX. ÉVFOLYAM, 12. SZÁM, 357–388 OLDAL, BUDAPEST, 1969. DECEMBER HÓ

1969. december, XX. évfolyam, 12. szám

HÍRADÁSTECHNIKA

A HÍRADÁSTECHNIKAI TUDOMÁNYOS EGYESÜLET LAPJA

TARTALOM

DR. REITER GYÖRGY: Üregrezonátorok csatolónyílását helyettesítő hálózat tulajdonságai 357
STEFÁNIAY VILMOS–KÜRTHY ZOLTÁNNÉ: Mechanikai feszültségek epitaxiális szilícium kristályokban 362
DR. PAPP ELEMÉR–FŐDÖR BÁLINT–DR. ZSINDELY SÁNDOR–LEGÁT TIBOR: Gallium-arzenid egykristályok előállítása és tulajdonságai 368
SZÉCHENYI KÁLMÁN: A pn–átmenet kapacitásának automatikus mérése 374
CSERI ÉVA: Dielektromos félvezetőeszközök 378
Megbízhatóságelméleti Kollokvium 383
Tartalmi összefoglalások 385
Обобщения 385
Zusammenfassungen 386
Summaries 386
Résumés 387

Szerkesztőség: BOGLÁR GYULA főszerkesztő, SZŐLLŐSI GYÖRGYNÉ szerkesztőségi titkár, BALOGH PÁL, DR. SÁRKÖZY GÉZA kandidátus és MAY PÉTER tudományos szerkesztők, DR. FLESCH ISTVÁN, DR. RUPPENTHAL PÉTER szerkesztőségi munkatársak. — A szerkesztőség címe: Budapest, V., Szabadság tér 5–6. III. em. 320. Telefon: 183-772 — A Híradástechnikai Tudományos Egyesület címe: Budapest, V., Szabadság tér 17. Telefon: 113-027

Szerkesztő bizottság tagjai: ALMÁSSY GYÖRGY kandidátus, BARTA ISTVÁN akadémikus, BATTISTIG GYÖRGY, BÍRÓ FERENC, BUDAI LAJOS, CZEGLÉDY GYÖRGY, ERDÉLYI JÁNOS kandidátus, GERGELY ÖDÖN, GIBER JÁNOS kandidátus, KATONA JÁNOS, a műszaki tudományok doktora, KŐMŰVES FRIGYES kandidátus, LAJKÓ SÁNDOR, MAGÓ KÁLMÁN, MAKÓ ZOLTÁN, NÁDAS TIBOR, POGÁNY KÁROLY, VALKÓ I. PÉTER, a műszaki tudományok doktora, VÍG ISTVÁN

INDEX: 25.375

HÍRADÁSTECHNIKA

Kiadja a Lapkiadó Vállalat Budapest, VII., Lenin körút 9–11. Telefon 221-285. Felelős kiadó: SALA SÁNDOR igazgató. Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető a Posta Központi Hirlapirodánál (Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850) vagy bármely postahivatalnál. Előfizetési díj: félévre 36 Ft, egész évre 72 Ft. Egyes szám ára: 6 Ft. Megjelenik havonta. Csekkszámlaszám: egyéni 61,254, közületi 61,066 vagy átutalás MNB 8. sz. folyószámlájára. A folyóirat külföldre előfizethető: „KULTURA" P. O. B. 149 Budapest, 62.

69.3349 Egyetemi Nyomda, Budapest. Felelős vezető: JANKA GYULA igazgató

HÍRADÁSTECHNIKA

A HÍRADÁSTECHNIKAI TUDOMÁNYOS EGYESÜLET LAPJA

DR. REITER GYÖRGY
Távközlési Kutató Intézet

Üregrezonátorok csatolónyílását helyettesítő hálózat tulajdonságai*

ETO 621.372.834.012.8

A mikrohullámú áramkörök megvalósításánál gyakran felhasználták a csőtápvonalba helyezett diszkontinuitásokat. Emiatt a diszkontinuitások tulajdonságainak meghatározásáról nagyon sok irodalmi közlemény jelent meg. MARCUVITZ [1], LEWIN [2], COLLIN [3] és mások különböző alakú iriszek és botok vizsgálatakor kimutatták, hogy a diszkontinuitás a csőtápvonal helyettesítő kapcsolásában egy párhuzamos admittanciával helyettesíthető. HARRINGTON [4] már egy bonyolultabb esetet tárgyal, amikor két egymással párhuzamos hossztengelyű, különböző alakú, homogén csőtápvonalat egy csatolónyíláson keresztül összeköt és ezt a csatlakozást egy söntölő admittanciával és egy ideális transzformátorral helyettesíti.

HARRINGTON modellje az 1. ábrán látható módon tovább általánosítható. Csőtápvonalak helyett tekintsünk két tetszőleges alakú, ideális vezetőanyaggal határolt üregrezonátort. (A későbbi számításoknál ezeket α- és β-val jelöljük.) Az üregek oldalfalainak egyrésze közös. A közös felületen egy f_0-al jelölt tetszőleges alakú, de egy meghatározott F_0 felület belsejébe eső csatolónyílás található. Feltesszük, hogy az üregek belsejét veszteségmentes homogén és izotróp anyag tölti ki. Mindkét üregrezonátort a határoló felületek rögzített $F_1^\alpha, \ldots F_l^\alpha, \ldots F_m^\alpha$ és $F_1^\beta, \ldots F_l^\beta, \ldots F_n^\beta$ felületdarabjainak belsejében levő, de önkényesen megválasztható alakú $f_1^\alpha, \ldots f_l^\alpha, \ldots f_m^\alpha$ és $f_1^\beta, \ldots f_l^\beta, \ldots f_n^\beta$ gerjesztő felületeken létesített tetszőleges eloszlású $E_{t_1}^\alpha, \ldots E_{t_l}^\alpha, \ldots E_{t_m}^\alpha$ és $E_{t_1}^\beta, \ldots E_{t_l}^\beta, \ldots E_{t_n}^\beta$ tangenciális elektromos tér gerjeszti. Itt is felmerül az a kérdés, hogy a csatolónyíláshoz rendelhető-e egy a gerjesztőfelületek alakjától független helyettesítő áramkör. A dolgozat célja ennek a tisztázása.

A szerző előbbi dolgozataiban ([5] és [6]) megadott eljárás szerint értelmezzünk az 1. ábrán levő üregrezonátorok mindegyik gerjesztő felületén és csatolónyílásán egy ortonormált teljes felületi sorfejtő függvényrendszert. Az üregrezonátorok gerjesztő felületeinek ismert és a csatolónyílás ismeretlen E_{t_0} tangenciális elektromos terét ezen függvényrendszerek szerint fejtsük sorba. (A sorfejtés pl. az α üreg l-ik csatolónyílásán

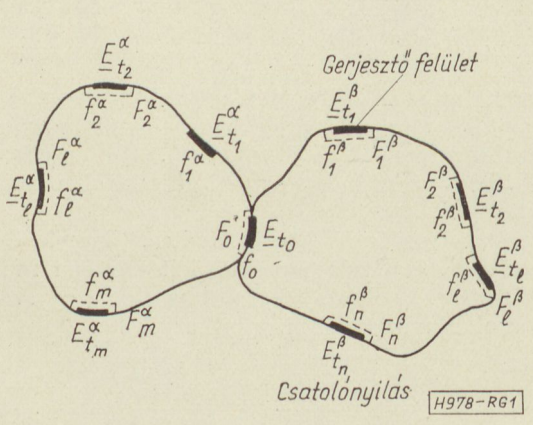
$$E_{t_l}^\alpha = \sum_{k=1}^{\infty} u_{kl}^\alpha \cdot e_{kl}^\alpha = \underline{\tilde{u}}_l^\alpha \cdot \underline{e}_l^\alpha$$

alakban adódik, ahol $e_{1l}^\alpha, \ldots e_{kl}^\alpha, \ldots$ a sorfejtő függvényeket és $\underline{e}_l^\alpha$ a belőlük alkotott végtelen dimenziós oszlop vektort, az $u_{1l}^\alpha, \ldots u_{kl}^\alpha, \ldots$ a sorbafejtés együtthatóit és az $\underline{u}_l^\alpha$ az együtthatókból képezett végtelen dimenziós sorvektort jelenti. A szerző idézett dolgozatai alapján az α üregrezonátort egy olyan áramkörrel helyettesítjük, amelyhez annyi kapocspár tartozik, ahány felületi függvénnyel fejtettük sorba a gerjesztőfelületek és a csatolónyílás tangenciális elektromos terét. Ha a helyettesítő kapcsolás kimenő kapocspárjaira az $E_{t_l}^\alpha$ és E_{t_0} függvénysorának együtthatóival megegyező feszültséget adjuk, akkor a kapocspárokból kifolyó áramokat az alábbi kifejezés írja le:

$$\underline{i}_l^\alpha = -\sum_{p=0}^{m} \underline{\underline{Y}}_{lp}^{\alpha-\alpha} u_p \qquad (1)$$

* A „III. Mikrohullámú Összeköttetések Kollokvium"-on elhangzott előadás alapján.

Beérkezett: 1969. VII. 4.



1. ábra

Az $\bar{\bar{Y}}^{\alpha}_{lp}$ az α üreget helyettesítő kapcsolás $\bar{\bar{Y}}^{\alpha}_{;}$ admittancia hyper mátrixának részmátrixa. Az [5] szerint az

$$\bar{\bar{Y}}^{\alpha}_{lp}=j\sum_{a=1}^{\infty} b^{\alpha}_{a}(\omega)\left(\bar{\underline{n}}^{\alpha}_{la}\cdot\tilde{\underline{n}}^{\alpha}_{pa}\right) \tag{2}$$

alakban adódik, ahol

$$b^{\alpha}_{a}(\omega)=\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}\cdot\frac{(\omega\sqrt{\varepsilon\mu})k^{\alpha}_{as}}{(k^{\alpha}_{as})^2-\omega^2\varepsilon\mu}\quad\text{vagy}\quad b^{\alpha}_{a}(\omega)=-\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}\cdot\frac{k^{\alpha}_{ai}}{\omega\sqrt{\varepsilon\mu}} \tag{3}$$

k^{α}_{as} és k^{α}_{ai} az α üregrezonátor elektromágneses terét sorfejtő függvényrendszer a-ik divergenciamentes H^{α}_{as}, illetve rotációmentes H^{α}_{ai} függvényének saját értéke.

ε = dielektromos állandó,

μ = permeabilitás,

az $\tilde{\underline{n}}^{\alpha}_{pa}=[\underline{n}^{\alpha}_{pa1},\ \ldots\ \underline{n}^{\alpha}_{pak},\ \ldots]$ sorvektor k-ik komponensét pedig az

$$\underline{n}^{\alpha}_{pak}=\int_{f^{\alpha}_{p}}(H^{\alpha}_{a}\times\underline{n})e^{\alpha}_{kp}\,df \tag{4}$$

integrálból kapjuk. (Itt már a H_{as} és H_{ai} függvényeket nem különböztetjük meg egymástól, hanem mindegyiket H_a-val jelöltük.)

Hasonló módon a β üregrezonátor helyettesítő kapcsolását is meghatározzuk. A két hálózatot a csatolónyíláshoz tartozó kapocspárok mentén összekapcsoljuk (2. ábra). Ha a csatolónyílás elektromos terét mindkét üreg felől azonos felületi függvényrendszerrel fejtettük sorba, akkor az

$$\bar{u}^{\alpha}_{0}=\bar{u}^{\beta}_{0}=\bar{u}_{0} \tag{5}$$

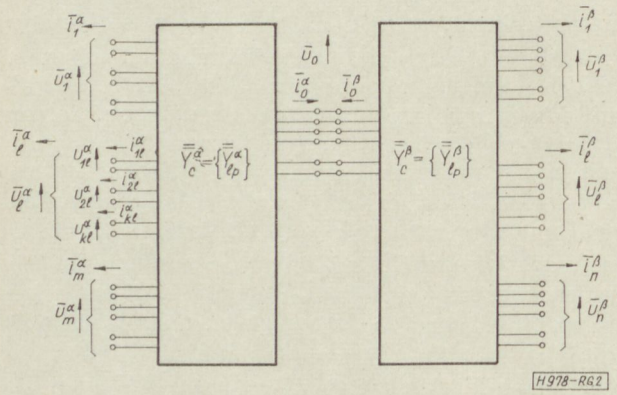
és

$$\bar{i}^{\alpha}_{0}=-\bar{i}^{\beta}_{0} \tag{6}$$

egyenlőségekhez jutunk.

A csatolónyílás helyettesítő hálózatának meghatározása

A 2. ábrán látható hálózat tulajdonságait könnyebben felismerhetjük, ha az $\bar{\bar{Y}}^{\alpha}_{00}$ és $\bar{\bar{Y}}^{\alpha}_{0l}$ ($l=1,\ \ldots\ \ldots\ m$) részmátrixok (2) kifejezésből adódó sorai kevesebb tagot tartalmaznak. Ennek érdekében az



2. ábra

üregrezonátor mágneses terét sorbafejtő függvényekből képezett $\{H^{\alpha}_{a}\}$ függvényhalmazt $\{H^{\alpha}_{2tk}\}$ és $\{H^{\alpha}_{1rk}\}$ diszjunkt részhalmazokra bontjuk fel.

$$\{H^{\alpha}_{a}\}=\left\{\bigcup_{t=1}^{M_\alpha}\{H^{\alpha}_{2tk}\}\right\}\cup\left\{\bigcup_{r=1}^{\infty}\{H^{\alpha}_{1rk}\}\right\};\qquad (M_\alpha<\infty) \tag{7}$$

A részhalmazok elemeit oly módon választjuk ki, hogy azok az α üregrezonátor $F_0, F^{\alpha}_{1}, \ldots F^{\alpha}_{m}$ felületein az alábbi arányossági összefüggéseket elégítsék ki:

$$H^{\alpha}_{2tk}(r)=\gamma^{\alpha 0}_{2tk}H^{\alpha}_{2t}(r)\quad\text{és}\quad H^{\alpha}_{1rk}(r)=\gamma^{\alpha 0}_{1rk}H^{\alpha}_{1r}(r)\quad\text{az } F_0\text{-on} \tag{8a}$$

$$H^{\alpha}_{2tk}(r)=\gamma^{\alpha l}_{2tk}H^{\alpha}_{2t}(r)\quad\text{és}\quad H^{\alpha}_{1rk}(r)=\gamma^{\alpha l}_{1rk}H^{\alpha}_{1r}(r)\quad\text{az } F^{\alpha}_{l}\text{-n} \tag{8b}$$

ahol a k index $1, 2, \ldots N^{\alpha}_{2t}$ vagy N^{α}_{1r} értékeket veszi fel,

$\gamma\,\vdots\,\vdots$-k valós együtthatók,

r az F felületek koordináta vektora.

Az [5] cikk alapján összevonjuk az $\bar{\bar{Y}}^{\alpha}_{00}$ és $\bar{\bar{Y}}^{\alpha}_{0l}$ részmátrixok sorának egy diszjunkt részhalmazhoz tartozó elemeit. Így a (2) formula helyett a következő kifejezéseket kapjuk:

$$\bar{\bar{Y}}^{\alpha}_{00}=\sum_{t=1}^{M_\alpha}B^{\alpha}_{2t0}(\omega)\left(\bar{\underline{n}}^{\alpha}_{2t0}\cdot\tilde{\underline{n}}^{\alpha}_{2t0}\right)+\sum_{r=1}^{\infty}B^{\alpha}_{1r0}(\omega)\left(\bar{\underline{n}}^{\alpha}_{1r0}\tilde{\underline{n}}^{\alpha}_{1r0}\right) \tag{9a}$$

$$\bar{\bar{Y}}^{\alpha}_{0l}=\sum_{t=1}^{M_\alpha}B^{\alpha}_{2tl}(\omega)\left(\bar{\underline{n}}^{\alpha}_{2t0}\cdot\tilde{\underline{n}}^{\alpha}_{2tl}\right)+\sum_{r=1}^{\infty}B^{\alpha}_{1rl}(\omega)\left(\bar{\underline{n}}^{\alpha}_{1r0}\cdot\tilde{\underline{n}}^{\alpha}_{1rl}\right) \tag{9b}$$

A (9*a*) és (9*b*) kifejezésekben levő $B^{\alpha}_{2tl'}$, $B^{\alpha}_{1rl'}$ ($l'=0,\ 1,\ \ldots\ m$) értékek az alábbi formulákból adódnak:

$$B^{\alpha}_{2tl'}(\omega)=\sum_{k=1}^{N^{\alpha}_{2t}}\gamma^{\alpha 0}_{2rk}\gamma^{\alpha l'}_{2rk}b^{\alpha}_{2tk}(\omega) \tag{10a}$$

$$B^{\alpha}_{1rl'}(\omega)=\sum_{k=1}^{N^{\alpha}_{1r}}\gamma^{\alpha 0}_{1rk}\gamma^{\alpha l'}_{1rk}b^{\alpha}_{1rk}(\omega) \tag{10b}$$

Az $\bar{\underline{n}}^{\alpha}_{2t0}$, $\bar{\underline{n}}^{\alpha}_{2tl}$, $\bar{\underline{n}}^{\alpha}_{1r0}$ és $\bar{\underline{n}}^{\alpha}_{1rl}$ vektorok komponenseit a (4) integrál összefüggésből számíthatjuk ki, úgy, hogy a H^{α}_{a} helyére a H^{α}_{2t} és H^{α}_{1r} függvényeket helyettesítjük. Hasonló átrendezést elvégezve a β üregrezonátor mágneses terét sorfejtő függvények halmazán és az $\bar{\bar{Y}}^{\beta}_{00}$, illetve $\bar{\bar{Y}}^{\beta}_{0l}$ részmátrixokon újabb egyenletekhez jutunk. Ezek az egyenletek csak annyiban különböznek a (7), (8) és (9), (10) összefüggésektől, hogy az α index helyett β indexet alkalmazunk.

Az üregrezonátorok között levő csatolónyílást helyettesítő hálózat tulajdonságait két tételben foglalhatjuk össze. Ezeket a tételeket az előbbi egyszerűsítések alkalmazásával bizonyíthatjuk be.

1. tétel:

Ha az $[\omega_a, \omega_b]$ frekvencia sávban teljesülnek a következő feltételek:

$$\text{a)} \quad \sum_{\substack{r=1 \\ (l=1,\dots \underline{m})}}^{\infty} |B^{\alpha}_{1rl}(\omega)| \cdot \left[\int_{F_0} (H^{\alpha}_{1r} \times \underline{n})^2 \cdot df\right]^{1/2} \cdot \left[\int_{F_l} (H^{\alpha}_{1r} \times \underline{n})^2 df\right]^{1/2} \leqq d \tag{11a}$$

$$\text{és} \quad \sum_{\substack{r=1 \\ (l=1,\dots \underline{n})}}^{\infty} |B^{\beta}_{1rl}(\omega)| \cdot \left[\int_{F_0} (H^{\beta}_{1r} \times \underline{n})^2 df\right]^{1/2} \cdot \left[\int_{F_l} (H^{\beta}_{1r} \times \underline{n})^2 df\right]^{1/2} \leqq d$$

b) az összes lehetséges f_0 csatolónyílás felületére értelmezett

$$\eta(r') = \int_{f_0} \left[\sum_{r=1}^{\infty} B_r(\omega)(H_{1r}\{r\} \times n)(H_{1r}\{r'\} \times n)\right] \psi(r) df \tag{11b}$$

integrál operátor, — amely tartalmazza a $\{H_{1r}\} = \{H^{\alpha}_{1r}\} U \{H^{\beta}_{1r}\}$ és $\{B_r\} = \{B^{\alpha}_{1r0}\} U \{B^{\beta}_{1r0}\}$ halmazok H_{1r} és B_r elemeit — kölcsönösen egyértelmű leképzést létesít a tetszőleges $\eta(r')$ és $\psi(r)$ függvények között $\left(\text{ha } \|\psi\|^2 = \int_{f_0} \psi^2 df = 1, \text{ akkor } 0 < m \leqq \|\eta\| \leqq M < \infty\right)$, akkor a két csatolt üregrezonátor az $[\omega_a, \omega_b]$ intervallumban három részből álló hálózattal helyettesíthető. A három részhálózat közül kettő a csatolónyílás, míg a harmadik a gerjesztő felületek alakjától független. A gerjesztő felületektől független hálózat $M = M_{\alpha} + M_{\beta}$ (a H^{α}_{2t} és H^{β}_{2t} függvények száma) számú kapocspárt tartalmaz. Ez a hálózat egy olyan $\underline{\underline{Z}}[Z_{tt'}]$ impedancia mátrixszal írható le, amelyre az alábbi tulajdonságok érvényesek:

a) $ReZ_{tt'}(\omega, f_0) = 0$

b) $ImZ_{tt'}(\omega, f_0) = ImZ_{tt'}(\omega, f_0) < \infty$

Bizonyítás:

A *Bessel*-egyenlőtlenség alapján belátható, hogy

$$|\bar{n}^{\alpha}_{1r0} \cdot \tilde{n}^{\alpha}_{1rl}| \leqq \left[\int_{F_0} (H^{\alpha}_{1r}\{r\} \times \underline{n})^2 df\right]^{1/2} \cdot \left[\int_{F_l} (H^{\alpha}_{1r}\{r\} \times \underline{n})^2 df\right]^{1/2} \cdot \bar{1} \cdot \tilde{\bar{1}} \tag{12}$$

ahol $\bar{1}$ a végtelen dimenziós egységvektor. A (11*a*) feltétel és a (12) segítségével kimutatható, hogy

$$\left| \underline{\underline{Y}}^{\alpha}_{0l} - \sum_{t=1}^{M_{\alpha}} B^{\alpha}_{2tl}(\omega)(\bar{n}^{\alpha}_{2t0}) \cdot \tilde{\bar{n}}^{\alpha}_{2tl}) \right| \leqq d(\bar{1} \cdot \tilde{\bar{1}}) \tag{13}$$

A (13)-ból következik, hogy $\underline{\underline{Y}}^{\alpha}_{0l}$ mátrix elemei az ω változó meromorf függvényei. Ez az eredmény általánosabb esetre vonatkoztatva [7]-ben is megtalálható.

Ha (11*a*) egyenlőtlenségben levő „*d*" állandó elég kis mennyiség, akkor a (13) alapján az $\underline{\underline{Y}}^{\alpha}_{0l}$-mátrix sor összes r indexű tagja az $[\omega_{\alpha}, \omega_{\beta}]$ frekvencia intervallumban elhagyható. Ilyen módon az α üregrezonátort egy újabb hálózattal helyettesíthetjük. Ennek az újabb hálózatnak az admittancia hipermátrixát az

$$\underline{\underline{Y}}^{\alpha}_{0l} = \sum_{t=1}^{M_{\alpha}} B^{\alpha}_{2tl}(\omega)(\bar{n}^{\alpha}_{2t0} \cdot \tilde{\bar{n}}^{\alpha}_{2tl}) \tag{14a}$$

$$\underline{\underline{Y}}^{\alpha}_{l0} = \sum_{t=1}^{M_{\alpha}} B^{\alpha}_{2tl}(\omega)(\bar{n}^{\alpha}_{2tl} \cdot \tilde{\bar{n}}^{\alpha}_{2t0}) \tag{14b}$$

és a változatlan $\underline{\underline{Y}}^{\alpha}_{00}$ és $\underline{\underline{Y}}^{\alpha}_{lp}$ $(p \neq 0)$ részmátrixokkal adhatjuk meg. Helyettesítsük be a (9*a*) és (14*a*), (14*b*) mátrixokat az (1) egyenletbe. Vezessük be az $\bar{u}_0$ és $\bar{i}_0$ változók helyett az alábbi egyenletekkel definiált V_{2t}, V_{1r}, I_{2t}, és I_{1r} új változókat:

$$\bar{i}^{\alpha}_0 = \sum_{r=1}^{\infty} \bar{n}^{\alpha}_{1r0} I^{\alpha}_{1r} + \sum_{t=1}^{M_{\alpha}} \bar{n}^{\alpha}_{2t0} I^{\alpha}_{2t} \tag{15a}$$

$$V^{\alpha}_{1r} = \tilde{\bar{u}}^{\alpha}_{1r_0} \cdot \bar{u}_0 \tag{15b}$$

$$V^{\alpha}_{2t} = \tilde{\bar{n}}_{2t0} \cdot \bar{u}_0 \tag{15c}$$

Ekkor az (1) egyenlet helyett az α üregrezonátor helyettesítő kapcsolásának áramai és feszültségei közötti összefüggést az

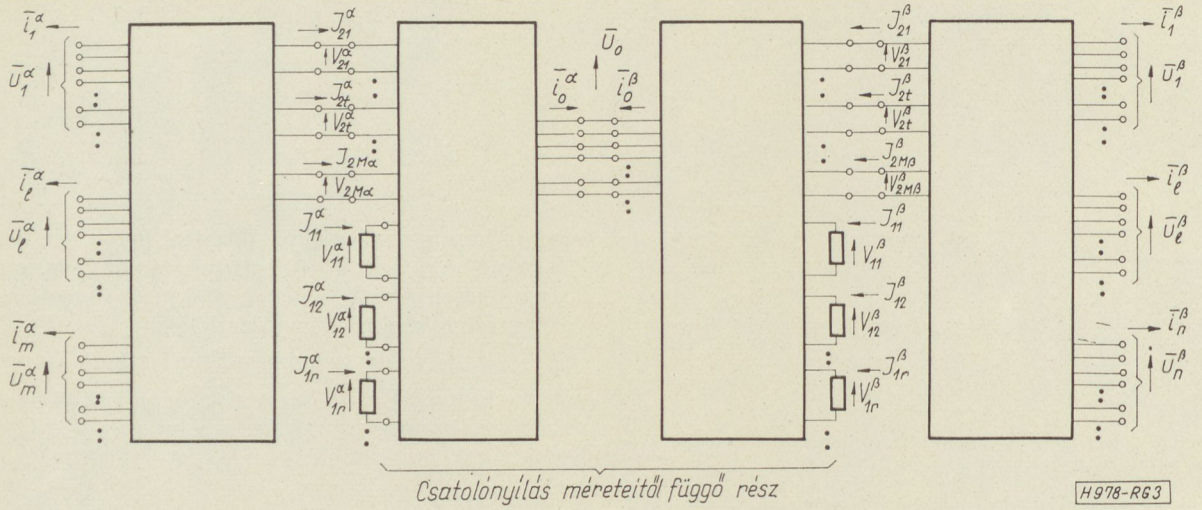
$$\bar{i}^{\alpha}_l = -\sum_{p=1}^{m} \underline{\underline{Y}}^{\alpha}_{lp} \bar{u}^{\alpha}_p - j \sum_{t=1}^{M_{\alpha}} B^{\alpha}_{2tl}(\omega) \bar{n}^{\alpha}_{2tl} V^{\alpha}_{2t} \tag{16a}$$

$$I^{\alpha}_{2t} = -jB^{\alpha}_{2t0}(\omega) V^{\alpha}_{2t} - j \sum_{l=1}^{m} B^{\alpha}_{2tl}(\omega)(\tilde{\bar{n}}^{\alpha}_{2tl} \bar{u}^{\alpha}_l) \tag{16b}$$

$$I^{\alpha}_{1r} = -jB^{\alpha}_{1r0}(\omega) V^{\alpha}_{1r} \tag{16c}$$

kifejezések írják le.

Hasonló módon egyszerűsítjük az $[\omega_a, \omega_b]$ intervallumban a β üregrezonátor helyettesítő kapcsolásának $\underline{\underline{Y}}^{\beta}_{0l}$ részmátrixát is. Ekkor a (16*a*), (16*b*) és (16*c*) formulákkal azonos alakú és β felső indexszel jelölt újabb egyenletcsoportot kapunk. Mindkét egyenletcsoport felhasználásával a 2. ábrán levő kapcsolás négy részáramkörre bontható (3. ábra). A (16*a*) kifejezésből következik, hogy a csatolónyílás alakja csak a két belső áramkör adatait befolyásolja. A két belső részáramkör viszont $M_{\alpha} + M_{\beta}$ számú kapocspárt tartalmazó hálózattá vonható össze, amely a csatolónyílást az $[\omega_a, \omega_b]$ intervallumban jellemzi. A 3. ábrából látható, hogy ennek a hálózatnak kimenőkapocspárjain az I^{α}_{2t} és I^{β}_{2t} áramok mérhetők. Ezeknek nagyságát, amint a (16*b*) egyenlet mutatja, a gerjesztő tangenciális elektromos terektől függő $\bar{u}^{\alpha}_l$ és $\bar{u}^{\beta}_l$ vektorok határozzák meg. Miután a gerjesztés tetszőleges lehet, ezért az I^{α}_{2t} és I^{β}_{2t} is bármely értéket felvehet. Ilyen módon ezt a hálózatot egy $\underline{\underline{Z}}[Z_{tt'}]$ impedancia mátrixszal tudjuk leírni. A $\underline{\underline{Z}}$ impedancia mátrix meghatározásához helyettesítsük be a (6) egyenletbe a (15*a*), (15*b*), (15*c*) és



3. ábra

(16*c*) egyenletek α és β üregrezonátorokra érvényes alakjait. Ebből a

$$\sum_{t=1}^{M_\alpha} \bar{n}^{\alpha}_{2t0} I^{\alpha}_{2t} + \sum_{t'=1}^{M_\beta} n^{\beta}_{2t'0} I^{\beta}_{2t'} = j \sum_{r=1}^{\infty} B^{\alpha}_{1r0} \bar{n}^{\alpha}_{1r0} (\tilde{\bar{n}}^{\alpha}_{1r0} \cdot \bar{u}_0) + \\ + j \sum_{r'=1}^{\infty} B^{\beta}_{1r'0} \bar{n}^{\beta}_{1r'0} (\tilde{\bar{n}}^{\beta}_{1r'0} \cdot \bar{u}_0) \tag{17}$$

összefüggéshez jutunk. Miután az I^{α}_{2t} és $I^{\beta}_{2t'}$ tetszőlegesen változhat a (17) csak akkor teljesülhet, ha az $\bar{u}_0$ vektort az I^{α}_{2t} és $I^{\beta}_{2t'}$ változók lineáris kombinációjaként írjuk fel

$$\bar{u}_0 = j \sum_{t=1}^{M_\alpha} I^{\alpha}_{2t} \bar{\varphi}^{\alpha}_t + j \sum_{t'=1}^{M_\beta} I^{\beta}_{2t'} \bar{\varphi}^{\beta}_{t'} \tag{18}$$

integrál egyenleteket nyerjük. Ezek az integrálegyenletek az $[\omega_a, \omega_b]$ intervallumban az előbbiekben bevezetett egyszerűsítések miatt csak közelítőleg ekvivalensek a Maxwell-egyenletekkel. A (11*b*) feltétel és a [8] irodalom alapján belátható, hogy a (20) intergálegyenleteknek létezik négyzetesen integrálható megoldása. A négyzetesen integrálható $\Phi_t(\omega,r) = \tilde{\bar{e}}_0 \cdot \bar{\varphi}_t$ felületi vektorfüggvény az I_{2t} gerjesztéshez tartozó tangenciális elektromos tér eloszlását írja le a csatolónyílás síkjában. A (15*c*) és (18) egyenletekből és a Parseval formulából a

$$V_{2t'} = j \sum_{t=1}^{M} I_{2t} \cdot \left[\int_{f_0} (H_{2t'}[r] \times \underline{n}) \cdot \Phi_t(\omega, \underline{r})\, \mathrm{d}f \right] \tag{21}$$

összefüggés adódik. A (21) összefüggésből kiolvasható a csatolónyílást helyettesítő hálózat $\bar{\bar{Z}}$ impedanciamátrixának $Z_{t't}$ elemei. A $Z_{t't}$-vel jelölt mátrix elemeket a

$$Z_{t't} = \mathrm{j} \int_{f_0} (H_{2t'}[r] \times \underline{n}) \Phi_t(\omega, \underline{r})\, \mathrm{d}f \tag{22a}$$

integrálból számíthatjuk ki. Szorozzuk meg a (20) integrál egyenletek t'-ik tagját $j\Phi_t$-vel és integráljuk f_0-ra, akkor a

$$Z_{t't} = -j \sum_{r=1}^{\infty} B_r(\omega) \left\{ \int_{f_0} (H_{1r}[r] \times \underline{n}) \Phi_t(\omega, r)\, \mathrm{d}f \right\} \left\{ \int_{f_0} (H_{1r}[r'] \times \underline{n}) \Phi_t(\omega, r')\, \mathrm{d}f' \right\} \tag{22b}$$

t és t'-ben szimmetrikus kifejezéshez jutunk. Ezzel az I. tételt igazoltuk.

Bontsuk fel a H_{1r} és H_{2t} függvényekből álló $\{H_{1r}\}$ és $\{H_{2t}\}$ függvényhalmazokat az alábbi módon:

$$\{H_{1r}\} = \{H_{1r_1}\} \cup \{H_{1r_2}\} \quad \text{és} \quad \{H_{1r_1}\} \cap \{H_{1r_2}\} = 0,$$
$$\text{ahol} \quad \{H_{1r_1}\} \neq 0; \quad \{H_{1r_2}\} \neq 0$$
$$\{H_{2t}\} = \{H_{2t_1}\} \cap \{H_{2t_2}\} \quad \text{és} \quad \{H_{2t_1}\} \cap \{H_{2t_2}\} = 0,$$
$$\text{ahol} \quad \{H_{2t_1}\} \neq 0; \quad \{H_{2t_2}\} \neq 0$$

A számítások egyszerűsítése érdekében a továbbiakban nem használjuk az α és β felső indexeket, hanem megfelelő átrendezéssel bevezetünk egy t vagy t' indexet, amely 1-től $M = M_\alpha + M_\beta$ számértékekig, az $1r_0$ helyett pedig r indexet, amely 1-től ∞-ig változik. A (17) és (18) kifejezésekből az ismeretlen valós $\bar{\varphi}_t$ vektorokra M számú egyenlet adódik.

$$\bar{n}_{2t0} = - \sum_{r=1}^{\infty} B_r(\omega) \bar{n}_r (\tilde{\bar{n}}_r \cdot \bar{\varphi}_t) \tag{19}$$

A (19) egyenleteket szorozzuk meg balról az $\tilde{\bar{e}}_0$ sorvektorral, majd használjuk fel a (4) integrál összefüggést, akkor a

$$H_{2t}(r) \times \underline{n} = - \sum_{r=1}^{\infty} B_r(\omega) \int_{f_0} (H_{1r}[r] \times \underline{n}) (H_{1r}[r] \times \underline{n}) \Phi_t(\omega, r')\, \mathrm{d}f' \tag{20}$$

Képezzük az egyes részhalmazokból a

$$\{H_u\}=\{H_{1r_1}\}\cup\{H_{2t_1}\}$$

$$\{H_v\}=\{H_{1r_2}\}\cup\{H_{2t_2}\}$$

halmazokat.

II. tétel:

Ha a $\{H_u\}$ és $\{H_v\}$ halmazok bármelyik H_u és H_v elempárjára

$$\int_{f_0}(H_u[r]\times\underline{n})(H_v[r]\times\underline{n})\,df=0 \tag{23}$$

akkor

$$Z_{t_1t_2}=0 \tag{24}$$

és a csatolónyílást jellemző hálózat két független részre bomlik szét.

Bizonyítás:

Képezzük tetszőleges valós δ_{r_2} és δ_{t_2} együtthatókkal a

$$H\times\underline{n}=\sum_{r_2}\delta_{r_2}(H_{1r_2}\times\underline{n})+\sum_{t_2}\delta_{t_2}(H_{2t_2}\times\underline{n}) \tag{25}$$

függvényt. Szorozzuk meg a (25) kifejezést $(H_{2t_1}\times n)$-el és integráljuk az f_0 felületre. A (20) és (23) formulák szerint:

$$\int_{f_0}(H\times\underline{n})(H_{2t_1}\times\underline{n})\,df=$$

$$=-\sum_{r_2}B_{r_2}\Big[\int_{f_0}(H_{1r_2}\times\underline{n})(H\times\underline{n})df\Big]\Big[\int_{f_0}(H_{1r_2}+\underline{n})\Phi_{t_1}df\Big]=0 \tag{26}$$

egyenlethez jutunk. A δ_{r_2}, δ_{t_2} együtthatók önkényes választása miatt a (26) egyenlet csak abban az esetben igaz, ha

$$\int_{f_0}(H_{1r_2}\times\underline{n})\Phi_{t_1}\,df=0 \tag{27}$$

Hasonlóan igazolható, hogy

$$\int_{f_0}(H_{1r_1}\times\underline{n})\Phi_{t_2}\,df=0 \tag{28}$$

Képezzük a $Z_{t_1t_2}$-t a (22*b*) formula alapján. Helyettesítsük be a (27) és (28) kifejezéseket, akkor a (24) képletet nyerjük.

Ha a $H_{2t_1'}$ és H_{2t_1} a $\{H_{2t_1}\}$ halmazba tartozik, akkor a (22*b*), (27) és (28) kifejezések szerint

$$Z_{t_1t_1'}=-j\sum_{r_1}B_{r_1}\Big[\int_{f_0}(H_{1r_1}\times\underline{n})\Phi_{t_1}'\,df\Big]\Big[\int_{f_0}(H_{1r_1}'\times\underline{n})\Phi_{t_1}'\,df\Big] \tag{29}$$

írható. A feltétel szerint $\{H_{1r_1}\}\neq 0$. Így a $Z_{t_1t_1'}$-nek legalább egy tagja van. Emiatt $Z_{t_1t_1'}\neq 0$. Tehát a csatolónyílást jellemző hálózat két független egy-egy impedancia-mátrixszal megadott részre bomlik szét. Ezzel a II. tételt igazoltuk.

Szorozzuk össze a (22*a*) alapján kiszámított $Z_{tt'}$ és $Z_{tt'}$ kifejezéseket, majd osszuk el a szorzatot a (22*b*)-ből nyerhető $Z_{tt'}$-vel, akkor a

$$Z_{tt'}=\frac{\Big[\int_{f_0}(H_{2t'}\times\underline{n})\Phi_t\,df\Big]\Big[\int_{f_0}(H_{2t}\times\underline{n})\Phi_{t'}\,df\Big]}{j\sum_{r=1}^{\infty}B_r\Big[\int_{f_0}(H_{1r}\times\underline{n})\Phi_t\,df\Big]\Big[\int_{f_0}(H_{1r'}\times\underline{n})\Phi_{t'}\,df\Big]} \tag{30}$$

formuiát nyerjük.

Az irodalomban [3] található módszer alapján bizonyítható, hogy a (30) formula variációja zérus, ha a Φ_t és $\Phi_{t'}$ függvények helyére a (20) integrálegyenletek megoldásait helyettesítjük. Így az ismert variációs módszert alkalmazhatjuk a csatolónyílást helyettesítő hálózat impedancia mátrixának meghatározására.

IRODALOM

1. *N. Marcuvitz:* Waveguide Handbook, McGraw-Hill.
2. *L. Lewin:* Advanced Theory of Waveguides, Iliffe.
3. *R. E. Collin:* Field Theory of Guided Waves, McGraw-Hill.
4. *R. F. Harrington:* Time-Harmonic Electromagnetic Fields, McGraw-Hill.
5. *Dr. Reiter György:* Szorosan csatolt üregrezonátorok helyettesítő kapcsolásának meghatározása Híradástechnika, 1966. december 361 old.
6. *G. Reiter:* Solution of Field Equations for Strongly Coupled Cavity Systems, Electromagnetic Wave Theory Proceedings of Symposium held at Delft, The Netherlands, p. 357.
7. *A. Csurgay:* The Network Representation of Electromagnetic Field Problems, Electromagnetic Wave Theory Proceedings of Symposium held at Delft, The Netherlands, p. 349.
8. *W. Schmeidler:* Integralgleichungen mit Anwendungen in Physik und Technik, Akademische Verlagsgesellschaft 1950.

STEFÁNIAY VILMOS*—KÜRTHY ZOLTÁNNÉ
Híradástechnikai Ipari Kutató Intézet

Mechanikai feszültségek epitaxiás szilícium kristályokban

ETO 539.374 : 546.28—162 : 548.73

Nagy teljesítményű szilícium kapcsolótranzisztor kifejlesztése során [1], bizonyos esetekben, a kollektorbázis diódák működésében rendellenességet tapasztaltunk. Feltevésünk szerint a mutatkozó nehézségek az epitaxiás növesztés hibáira voltak visszavezethetők, és a gyors és roncsolásmentes röntgendiffrakciós topográfiás módszer alkalmasnak látszott a kérdés tisztázására. 1967-től kezdődően rendszeresen végeztünk vizsgálatokat különböző szilícium egykristálylemezeken és az ezekre növesztett vastag (150—250 μm), sok foszforadalékot (10^{19} at/cm^2) tartalmazó homoepitaxiás rétegeken.

Tekintsük át röviden vizsgálataink első eredményét, amelyről más helyen már részletesen beszámoltunk [2, 3]. A rendelkezésünkre álló kísérleti adatok alapján a következő tényeket állapítottuk meg:

1. Az alaplemez és az epitaxiás réteg között az átmenet kristálytanilag nem tökéletes, hanem több 10 μm vastagságú deformált réteg mutatható ki.

2. Az alaplemez kristályszerkezete az epitaxiás növesztés következtében károsodik, diszlokáció-sűrűsége 1—2 nagyságrenddel megnő.

3. Az eredetileg sík felületű szeletek az epitaxiás növesztés után közel gömbfelület mentén deformálódnak. A görbületi sugarat kb. méter nagyságrendűnek találtuk.

Ebben a dolgozatunkban közöljük új eredményeinket, amelyek alapján lehetőség nyílik a tapasztalt jelenségek összefüggéseinek, illetve okainak tisztázására.

Irodalmi áttekintés

Az alaplemez és epitaxiás réteg között mutatkozó deformáció esetünkben szilícium homoepitaxiára vonatkozik. Ugyanakkor hasonló jellegű megállapításokat elsősorban a heteroepitaxia szakirodalmában találtunk.

Meieran [4] az $1 \cdot 10^{19}$/cm^3 töltéshordozó koncentrációjú Ge-hordozó és a ránövesztett (1—15 μm; $1 \cdot 10^{18}$/cm^2) GaAs epitaxiás réteg szerkezetét különkülön vizsgálta. Már néhány μm-nél vastagabb réteg esetében is [110] irányú diszlokációk megjelenését tapasztalta mind az alaplemezen, mind az epitaxiás rétegben. A deformációs sáv keletkezésének oka szerinte a hordozók és a film eltérő rácsparamétereiben rejlik.

Lényegében hasonló megállapításra jut Grenning [5] GaAs hordozóra epitaxiásan növesztett GaAsP mintái esetében: a rácsállandók különbségének hatására a határfelületen feszültség támad, amely diszlokációkká képes feloldódni a növesztés folyamán, ill. után. Megfigyelte, hogy a diszlokációsűrűség a minta vastagságától is függ, és hogy a GaAsP/GaAs átmenet folyamatossá tételével (lépcsőzetesen emelve a foszfor adalékkoncentrációt) a feszülség csökkenthető.

Conrad [6] GaAs egykristályhordozón 39 μm Ga_xIn_{1-x} As ötvözetet növesztett. Azt tapasztalta, hogy az epitaxiás szelet gömbfelületnek megfelelően görbül, éspedig az ötvözet InAs tartalmának növelésével egyre erőteljesebben. A görbültséget egyszerű optikai módon szemlélteti, és szintén a rácsállandók különbségével indokolja.

Williams [7] hasonló mintákat (GaAs hordozóra növesztett epitaxiás $GaAs_{1-x}P_x$ rétegeket) vizsgálva megállapítja, hogy az epitaxia-hordozó határfelületen extrém nagy diszlokációsűrűség lép fel, valószínűleg a rácsállandó-különbség következményeként.

A heteroepitaxiás átmenetek esetében több szerző azonban arra hivatkozik, hogy a hordozó és epitaxia hőtágulási együtthatóinak különbsége az alaplemez és a film deformációjának — ha nem is egyedüli — oka.

Dumin [8] az egykristályos zafiron növesztett 1—46 μm vastag epitaxiás Si-réteg hatására létrejött deformációt optikai úton mérte, a szeletek lehajlásából számította a görbületi sugarat és a lemezben keletkezett feszültségeket. Azt tapasztalta, hogy a deformáció arányosan fokozódik az epitaxia vastagságával és csökken a hordozó-vastagság növekedésével. Hasonló eredetű deformációt észlelt spinel hordozóra növesztett Ge epitaxiás lemezeken [9]. Szerinte a germánium filmre kompressziós erő hat, mivel a hordozó hőtágulása nagyobb. A hőtágulási együtthatók különbsége alapján számította a σ deformációs feszültség nagyságát.

Schlötterer [10] hasonlóképpen spinelre növesztett, epitaxiás Si mintáin a hőtágulási együttható különbözőségének alapján végzett számításokat. A hőtágulási együtthatókat dilatometriásan mérte.

Igen érdekes Holloway és Bobb munkája [11], akik germániumon GaAs epitaxiás szerkezeteket vizsgáltak röntgendiffrakciós topográfiával. Dolgozatukban Meieran megállapításain (a Ge hordozóban a GaAs epitaxiás réteg eltávolítása után is fennmaradó csúszási hibák) túlmenő következtetésre jutottak, mégpedig arra, hogy a lemezek az epitaxiás felület felől tekintve konkáv alakban, gömbfelület mentén torzultak, 1—10 m-es görbületi sugárral. A jelenség magyarázatához nem tartják elégségesnek a rácsállandóbeli különbséget, mivel ezt a növesztés hőmérsékletén, amikor mind a Ge, mind a GaAs plasztikus, diszlokációk kompenzálhatják. A szerzők

* Jelenlegi címe: E.I.V.R.T. Fényforrás kutatási Főosztály, Alapanyagvizsgálat.

Beérkezett: 1969. VII. 31.

feltételezik, hogy a lehűléskor a hordozó és az epitaxia különböző összehúzódásának is szerepe van a rácshibák keletkezésében és a rugalmas feszültségek kialakulásában. Különböző megfontolások alapján elsődlegesnek tartják a tapasztalt görbület magyarázatára a hőtágulási együtthatók közötti eltérést. A feltevés bizonyítására a hőtágulási együtthatókra vonatkozó adatok hiányában azonban nem volt módjuk.

A homoepitaxiára vonatkozóan Schwuttke közleményeiben [12—13] találhatjuk a következő alapvető felismeréseket: az epitaxia és a hordozó határfelületén feszültségek ébredhetnek. Ennek okát a két réteg közötti adalékkoncentráció-gradiens okozta rácsállandó különbségben kereste. Schwuttke nagy (10 ohmcm) és kis fajlagos ellenállású, (10^{-3} ohmcm) bór adalékot tartalmazó Si alaplemezeket használt. Az epitaxiás réteg adalékszintjét úgy alakította ki, hogy a koncentráció gradiense az átmeneten 10^4 nagyságrendű legyen. Az erősen adalékolt hordozón bórral gyengén adalékolt, a nagy fajlagos ellenállású alaplemezen sok bór-adalékot tartalmazó, 10 μm vastag epitaxiás réteget növesztett. Ilyen szerkezetű homoepitaxiás kristálylemezekről készült topogramokat mutat be idézett cikkében. Felhívja a figyelmet arra, hogy a hordozó és az epitaxiás réteg bórkoncentráció különbsége az átmeneten „misfit" diszlokációkat idézett elő. A felvételeken jól látható, hogy ezek a kristálylemezek görbültek. A topogramok kiértékelhetőségét igen lerontja az elasztikus feszültségek megjelenése. Deformációt idézhet elő a felületi roncsolt réteg, SiO_2- vagy fémréteg jelenléte is a Si felületen. A görbület miatt a reflexiós helyzet többszöri utánállítására van szükség, ill. a Schwuttke által kifejlesztett „SOT" technika alkalmazására [13]. A szerző több kiváló minőségű felvételt mutat be, amelyeket a SOT-módszerrel készített, de így elvesztek a görbültségre vonatkozó információk.

Igen kézenfekvő, hogy hosszú időn keresztül nem terelődött a figyelem a homoepitaxiás egykristályokon fellépő feszültségekre. A félvezető technológiában a hordozó és az epitaxia szokásos adalékfajtái, koncentrációi és az epitaxiás réteg szokásos vastagsága (ált. <20 μm) esetén legtöbbször nem is lép fel mérhető deformáció.

Egyes különleges esetekben viszont a deformáció jelentős mértékű lehet, és az epitaxiás szeleten felépülő félvezetőeszköz működése szempontjából sem hagyható figyelmen kívül.

Példának felhozhatók a foszforral gyengén adalékolt, 10^{15} at/cm³ hordozón 10^{19} at/cm³ foszfor adalékot tartalmazó 150—250 μm vastag epitaxiás rétegből álló kristálylemezek. Ezek nagyáramú Si kapcsolótranzisztor gyártásakor kerülnek felhasználásra ún. „inverz epitaxia" technikának megfelelően [14, 15].

Kísérleti rész

Minták előkészítése

Epitaxiás növesztést végeztünk foszforral, antimonnal és bórral különböző mértékben adalékolt szilícium alaplemezeken. Az öntecsekből az [111] orientáció beállítása után kb. 300 μm vastag szeleteket vágtunk. A mechanikai megmunkálást 7—10 μm szemcseméretű α-korund csiszolóporral végeztük, majd a roncsolt réteg eltávolítása céljából 10:1 térfogatarányú HNO_3:HF marókeverékkel oldalanként 15—15 μm-t lemartunk. Az így előkészített szelet topogramján sem roncsolt rétegmaradvány, sem görbület nem volt kimutatható.

Több esetben maratás helyett a szeletek növesztésre kerülő oldalát mechanikai-kémiai úton políroztuk. Ebben az esetben több lépésből álló polírozási technológiát iktattunk be. A 0,3 μm szemcseméretű α-Al_2O_3-mal való mechanikai polírozás után lúgos (pH = 10,5) SiO_2-szuszpenzióval végeztük a befejező polírozást. A szeletek csiszolt hátoldalának maratása ebben az esetben is szükséges, mivel a roncsolt réteg eleve görbíti a szeletet.

Epitaxiás növesztés

A növesztést $SiCl_4$ hidrogénes redukciójával végeztük vízszintesen elhelyezett reaktorcsőben. Az egyidejűleg 6—8 szelet elhelyezésére alkalmas grafit fűtőalapzatot radiofrekvenciás generátorral hevítettük. A foszforadalékot PCl_3-at tartalmazó telítőn átvezetett hidrogénárammal juttattuk a reakciótérbe.

A növesztés körülményei:

H_2 áramlási sebessége:	500 l/óra
felfűtés—lehűtés sebessége	40 C°/perc
mólarány $\left(\frac{n_{SiCl_4}}{n_{H_2}}\right)$:	$5 \cdot 10^{-4} \ldots 5 \cdot 10^{-3}$
leválási sebesség:	0,6...1,4 μm/perc
leválasztás ideje:	20...200 perc.

A vizsgált mintákon az epitaxiás réteg foszforral adalékolt, egyrészük erősen (fajlagos ellenállás-érték: 0,005—0,001 ohmcm), másrészük kevéssé (7—8 ohmcm).

Merőleges metszethasáb készítése

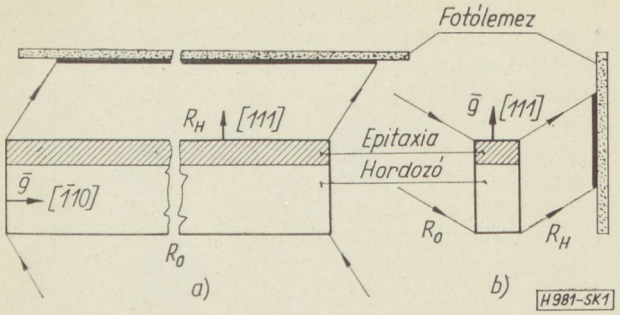
Az epitaxia/hordozó átmenet síkjára merőleges metszeteink a következő technikával készültek: 300 μm szélességű szelvényt vágtunk a szelet közepéből, a vágási éleket csiszoltuk, políroztuk, martuk.

Vizsgálati módszerek

A kristályrács hibaszerkezetét Lang-típusú topográfiás kamrán vizsgáltuk [16]. A sugárforrás Philips-gyártmányú finomfókuszú (0,4×0,8 mm effektív felület), Mo anódú röntgencső, a fókusz—kristály távolság 1300 mm. Az alkalmazott fotóemulzió: Ilford L-4/100 μm.

A reflektáló síkok a felületre merőlegesen $\{\bar{1}10\}$ és az epitaxiás felülettel párhuzamos {111} síkok voltak (1. ábra).

A lemezek görbületét röntgendiffrakciós elv alapján mértük [17]. A gyors rutinjellegű vizsgálatokra kialakított készüléken az {111} felületre merőleges $\{\bar{1}10\}$ síkok szögeltérését mértük két egymástól ismert távolságban levő helyre vonatkoztatva, transzmissziós elrendezésben. A műszerrel még kimutatható legkisebb orientációeltérés kb. 10 szögmásodperc.



1. ábra. Röntgendiffrakciós-topográfiás elrendezés vázlata: *a)* ($\bar{1}$10) síkokról készült felvételek, *b)* (111) síkokról készült felvételek esetén (merőleges metszethasábról). R_0 a beeső sugárnyaláb, R_h a diffraktált sugárnyaláb, g a diffrakciós vektor

A lemezeken az orientációváltozást folyamatosnak találtuk és az ($\bar{1}$10), (0$\bar{1}$1) és az (10$\bar{1}$) síkokon végzett és azonos eredményt mutató mérések alapján győződtünk meg arról, hogy a torzulás körszimmetrikus.

Mivel a szakirodalomban [18] leírt forgási paraboloid jellegű deformációtól az eltérés csekély, a következőkben a torzulást gömbfelületűnek tételezzük fel, és az R görbületi sugárral jellemezzük.

Tekintve, hogy a görbületmérések során csak a rácssíkok torzulásait érzékeltük, a felületi egyenetlenségek vagy az epitaxiás réteg helyi vastagságeltérései méréseink eredményét nem befolyásolhatták.

Abban az esetben, ha a mért görbületi sugár nagyobb mint 100 m, a lemezt síkfelületűnek tekintettük.

1. táblázat

Sorszám	Epitaxia		Hordozó		Adalék	Görbület	
	vastagság μm	fajlagos ellenállás ohmcm	vastagság μm	fajlagos ellenállás ohmcm		sugara m	előjele
1	200	$3\cdot10^{-3}$	250	1,25	P	2,5	konkáv
2	140	$3\cdot10^{-3}$	260	1,25	P	3,5	konkáv
3	51	$2{,}5\cdot10^{-3}$	250	1,25	P	6,2	konkáv
4	39	$3\cdot10^{-3}$	250	1,25	P	9,2	konkáv
4*a*	40	$3\cdot10^{-3}$	250	1,25	P	9,2	konkáv
5	26	$1{,}6\cdot10^{-3}$	270	9,0	P	7,2	konkáv
6	20	8,0	245	$2{,}5\cdot10^{-2}$	Sb	30	konkáv
7	20	6,0	250	$8{,}7\cdot10^{-3}$	Sb	15	konkáv
8	65	9,0	245	$2{,}5\cdot10^{-2}$	Sb	26	konkáv
9	65	8,5	210	$8\cdot10^{-3}$	Sb	12	konkáv
10	66	9,0	205	$5\cdot10^{-3}$	B	4	konvex
11	20	8,0	205	$5\cdot10^{-3}$	B	22	konvex
12	20	6,0	250	7,5	—	—	—
13	65	8,0	250	8,0	—	—	—
14	20	8,0	205	$2\cdot10^{-2}$	P	—	—
15	67	8,0	205	$9\cdot10^{-2}$	P	—	—

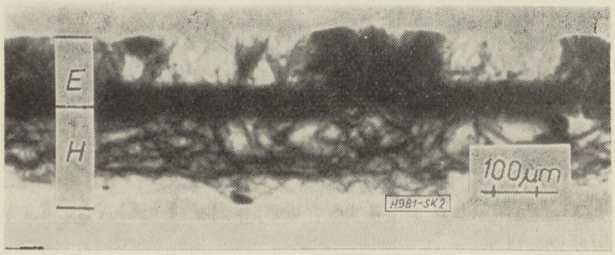
Az 1. táblázatban összefoglaljuk néhány jellegzetes minta adatait. Az 1 ohmcm-nél nagyobb fajlagos ellenállású, gyengén adalékolt rétegeket „tisztának" tekintettük, függetlenül attól, hogy a hordozóról vagy az epitaxiáról van szó. A feltüntetett adalék mindig az erősebben adalékolt rétegre vonatkozik. A görbület előjelének megállapításakor a kristálylemezt az epitaxiás oldal felől tekintettük.

Kiértékelés

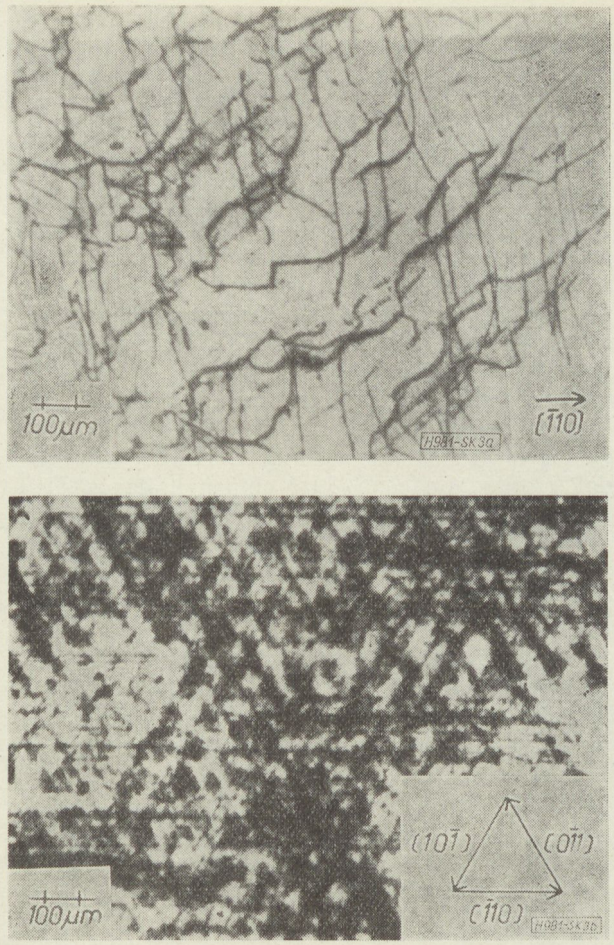
A legerőteljesebben görbült szeletek merőleges metszethasábjának topogramjain megfigyeltük, hogy a minták az átmenet környezetében meglepően széles (60—80 μm) deformációs sávot tartalmaznak. Példaként bemutatunk egy ilyen struktúráról készült felvételt, ahol a 7,5 ohmcm-es alaplemez vastagsága 260 μm és a $2\cdot10^{-3}$ ohmcm-es epitaxia vastagsága 150 μm (2. ábra).

Látható, hogy a deformációra utaló sötét sáv túlnyomórészt epitaxiás oldalra esik, de mintegy harmada az alaplemezre is átterjed. Az {111} reflexióval készített felvételen megfigyelhető egyéb rácshibákkal (diszlokációk, tripiramisok) az említett közleményünkben már foglalkoztunk [2, 3].

Bár a töltéshordozó-koncentráció változásának esetünkben maximálisan 15 μm széles átmeneti tartomány felelt meg, a deformációnak a nagyellenállá-



2. ábra. Vastag, foszforral erősen adalékolt epitaxiás lemezről készült merőleges metszet topogramja. Az epitaxiás rétegben (*E*) tripiramis hibák, a hordozóban (*H*) diszlokációk láthatók. Mo $K\alpha_1$, (111)



3. ábra. Si alaplemez topogramja *a)* növesztés előtt, *b)* növesztés után. A 2. ábrán látható mintáról készült az epitaxia eltávolítása után. Az *a)* felvételen diszlokációk, a *b)* felvételen {110} irányú csúszási hibák hálózata figyelhető meg. Mo $K\alpha_1$, {220}

sú alaplemezbe való behatolása a félvezető alapanyag tulajdonságokat nagymértékben lerontotta. Az inverz epitaxia technológiájának megfelelően a várható átmenettel párhuzamosan levékonyított nagy fajlagos ellenállású alaplemezen alakítottuk ki a bázis- és emitter tartományokat. A kollektor-bázis átmenetet a hordozó-epitaxia határfelülettől a konstrukció által megadott méretnél jobban el kellett távolítanunk ahhoz, hogy az előírt letörési feszültségértéket biztosítani tudjuk.

Már a merőleges metszeteken is megfigyelhető volt, hogy a tripiramisokból diszlokációk indulnak ki. Ezt a tényt kívántuk részletesen megvizsgálni, amikor az epitaxiás réteg teljes eltávolítása után az alaplemezről készítettünk topográfiás felvételt (3*b* ábra). A felvételen [110] irányú diszlokációk (csúszási hibák) láthatók. A kép hasonló Meieran topogramjához, amelyet germánium alaplemezről vett fel a GaAs epitaxiás réteg eltávolítása után. A 3*b* ábrát összehasonlítva az eredeti alaplemezről készített 3*a* ábrával megállapítható, hogy a hordozó diszlokációsűrűsége több nagyságrenddel növekedett.

Elsősorban tisztáznunk kellett, hogy az epitaxiás szeleteken bizonyos esetekben fellépő görbületet, illetve az átmeneten észlelhető deformációs sávot nem növesztési technológiánk valamely hiányossága okozta-e (pl. tripiramis hibák, egyenetlen hőfokeloszlás az alaplemezen, lehűtés sebessége, elégtelen felületi előkészítés stb.)?

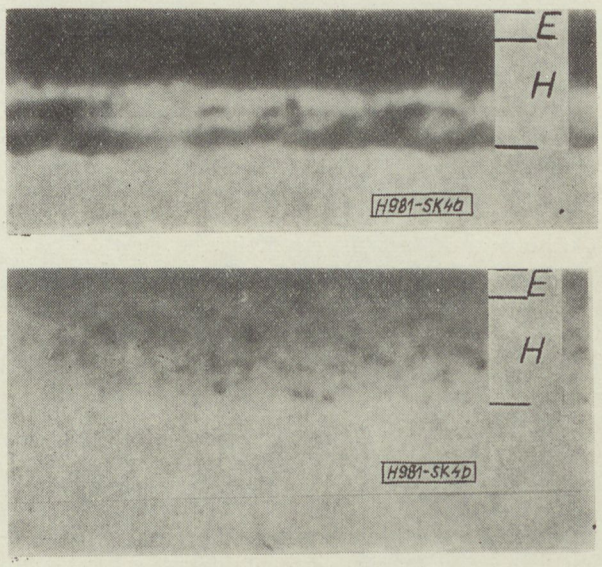
A tripiramisok hatásának tisztázása céljából azonos alapanyagokra egyidejűleg végeztünk növesztést, mégpedig egy {111} orientációjú és egy {111} —3°— {100} orientációval vágott felületen. Ezeket a mintákat az 1. táblázatban a 4. és 4*a* számmal jelöltük. Annak ellenére, hogy az elorientált felületen növekedett epitaxiás réteg tripiramis alakú képződményt nem tartalmazott, a két szeleten a mért görbületi sugár nagysága teljesen megegyezett.

A leválasztási körülmények messzemenő azonosságának biztosítása céljából több esetben egyidőben végeztünk leválasztásokat különböző típusú és adalékkoncentrációjú alaplemezeken. Így egyidejűleg történt a 8, 10, 15; a 7, 12; a 9, 13 és a 6, 14, 11. számú minták növesztése. A 12, 13, 14, 15. sorszámú mintákon nem találtunk mérhető ($R<100$ m) görbületet. A következőkben összehasonlítottuk egy erősen görbült mintából (10. sz.) készített merőleges metszethasáb topogramját egy azonos körülmények között növesztett, nem-görbült szelet (13. sz.) merőleges metszethasábjának képével (4. ábra). A görbült szeletben az átmeneten deformációs sáv jelent meg, a sík mintában viszont nem volt meg a feszültségtérre jellemző kontraszt.

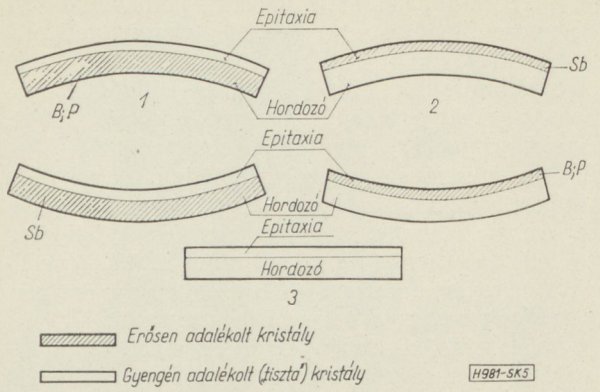
Feltevésünk szerint a görbület és az erős deformációt mutató átmeneti réteg valamely közös, a plasztikus deformációt előidéző okra vezethető vissza.

Kísérleteink alapján tehát megállapíthatjuk, hogy az epitaxia és a hordozó görbültségi foka az alábbi tényezőktől függ:

a) az epitaxiás réteg vastagságától,
b) a hordozó és az epitaxia határfelületén fellépő adalékkoncentráció-különbség nagyságától,
c) az adalék minőségétől az erősebben adalékolt részben,
d) a hordozó vastagságától (ez esetünkben közel állandó).



4. ábra. Merőleges metszethasábok topogramja. *a)* „tiszta" hordozón növesztett „tiszta" epitaxiáról, *b)* bórral erősen adalékolt hordozón növesztett „tiszta" epitaxiáról. Az epitaxia vastagsága kb. 60 μm. Mo $K\alpha_1$, {111}



5. ábra. Bórral, foszforral, antimonnal erősen adalékolt Si-epitaxiás lemez torzulása. A bór és a foszfor rácskontrakciót, az antimon expanziót okoz

Megállapítottuk azt is, hogy a sík felülettől eltérés irányát kizárólag az adalék minősége szabja meg.

A használatos adalékanyagok kovalens atomrádiuszainak csökkenő sorrendje a szilíciuméhoz viszonyítva: Sb>Si>P>B. A Si rácsba szubsztitucióval beépülő foszfor- és bóratomok rácskontrakciót, az antimon expanziót okoz. A vizsgált mintáinkon észlelt görbület előjele mindig ennek megfelelően alakult (5. ábra).

Az epitaxia és a hordozó átmenetén az eltérő rácsállandók és az egymástól különböző hőtágulási együtthatók következtében feszültség keletkezhet. Az S_e feszültség ismeretében számítható a relatív rácsállandó-különbség vagy a hőtágulási együtthatók közötti eltérés. Feltételezve, hogy a két tényező külön hat, a következőkben a két effektust egymástól elválasztva fogjuk tárgyalni [10].

Az epitaxiás rétegben fellépő összes feszültség, s_e:

a) ha az *eltérő rácsállandók* okozták:

$$S_e=\frac{a_e-a_h}{a_h}E_e=\frac{\Delta a}{a_h}E_e, \qquad (1a)$$

b) ha az *eltérő hőtágulási együtthatók* okozták:

$$S_e=\Delta T\Delta\alpha E_e, \qquad (1b)$$

ahol a_e, a_h az epitaxia és a hordozó rácsállandói, $\Delta a=a_e-a_h$, E_e az epitaxiás film rugalmassági modulusa, ΔT a növesztés és a megfigyelés közötti hőmérsékletkülönbség, $\Delta\alpha=\alpha_e-\alpha_h$, ahol α_e az epitaxia, α_h a hordozó hőtágulási együtthatója.

Az (1*a*) és (1*b*) egyenletek végtelen vastag és végtelen rideg hordozóra vonatkoznak.

Ha a hordozó reális vastagságú és rugalmas, az S_e feszültség hatására a lemez meggörbül, a feszültség és az R görbület között a következő összefüggés áll fenn:

$$S_e\cong\frac{E}{6R}\left(\frac{3d_e^2+d_h}{d_e}+\frac{3d_h^2+d_e}{d_h}\right), \qquad (2)$$

ahol d_e és d_h az epitaxiás réteg és a hordozó vastagsága, E rugalmassági modulus, amelyet a filmben és a hordozóban azonosnak tekintünk. E numerikus értéke {111} orientációjú, kör alakú Si lemez esetében $2{,}34\cdot10^6$ kp/cm².

Néhány jellegzetes mintára kiszámítottuk az S_e feszültséget a (2) egyenletből. A feszültségadatok (1*a*) és (1*b*) egyenletbe helyettesítésével számítottuk $\frac{\Delta a}{a_h}$ és $\Delta\alpha$ értékeit. Az (1*b*) egyenletben ΔT-t 600 °C-nak választottuk. Feltételeztük ugyanis, hogy az eltérő hőtágulási együtthatók okozta feszültség kb. 650 °C-ig diszlokációkban oldódik fel, és csak a hűtés további szakaszában érezteti hatását. A kapott eredményeket a 2. táblázatban foglaltuk össze.

A bór- és foszforadalék okozta rácskontrakció mértékéről rendelkezésre állnak irodalmi adatok. Horn [19] eredményeivel összevetve a számított értékeket, aki hozzánk hasonlóan a fajlagos ellenállásból határozta meg az adalékkoncentrációt, kb. egy nagyságrend eltérés adódott. Horn szerint bór adalékot tartalmazó, $5\cdot10^{-3}$ ohmcm fajlagos ellenállású Si kristályban $1{,}3\cdot10^{-4}$ a relatív kontrakció, tehát nagyobb, mint az általunk mért. Az eltérés feltehetően abból adódott, hogy a növesztés hőmérsékletén a rácsállandó-különbséget diszlokációk kompenzálták.

A szilícium hőtágulásának alakulásáról az adalékkoncentráció függvényében irodalmi adatok nem ismeretesek. Elméleti megfontolások alapján várható, hogy pl. bór- és foszforadalék okozta rácskontrakció

2. táblázat

Minta sorszám	Adalék	S_e kp/cm²	$\frac{\Delta a}{a_h}$	$\Delta\alpha$ (ΔT=600 °C)
4	P	$4{,}0\cdot10^2$	$-4{,}4\cdot10^{-5}$	$7{,}0\cdot10^{-8}$
5	P	$1{,}9\cdot10^2$	$-8{,}3\cdot10^{-5}$	$1{,}4\cdot10^{-7}$
7	Sb	$9{,}8\cdot10$	$-4{,}2\cdot10^{-5}$	$7{,}0\cdot10^{-8}$
10	B	$1{,}3\cdot10^2$	$+5{,}7\cdot10^{-5}$	$9{,}5\cdot10^{-8}$

a hőtágulási együttható növekedését okozza. Hogy számszerű adatokat nyerjünk, mértük a bórral erősen (10^{19} at/cm³) és a foszforral gyengén adalékolt ($5\cdot10^{14}$ at/cm³) Si kristálylemezek hőtágulási együtthatóinak különbségét. A méréseket 25...800 °C hőmérséklethatárok között végeztük Philips-gyártmányú, magashőmérsékletű feltéttel ellátott diffraktométerrel. A bórral erősen adalékolt minta lineáris hőtágulási együtthatóját szignifikánsan nagyobbnak találtuk. Az eltérés $\Delta\alpha=10^{-7}$ nagyságrendű, az együttható abszolút értéke $(4{,}6\pm0{,}03)\cdot10^{-6}$. Az eredmény nagyságrendben egyezik a görbületi sugár alapján feltételezett Δ_α-val (2. táblázat).

Következtetések

Kísérleteink eredménye alapján feltételezhető, hogy a megfigyelt alakváltozásokat két, egymástól nehezen elválasztható tényező okozza.

Az eltérő rácsállandókat, amelyek az adalékkoncentráció különbségéből származnak, a növesztés hőmérsékletén diszlokációk kompenzálhatják.

Az eltérő adalékkoncentráció okozta hőtágulási együtthatók különbsége sem játszik szerepet mindaddig, amíg a hőmérséklet elegendően magas a plasztikus deformációhoz. Miután hűlés közben a

kristálylemez eléri a kb. 700 °C hőmérséklethatárt, diszlokációk keletkezésére többé már nincs lehetőség. A lehűlés további szakaszában ébredő feszültségek már csak rugalmas alakváltozást (esetleg törést) okozhatnak.

Az ilyen eredetű deformáció a szeletekből nem távolítható el hőkezeléssel, hiszen a feszültség a hőmérséklet növelésével csökken.

Ezt kívántuk bizonyítani, amikor az 1. és 2. sz. mintákat 1250 °C-ra hevítettük, majd 23 órás lehűtés után görbületet mértünk, és merőleges metszethasábot készítettünk. Azt tapasztaltuk, hogy a görbületi sugár mérhetően nem változott, és a deformációs sáv nem tűnt el.

A kérdés ilyen leegyszerűsített tárgyalása (a két hatást különválasztva) természetesen csak szemléletes, de nem adhat pontos leírást. Egyértelmű választ csak a görbületi sugár hőfokfüggésének ismeretében kaphatnánk. Ilyen vizsgálatok most vannak folyamatban.

Vizsgálataink eddigi szakaszában a deformáció és a növesztés körülményeinek kölcsönhatását akartuk tisztázni. Fel kívánjuk hívni a figyelmet arra, hogy a nagy adalékkoncentráció-gradiensű homoepitaxiás átmenetek jellegükben és hibaszerkezetükben hasonló tulajdonságokat mutatnak, mint a heteroepitaxiás szerkezetek.

Végezetül köszönettel tartozunk a kérdés felvetéséért dr. Szép Ivánnak, Herman Ákosnak, továbbá az érdekes diszkussziókért dr. Gadó Pálnak és Ungár Tamásnak.

IRODALOM

1. *Herman Á.—dr. Kovács F.:* Híradástechnika, 19—7. p. 212. 1968.
2. *Kürthy J.—Stefániay V.:* Tungsram Techn. Mitteilungen (közlés alatt).
3. *Kürthy J.—Stefániay V.:* IV. Magyar Röntgendiffrakciós Konferencia, Esztergom 1968. aug. 26—28.
4. *Meieran, E. S.:* J. Electrochem. Soc. 114—3. p. 292. 1967.
5. *Grenning, D. A.—Herzog, A. H.:* J. Appl. Phys. 39—6. p. 2783. 1968.
6. *Conrad, R. W.—Hoyt, P. L.:* J. Electrochem. Soc. 114—2. p. 164. 1967.
7. *Williams, F. V.:* Trans. Met. Soc. AIME 239—5. p. 702. 1967.
8. *Dumin, D. J.:* J. Appl. Phys. 36—9. p. 2700. 1965.
9. *Dumin, D. J.:* J. Electrochem. Soc. 114—7. p. 749. 1967.
10. *Schlötterer, H.:* Solid-State Electr. 11—10. p. 947. 1968.
11. *Holloway, H.—Bobb, L. C.:* J. Appl. Phys. 39—5. p. 2467. 1968.
12. *Schwuttke, G. H.:* J. Appl. Phys. 34—10. p. 3127. 1963.
13. *Schwuttke, G. H.:* J. Appl. Phys. 36—9. p. 2712. 1965.
14. *Goetzberger, A. et al.:* IEEE Convention Record, 11—1. p. 37. 1963.
15. *Finch, R. H.—Queisser, H. J.:* Electrochem. Techn. 2—¾. p. 114. 1964.
16. *Lang, A. R.:* Acta Cryst. 12. p. 249. 1959.
17. *Stefániay V.:* Mérés és Automatika XVII. évf. 1969. 217 p.
18. *Glang, R.—Holmwood, R. A.—Sorenfeld, R. L.:* Rev. Sci. Instr. 36—1. p. 7. 1965.
19. *Horn, F. H.:* Phys. Rev. 97—6. p. 1521. 1955.

MAGYAR KÁBEL MŰVEK
VEZÉRIGAZGATÓSÁGA
Budapest, XI., Budafoki út 60 • Telefon: 453-590

GYÁRTMÁNYOK:

Jelző-, mérő-, működtetőkábelek
Erősáramú szigetelt vezetékek
Erősáramú kábelek 1–35 kV-ig
Aluminium és acél-aluminium szabadvezetékek
Tekercselőhuzalok
Switch-kábelek
Gumitömlő vezetékek
Híradástechnikai vezetékek
Távkábelek
Hírközlő kábelek
Hajókábelek
Zománchuzalok
Zárt-acélkötelek

DR. PAPP ELEMÉR, a kémiai tud. doktora — PŐDÖR BÁLINT — DR. ZSINDELY SÁNDOR — LEGÁT TIBOR

Fémipari Kutató Intézet és MTA Műszaki Fizikai Kutató Intézet

Galliumarzenid egykristályok előállítása és tulajdonságai

ETO 546.681'19—162

A galliumarzenid hazai kutatásainak megindítását híradástechnikai jelentőségén kívül nem utolsó sorban az a körülmény is indokolta, hogy a Fémipari Kutató Intézet munkájának eredményeképpen 1959-től megindult az Ajkai Timföldgyárban a hazai gallium gyártása [1] és így a GaAs készítéséhez nagytisztaságú hazai nyersanyag állt rendelkezésre.

A hazai galliumarzenid kutatások ugyancsak a Fémipari Kutató Intézetben kezdődtek [2]. Az intézet lényegében egy módosított *Bridgman*-féle eljárást dolgozott ki, amelyre szabadalmi oltalmat is nyert [3, 4].

Az általunk kidolgozott eljárás segítségével sikerült olyan méretű és minőségű GaAs egykristályokat előállítani, amelyek hasonló tulajdonságúak, mint a külföldön előállított s az irodalomban leírt kristályok. A kiindulási nyersanyagok (gallium és arzén), valamint a galliumarzenid egykristályok kémiai elemzését a Fémipari Kutató Intézet, az elektromos méréseket a Műszaki Fizikai Kutató Intézet munkatársai végezték. A vizsgálatok egy részének eredményeiről már más helyen beszámoltunk [5, 6, 7].

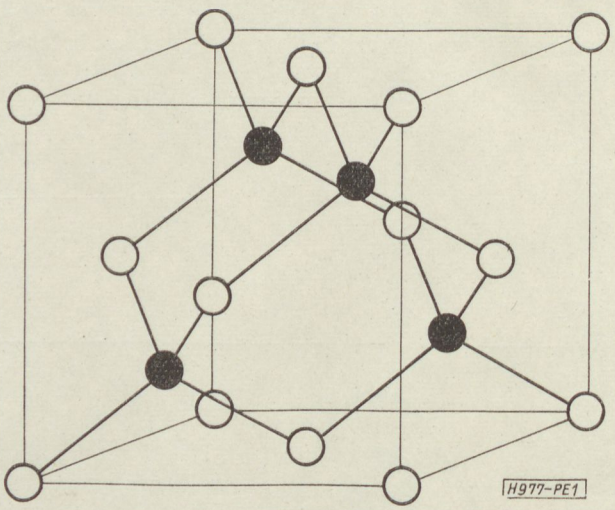
Az alábbiakban ismertetni kívánjuk a GaAs egykristályok tulajdonságait és felhasználási lehetőségét, valamint ezeknek a kristályoknak az előállítását, illetve a gyártás és vizsgálat közben szerzett tapasztalatainkat.

Ezt követően beszámolunk a GaAs kristályokon végzett elektromos mérések eredményeiről.

A GaAs egykristályok fizikai tulajdonságai és felhasználási lehetőségei

Az elemi félvezetők (germánium, szilícium) után a legismertebb félvezető anyagok az $A^{III}B^{V}$ típusú intermetallikus vegyületek. Ezek közül a galliumarzenid lett az utóbbi években a legnagyobb jelentőségű. Annak ellenére, hogy a galliumarzenid sok tulajdonsága hasonlít a germánium és szilícium megfelelő tulajdonságaira, egy pár lényeges jellemzője azokétól eltér, és éppen ezek határozzák meg a germániumtól és szilíciumtól némileg eltérő potenciális felhasználhatósági területeit. A következőkben röviden összefoglaljuk a galliumarzenid egykristályok jellemző fizikai tulajdonságait, a germánium és szilícium megfelelő adataival összevetve.

Az $A^{III}B^{V}$ típusú félvezetők szfalerit-rácsban kristályosodnak. A Ga és As atomok külön-külön egy-egy lapcentrált köbös rácsot alkotnak, s a két alrács egymáshoz képest az elemi kocka testátlójának egynegyedével el van tolva a testátló mentén. Így minden Ga atomhoz négy As atom kötődik s viszont. A rácsra jellemző tetraéderes kötések úgy alakulnak ki, hogy pl. az egyik elemi kocka csúcsában és három lapja közepén elhelyezkedő Ga atomok egy tetraéder négy csúcsát alkotják, s ennek közepén helyezkedik el egy As atom (1. ábra). Mivel az elemi félvezetők tulajdonságai kialakításában döntő szerepet játszik a kristályszerkezet, ezért várható, hogy az $A^{III}B^{V}$ típusú kristályok tulajdonságai többé-kevésbé hasonlóak a periódusos rendszer IV. oszlopa elemeinek tulajdonságaihoz. Éppen ezen felismerés alapján kezdődött el 17 évvel ezelőtt az $A^{III}B^{V}$ típusú félvezető kristályok tulajdonságainak feltárása [8].



1. ábra. Galliumarzenid kristályszerkezete, a fehér és fekete körök a gallium és arzén atomokat jelölik

A galliumarzenid egykristályok legfontosabb fizikai paramétereit a germánium és szilícium megfelelő adataival összehasonlítva az 1. táblázat tartalmazza. A galliumarzenid tiltott sávja aránylag nagy, így a saját vezetés csak igen magas hőmérsékleteken következhet be. A nagy tiltott sáv teszi lehetővé, hogy a galliumarzenidből készült eszközök jóval magasabb hőmérsékletig üzemképesek maradjanak, mint a szilícium alapú félvezető eszközök. A nagytisztaságú galliumarzenid kristályok elektronmozgékonysága kb. 5-ször nagyobb, mint a szilíciumé. Ez lehetővé teszi a félvezető eszközök felső frekvenciahatárának jelentős kiterjesztését. Pl. galliumarzenid alapanyagból készült varaktor diódák levágási frekvenciája 630 GHz a szilícium alapanyagú varaktor 300 GHz-es határfrekvenciájával szemben [9]. A galliumarzenid varaktor igen alacsony (4,2 K°) hőmérsékleten is működőképes, ami a zajelnyomás szempontjából is igen előnyös.

Beérkezett: 1969. VI. 26-án.

1. táblázat

	Ge	Si	GaAs
Olvadáspont C°	936	1420	1238
Sűrűség g/cm^{-3}	5,33	2,33	5,32
Rácsállandó 10^{-8} cm	5,658	5,430	5,654
Gőznyomás olv. ponton atm.	10^{-9}	10^{-7}	1
Fajhő cal/g C°	0,074	0,167	0,086
Dielektromos állandó	16	11,8	11,1
Tiltott sáv szélessége eV	0,67	1,11	1,40
Tiltott sáv típusa	indirekt	indirekt	direkt
Legnagyobb mért mozgékonyság (300 K°) elektronok	3800	1450	8500—9000
lyukak	1800	500	430
Intrinsic fajl. ellenállás Ω cm (25 C°)	46	$2{,}3 \cdot 10^5$	$3{,}7 \cdot 10^8$
Intr. elektron konc. cm^{-3} (25 C°)	$2{,}4 \cdot 10^{13}$	$1{,}5 \cdot 10^{10}$	$1{,}4 \cdot 10^6$

A vezetési- és vegyérték-sávok közötti direkt elektronátmenet lehetősége a galliumarzenid alapú fényforrások (injekciós lázer, elektrolumineszcens dióda) működésének fizikai alapja. A galliumarzenid fényforrásokra jellemző a közel 100%-os kvantumhatásfok [10], vagyis minden egyes injektált töltéshordozóra esik egy emittált foton. A galliumarzenid alapú elektrolumineszcens dióda 25 C° hőmérsékleten 890 nm hullámhosszúságú sugárzást bocsát ki (közeli infravörös), míg 67% galliumarzenid és 33% galliumfoszfid összetételű elegykristályból készült fényforrás 670 nm hullámhosszon sugároz (vörös). Elektrolumineszcens diódák fénykibocsátása általában a *p* típusú oldalon történik, ahol az elektron-lyuk rekombináció végbemegy. Lumineszcens diódák felhasználási területeként olyan alkalmazások kínálkoznak (indikátor lámpák, információ-tároló elemek), ahol a megbízhatóság elsőrendű fontosságú. Lázerdiódák céljaira készült galliumarzenid egykristályok szennyezői germánium, szilícium, szelén vagy tellur, s a szennyezési koncentráció kb. $3 \times 10^{18} \ldots 6 \times 10^{18}$ cm^{-3}, vagyis igen erősen szennyezett kristályokra van szükség.

A galliumarzenid vezetési sávjában a főminimumon kívül egy 0,36 eV-tal magasabban fekvő mellékminimum is van. Ennek jelenlétét pl. magas hőmérsékleteken végzett Hall-effektus mérésekkel [11, 12, 13] vagy optikai abszorpció mérésével [14] lehet kimutatni. Ebben a mellékminimumban az elektronok mozgékonysága kb. 50-szer kisebb, mint a főminimumban. Erős elektromos terek alkalmazásával (1—2 kV/cm) elektronok vihetők fel ebbe a magasabban fekvő állapotba. Ha a felső állapot betöltöttsége egy bizonyos értéket elér, az áramsűrűség-térerősség karakterisztikán negatív differenciális ellenállású szakasz keletkezik. Ezt a nagy térerősségnél fellépő jelenséget Gunn-effektusnak nevezik. Bizonyos kedvező körülmények közt tömb instabilitási jelenségek, tértöltésfelhalmozódás és elektromos domainek kialakulása is bekövetkezik.

A Gunn-effektus alapján mikrohullámú oszcillátor, a tömb instabilitási jelenségek alapján pedig másféle eszközök is készíthetők. Ilyen pl. a mm-es hullámhosszú oszcillátor, amely a korlátozott tértöltési felhalmozódás (LSA) elvén működik, és 30—300 GHz tartományban 1 W teljesítmény érhető el kb. 20%-os hatásfokkal [15].

Igen nagy jelentőségűek a galliumarzenid téreffektus tranzisztorok megvalósítására irányuló kutatások. Mivel a téreffektus tanzisztorok felső határfrekvenciája elsősorban a töltéshordozók mozgékonyságától függ, itt nagyon látható a galliumarzenidnek a szilíciummal szembeni 5:1 arányt is elérő előnye. A kísérleti példányokkal, ahol galliumarzenid alapanyagon szilíciumnitridet alkalmaztak szigetelőként, 2—4-szer jobb teljesítményerősítést és kedvezőbb hőmérsékleti tulajdonságokat értek el, mint a hasonló technológiával készült szilícium alapanyagú téreffektustranzisztorokkal [16].

Erősen szennyezett galliumarzenid alapanyagból tunnel diódák is készíthetők. A minimálisan szükséges szennyezőkoncentráció kb. 10^{18} cm^{-3}. Galliumarzenid alapanyagú tunneldiódák maximális működési hőmérséklete több száz C°-t is elérhet.

Galliumarzenid egykristályok előállítása

A galliumarzenid egykristály gyártása nem könnyű feladat. A legújabb időkig a gyártást két lépésben végezték. Előbb galliumból és arzénből 1240 C° körüli hőmérsékleten kb. 1 atmoszféra arzén-gőz nyomáson, levegő kizárásával elkészítették a polikristályos öntecset, majd ebből egykristályt húztak, annak egyidejű tisztítása mellett. A galliumarzenid szintézis körülményeiről sok tanulmány ad tájékoztatást [2, 4, 17], ezért most csak az egykristály-növesztés körülményeire térünk ki részletesebben.

A kristálynövesztésnek három alapvető módszerét különböztethetjük meg, amelyek az olvadék és a növekvő kristály elhelyezésében különböznek egymástól.

A legegyszerűbb az az eljárás, amelyben mind az olvadék, mind a kristály egy horizontális csónakban foglal helyet (Bridgman-technológia). Az eljárás legnagyobb előnye az egyszerűsége. Legfőbb hátránya, hogy az olvadék, a kristály és az olvadék—szilárd határfelület közvetlenül a csónak felületével érint-

kezik. A csónak fala gócképződést okozhat, és a hűtési folyamat során nagyobb feszültségek keletkezhetnek a kristályokban.

Ezek a nehézségek legyőzhetők. Mivel itt spontán kristályosodás folyik, a keletkező egykristály-növesztés szempontjából nagyon lényeges a kemence lehűtési hőfokprofiljának megfelelő állandó gőznyomás biztosítása, a kristályhúzás sebessége, a kvarccsónak minősége stb. A horizontális csónakban történő egykristály-növesztést különösen germánium kristály készítésére használták fel, de Miller és Richards újabban néhány $A^{III}B^{V}$ félvezető, pl. galliumarzenid készítésére is alkalmazta [17].

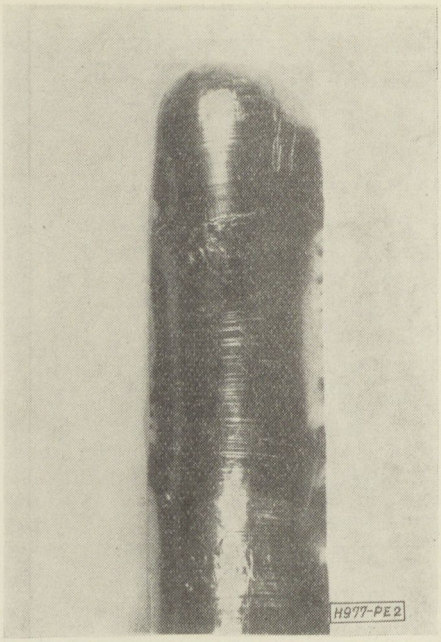
A másik eljárás a lebegőzónás módszer, amelyik mindenféle érintkezést kiküszöböl az olvadék és a csónak között. Itt egy polikristályos félvezető rudat két végénél befognak, és a rúdnak csak egy kis részét olvasztják meg. Az olvadt szakaszt a folyadék felületi feszültsége és a rúd szilárd része tartja. Az eljárást eredetileg szilíciumkristályok gyártására dolgozták ki, de néhány $A^{III}B^{V}$ félvezető gyártására is felhasználták [17].

A *Czochralski* eljárás [17, 18] a két előbb említett módszer között foglal helyet. Az olvadék egy tégelyben található, de a növekvő kristály és a szilárd-folyékony határfelület nincsen kapcsolatban a tégelylyel. A magkristály a folyadék szabad felületébe van bemártva. Mivel a kristályt a folyadékból a növesztés közben ki kell húzni, az olvadék felszíne nagyobb, mint a növekvő kristályé. A fentebb említett két módszernél (horizontális csónak és lebegő zónás módszer) az olvadék és a kristály keresztmetszete nagyjából egyenlő, és a kristályt az olvadékhoz képest nem kell mozgatni, elégséges egy magasabb hőmérsékletű zóna vagy hőmérsékleti gradiens mozgatása a félvezető anyag felett. Ezért a Czochralski-készülék húzószerkezete a három berendezés között a legbonyolultabb, habár a lebegőzónás módszer némely esetben ezen is túltehet.

A galliumarzenid egykristályokat a Fémipari Kutató Intézetben a legegyszerűbb módszer, a Bridgman-féle eljárás alapján állítottuk elő. Az eredeti eljárást módosítottuk, és így mind a galliumarzenid szintetizálását, mind az egykristály növesztését egy munkamenetben végeztük [3]. Az egykristálykészítés során felmerült kérdésekről s azok megoldásáról más helyen számoltunk be [4].

Az általunk készített öntecsek kb. 7 cm hosszú, 1—1,5 cm nagyátmérőjű, ellipsziskeresztmetszetű rudak voltak. A 2. ábrán egy tipikus kristály fényképét mutatjuk be. Sokszor az öntecs vége polikristályos volt, néhány esetben nem egy, hanem két vagy több összenőtt egykristályt kaptunk. A kristályokat általában nem doppoltuk, kivéve amikor krómmal szennyeztük növesztés közben a kristályt, ill. a növesztést oxigén atmoszférában végeztük.

Az elkészült kristályok minőségét a kristályok szerkezeti tökéletessége, orientációja, s a bennük levő szennyező atomok minősége és mennyisége, továbbá az ezektől függő elektromos paraméterek szabják meg. Egy pár kristályról röntgendiffrakciós felvételt készítettünk, s ezek alapján győződtünk meg arról, hogy a kristályok egykristályok voltak.



2. ábra. Bridgman-féle eljárással készített galliumarzenid egykristály

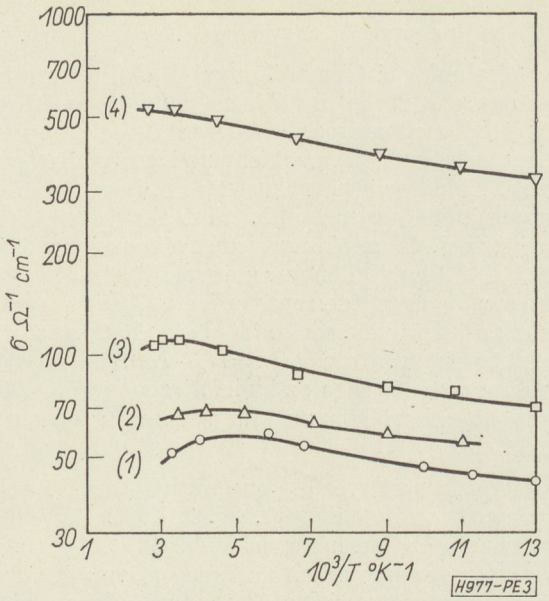
A kristályok szennyezőit részben aktivációs, részben pedig kémiai elemzéssel (fotometriával és spektrálanalízissel) határoztuk meg. A 2. táblázatban ezen vizsgálatok tipikus eredményeit közöljük.

2. táblázat

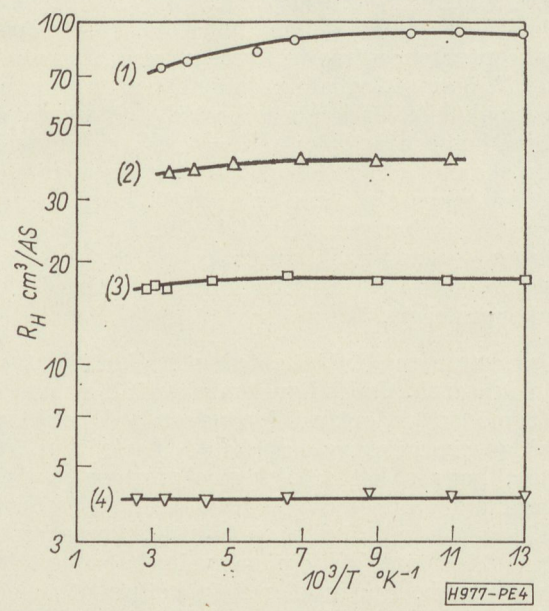
Elem	Koncentráció ppm	Analízis módja
Fe	1—2	aktivációs analízis [5]
Zn	≈0,5	aktivációs analízis [5]
S	4	fotometriás analízis [6]
Se	≤1	fotometriás analízis [6]
Si	≈1 (becsülve)	spektrális analízis

A GaAs kristályokon végzett elektromos mérések eredményei

A galliumarzenid egykristályok következő fizikai paramétereit mértük: vezetési típus, fajlagos vezetőképesség, töltéshordozó koncentráció és -mozgékonyság, szennyezők kompenzációs foka. A vezetési típust és a töltéshordozó koncentrációt Hall-effektus mérésével, a mozgékonyságot, valamint a kompenzációs fokot a fajlagos vezetőképesség és Hall-effektus együttes mérésével határoztuk meg. A méréseket 300 K° és 77 K° hőmérsékleteken végeztük, a minták egy részénél pedig a 77...400 K° hőmérsékleti tartományban. A Hall-effektus és vezetőképesség-méréshez a galliumarzenidból kb. 0,5 mm vastag szeletet vágtunk le, s ezen szeletből 2×10×0,5 mm méretű hasábokat csiszoltunk ki. A hasábokon csiszolás és H_2O_2 és H_2SO_4 vizes oldatában való polirozó marás után ötvözéssel készítettünk kontaktusokat. 0,5 mm átmérőjű In golyókat ötvöztünk a hasábra, egyet-egyet két végére az áram hozzávezetés céljára, s kettőt-kettőt két átellenes oldalára a potenciálmérés céljából. A kontaktusok felötvözését tisztított hidrogénáramban 450 C° hőmérsékleten végeztük el [19].



3. ábra. Galliumarzenid egykristályok elektromos vezetőképessége a hőmérséklet reciprokának függvényében. 1. $n = 8{,}3 \times 10^{16}$ cm^{-3}, 2. $n = 1{,}8 \times 10^{17}$ cm^{-3}, 3. $n = 3{,}8 \times 10^{17}$ cm^{-3}, Cr-mal szennyezve, 4. $n = 1{,}6 \times 10^{18}$ cm^{-3}, O-nal szennyezve

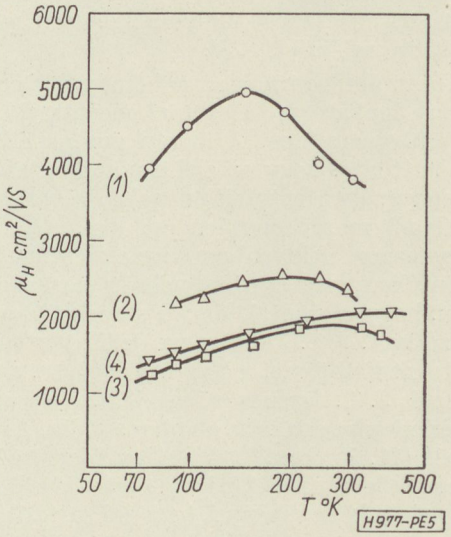


4. ábra. Galliumarzenid egykristályok Hall-állandója a hőmérséklet reciprokának függvényében. A jelölések azonosak a 2. ábrán alkalmazottakkal

A felötvözött indiumgolyókhoz 100—200 μm-es aranydrótokat forrasztottunk. Így mechanikailag igen stabil, elektromosan igen kis ellenállású ohmos kontaktusokat nyertünk.

A méréseket a konvencionális egyenáramú kompenzációs módszerrel végeztük, az alkalmazott maximális mágnestér 8000 Gauss volt. A Hall-állandó és fajlagos vezetőképesség méréséhez használt kriosztát az R. W. Ure [20] által leírt kriosztáthoz hasonló konstrukciójú volt.

A Hall-állandó mérésének becsült pontossága 3%, a fajlagos vezetőképességé pedig 5%. A hőmérsékleteket kb. 0,5 C° pontossággal mértük. A fajlagos vezetőképesség, Hall-állandó, valamint a Hall-mozgékonyság hőmérsékletfüggésére jellemző görbék a 3., 4. és 5. ábrán láthatók. Az összes általunk vizsgált minta n típusú volt, a szobahőmérsékleten mért töltéshordozókoncentrációk $4 \cdot 10^{16}$ és $3 \cdot 10^{18}$ cm^{-3} között mozogtak, a fajlagos vezetőképesség értékei 30—1000 Ω^{-1} cm^{-1}, s a Hall-mozgékonyság mért értékei 1900—4200 cm^2/Vs között voltak.



5. ábra. Galliumarzenid egykristályok Hall-mozgékonysága a hőmérséklet reciprokának függvényében. A jelölések azonosak a 2. ábrán alkalmazottakkal

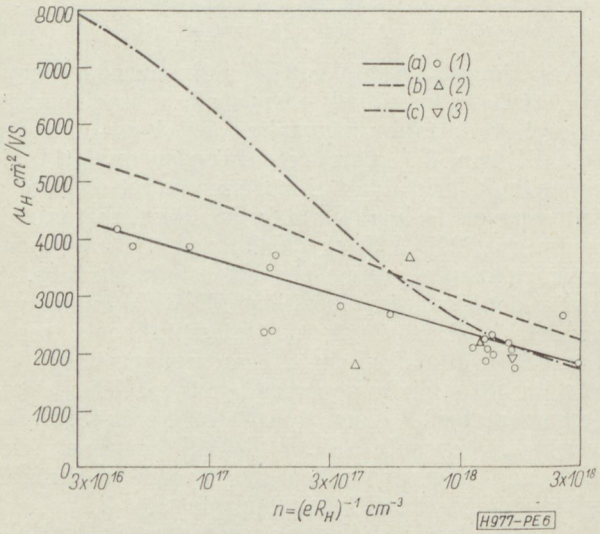
Arra, hogy az egyébként szándékosan nem szennyezett GaAs kristályok n típusúak, az irodalomban a legelfogadottabb magyarázat az, hogy a kvarc ampullákban, ill. kvarc csónakban növesztett galliumarzenid kristályok Si-mal szennyezettek, ami a galliumarzenid olvadék s a kvarc kölcsönhatásának eredménye [21]. A Si egyébként nem túl nagy koncentrációkban a gallium atomok helyére épül be, és sekély donorszinteket hoz létre 0,002 eV energiával a vezetési sáv alsó éle alatt [24]. Esetünkben szerepet játszhat a kiindulási arzén kén szennyezettsége is, mivel az S is sekély donorszinteket hoz létre a galliumarzenidben. A donor típusú szennyezők (S, Si, Se) maximális koncentrációja $5-6 \times 10^{17}$ cm^{-3}-nek felel meg, ami nagyságrendben megegyezik a tisztább kristályokon mért elektronkoncentrációval.

A Hall-állandó, fajlagos vezetőképesség és Hall-mozgékonyság menete a hőmérséklet függvényében megfelel az irodalomban található, a közepesen és erősen szennyezett galliumarzenidre vontakozó adatoknak [8, 21, 22]. A Hall-állandó (és így az elektronkoncentráció) a vizsgált tartományban gyakorlatilag független a hőmérséklettől. A mozgékonyság igen gyengén függ a hőmérséklettől, ami azzal magyarázható, hogy a nagy szennyezettség és elektronkoncentráció következtében a vezetési elektronok elfajult gázt alkotnak, s az elektronok mozgékonyságát a szobahőmérséklet alatt az ionizált szennyezőkön való szóródás határozza meg. Ez elfajult elektrongáz esetén a mozgékonyság általunk is megfigyelt gyenge hőmérsékletfüggésére vezet.

Szobahőmérséklet környékén az ionizált szennyezőkön való elektronszóródáson kívül jelentős szerepet játszik az elektronoknak a poláris optikai fononokon való szóródása is. A mért mozgékonyság közelítőleg a két domináns mechanizmus által meghatározott

mozgékonyság reciprokának összegezésével adódik. Tekintve, hogy az optikai fononok okozta elektronszóródás a hőmérséklet csökkenésével közel exponenciálisan csökken [11], ezért hatása a szobahőmérséklet alatt elhanyagolható. Szobahőmérsékleten (300 K°) a poláris optikai fononokon való elektronszóródás által limitált mozgékonyság az elméleti becslések, valamint az igen tiszta kristályokon végzett mérések alapján 9300 cm²/Vs [11, 23].

A 6. ábrán ábrázoltuk a szobahőmérsékleten mért mozgékonyságokat az elektronkoncentráció ($n \cong \cong 1/eR_H$) függvényében. A mérési pontok elhelyezkedéséből látható, hogy az elektronkoncentráció (és így a szennyezőkoncentráció) növekedésével az elektronok (Hall) mozgékonysága csökken. Az a tény, hogy ugyanazon elektronkoncentráció esetén különböző mintákon más és más volt a mozgékonyság arra utal, hogy a minták összes szennyezőtartalma különböző volt. A 6. ábrán *a*-val jelölt görbe a mérési pontokat köti össze, a *b*-vel jelölt görbe, amelyet S. M. Sze és J. C. Irvin közöltek [24], nagymennyiségű kísérleti adat analízise alapján adódik. Az elméleti görbék [11, 25] kb. 20%-kal a *b*-vel jelölt kísérleti görbe felett haladnak. Az igen tiszta kristályokon végzett mérések eredményei igen jól követik a H.



6. ábra. Galliumarzenid egykristályok szobahőmérsékleten (300 K°) mért elektronmozgékonysága a töltéshordozó koncentráció függvényében. 1. szennyezetlen, 2. Cr-mal szennyezett, 3. O-val szennyezett kristályok. *a)* kísérleti görbe, *b)* kísérleti görbe a [21] alapján, *c)* a Conwell—Weisskopf-formulával számolt elméleti görbe

Ehrenreich által kiszámolt görbét [11, 26]. A 6. ábrán *c*-vel jelölt görbe az ionizált szennyezők és a poláris fononok által okozott szórásból adódó eredő mozgékonyságot ábrázolja. Az ionizált szennyezők által meghatározott mozgékonyságot a Conwell—Weisskopf-formulából számoltuk ki [8], a fononok által korlátozott mozgékonyságra az irodalmi $\mu_P = 9300$ cm²/Vs adatot vettük fel, s az eredőt úgy számoltuk, hogy a két mozgékonyság reciprokát összegeztük: $\mu^{-1} \cong \mu_I^{-1} + \mu_P^{-1}$. Ez a görbe a nagy szennyezések tartományában ($n \gtrsim 5 \times 10^{17}$ cm^{-3}) jól követi a mérési adatokat, a közepes szennyezési koncentrációk tartományában azonban elég nagy az eltérés a számított és mért mozgékonyságok között. μ_P értékének csökkentésével az egyezés nagymértékben javítható.

Az általunk mért mozgékonysági adatok szemmel láthatóan a *b* görbe alatt és méginkább az Ehrenreich által meghatározott és igen tiszta mintákon végzett mérésekkel igazolt elméleti görbe alatt maradnak. Ebből arra következtettünk, hogy mintáink szennyezőtartalma nagyobb, mint a mért elektronkoncentráció, és ez okozza a mozgékonyság csökkenését. A többségi donor szennyezőkön (N_d) kívül kompenzáló akceptorszennyezőket (N_a) is tartalmaznak a kristályok, ezek különbsége határozza meg az elektronkoncentrációt ($n = N_d - N_a$), de az elektronok mozgékonysága az ionizált szennyezők szóróhatása következtében az össz szennyezőkoncentrációtól függ.

Az ionizált szennyezők koncentrációját a következőképpen becsültük meg [7, 27, 28], (L. Függelék). Folyékony nitrogén hőmérsékletén (77 K°) a töltéshordozók mozgékonyságát kizárólag az ionizált szennyezőkön való szóródás határozza meg. Ekkor a mért Hall-állandóból az n töltéshordozó koncentráció, továbbá a Hall-mozgékonyságból és a töltéshordozó koncentrációból a Brooks—Herring formula segítségével (amely a kompenzációt is figyelembe veszi) az ionizált szennyezők koncentrációja, azaz a donor és akceptorkoncentrációk összege meghatározható. N_a és N_d összegét, valamint különbségét (n) ismerve, mindegyikük külön-külön is kiadódik. A szennyezőatomok kompenzációjára a $K_n = N_a/N_d$ viszonyszám, az ún. kompenzációs fok jellemző. Ezen analízist a mért mintákon elvégezve az adódott, hogy a szennyezőatomok kompenzációs foka kb. 0,5—0,6, azaz a minták szennyezőkoncentrációja kb. 4—5-ször nagyobb, mint a Hall-állandóból számítható elektronkoncentráció.

Ugyanezen analízist a szobahőmérsékleti adatokra is alkalmaztuk, de itt figyelembe vettük a már említett módon az optikai fononokon való elektronszóródás mozgékonyságcsökkentő hatását is. Tekintve, hogy a két szórási mechanizmus együttes hatását a mozgékonyságok reciprokainak összeadásával csak közelítőleg tudjuk leírni, így a szobahőmérsékleti analízis eredményeinek bizonytalansága nagyobb. Ennek ellenére a kétféle úton meghatározott szennyezőkoncentrációk elfogadhatóan (20—30%-on belül) egyeztek.

Meg kell jegyeznünk, hogy az általunk alkalmazott eljárás erősen túlbecsüli a szennyezőkoncentrációt H. Ehrenreich számításaihoz képest, aminek oka egyrészt az, hogy H. Ehrenreich a két szórási mechanizmus együttes hatását pontosabb modell alapján vette figyelembe, másrészt mi eltekintettünk minden egyéb mozgékonyságcsökkentő hatástól (semleges szennyezők, kristályhibák, mikro- és makroinhomogenitások stb.), amelyek elhanyagolása a látszólagos szennyezőkoncentráció növekedéséhez vezet [7]. Ezen túlmenően, főleg az erősebb szennyezések tartományában a Brooks—Herring-formula túlbecsüli a szabad töltéshordozók árnyékoló hatását, és így e formulából jóval nagyobb szennyezőkoncentráció adódik [29], mint ami a kémiai analízis eredményei alapján várható lenne.

Összefoglalás, következtetések

A fentiek alapján a következőket állapíthatjuk meg.

1. Sikerült részben hazai nyersanyagból (gallium) galliumarzenid egykristályokat előállítani a módosított Bridgman-féle eljárás alapján.

2. A kémiai analízis szerint a kristályok fő szennyezői a kén, szilícium, vas és cink voltak.

3. A nem doppolt kristályok n típusúak voltak, az elektron koncentráció $4\times10^{16}...3\times10^{18}$ cm^{-3}, a maximális elektronmozgékonyság 4200 cm^2/Vs.

4. A kristályokban nagy volt a szennyezők kompenzációs foka. Egy közelítő eljárást mutattunk be a kompenzációs fok meghatározására.

5. Az általunk előállított egykristályok elektronkoncentrációi abban a tartományban vannak, amely alkalmassá tehetné azokat galliumarzenid alapú fényforrások vagy tunneldiódák előállítására.

Köszönetnyilvánítás

A szerzők köszönettel tartoznak Bertóti Imrének és Hagyó Józsefnek az elektromos kontaktusok elkészítéséért és Somogyi Károlynak (valamennyien a Műszaki Fizikai Kutató Intézet munkatársai) a kriosztát megkonstruálásáért. A szerzők köszönetüket fejezik ki dr. Gergely Györgynek (Műszaki Fizikai Kutató Intézet) az elektromos mérések végzése során nyújtott támogatásáért.

Függelék

Alacsony hőmérsékleteken (pl. 77 K°) az elektronok mozgékonyságát az ionizált szennyezők okozta szóródás határozza meg. Ekkor a mozgékonyságot a Brooks—Herring-formula segítségével lehet meghatározni [7, 8, 17]:

$$\frac{\mu_H}{r}=\mu=\frac{32\sqrt{2\pi}\varepsilon^2(kT)^{3/2}F_2(\xi)}{e^3m^{*1/2}N_I[\ln(1+b)-b/(1+b)]F_{1/2}(\xi)},$$

ahol

$$b=\frac{8m^*kT}{\hbar^2}\cdot\frac{F^{3/2}(\xi)}{F^{1/2}(\xi)}R_0^2$$

és

$$R_0^2=\frac{\hbar^3\varepsilon}{8e^2m^{*3/2}(2kT)^{1/2}F_{-1/2}(\xi)}.$$

Itt $F_n(\xi)$ az ún. Fermi integrál (értékei táblázatokban megtalálhatók), ξ a redukált Fermi-energia.

A Hall-állandó és a szórási tényező a következőképpen fejezhető ki:

$$R_H=\frac{r}{en};\ r=\frac{3F_{1/2}(\xi)F_{1/2}(\xi)}{4[F_2(\xi)]^2},$$

ahol az elektronkoncentráció

$$n=N_cF_{1/2}(\xi)=4\pi\left(\frac{2m^*kT}{h^2}\right)^{3/2}F_{1/2}(\xi).$$

A fenti képletek kombinációiból a mért Hall-állandó és mozgékonyság ismeretében rendre meghatározhatók ξ, r, n és $N_I=N_a+N_d$ értékei.

A szobahőmérsékleti analízisnél figyelembe kell venni az elektronoknak a poláris optikai fononokon való szóródásából adódó mozgékonyságcsökkenését. Mivel ebben az esetben a szórási tényező nehezen számítható, ezért az $r\cong1$ és $\mu_H\cong\mu$ közelítésekkel élünk. Továbbá

$$\mu^{-1}=\mu_I^{-1}+\mu_P^{-1},$$

ahol $\mu_P=9300$ cm^2/Vs. Így a mért mozgékonyságból adódik az ionizált szennyezők okozta szórásból eredő mozgékonyság, s ebből már az N_I szennyezőkoncentráció kiszámítható.

Ezt a leírt módszert alkalmaztuk a szennyezőkoncentráció, valamint a kompenzációs fok meghatározására.

IRODALOM

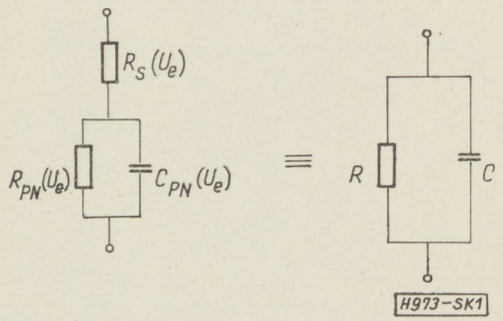
1. Magyar szabadalom 148—953.
2. Fémipari Kutató Intézet, Zárójelentés, 1968. (Tsz.: 141)
3. Magyar szabadalom 2251 (FE-645) 5. sz.
4. *Papp E.—Zsindely S.—Legát T.:* Neue Hütte 13, 29 (1968).
5. *Bujdosó E.—Miskei M.—Ormos Gy.:* Proc. of the Anal. Chem. Conf. Budapest, 1966. 262—9.
6. Fémipari Kutató Intézet tervtanulmány a GaAs egykristály gyártására (Tsz.: 543) (1965—66).
7. *Pődör B.—Ivánka C.:* Acta Physica Acad. Sci. Hung. 25, 115 (1968).
8. *Madelung, O.:* Physics of III—V Compounds, Wiley, N. Y. 1964.
9. *Uhlir, A.:* Electronics, 40/23, 118, 1967.
10. *Biard, J. R.—Snack, H.:* Electronics, 40/23, 127, 1967.
11. *Ehrenreich, H.:* Phys. Rev. 120, 1951, 1960.
12. *Roberts, F.:* Phys. Lett. 17, 21, 1965.
13. *Ikoma, H.—Shing-shing Wang, J.:* Phys. Soc. Jap. 25, 1739, 1968.
14. *Balsev, I.:* Phys. Rev. 173, 762, (1968).
15. *Copeland, J. A.:* Electronics, 40/12, 91, 1967.
16. *Becke, H. W.—White, J. P.:* Electronics, 40/12, 82, 1967.
17. *Willardson, R. K.* and *Goering, H. L.:* Compound Semiconductors. Vol. I Reinhold Publ. Co. New York—London.
18. *Czochralski, J. Z.:* Phys. Chem. 92, 219, (1917).
19. Либов, Л.Л. – Мескин, С.С. – Наследов, Д.Н. – Седов, В.Е. — Царенков, ПТЭ 1965/4 стр 14.
20. *Ure, R. W.:* Rev. Sci. Instr. 28, 836, 1957.
21. *Eckstrom, L.—Weisberg, L. R.:* J. Elchem. Soc. 109, 321, 1962.
22. *Fertin, J. L.—Lebailly, J.—Deyrs, E.:* Proc. 1966 Symp. on GaAs Reading, 1966. p. 46.
23. *Kang, C. S.—Greene, P. E.:* Appl. Phys. Letters, 11, 171, 1967.
24. *Sze, S. M.—Irvin, J. C.:* Solid-State Electronics, 11, 599, 1968.
25. *Moore, E. J.:* Phys. Rev. 160, 618, 1967.
26. *Hilsum, C. H.:* Progress in Semiconductors, Vol. 9. 1966.
27. *Ivánka K.:* Diplomamunka, ELTE, 1967.
28. *Pődör B.:* Acta Phys. Hung. 1969. s. a.
29. *Amith, A.—Kudman, I.—Steigmeier, A. F.:* Phys. Rev. 138A, 1270, 1965.

SZÉCHÉNYI KÁLMÁN
MTA Műszaki Fizikai Kutató Intézet

A pn-átmenet kapacitásának automatikus mérése

ETO 621.382.232:621.315.335.2

A pn-átmenetet helyettesítő kétpólus (1. ábra) három feszültségfüggő elemből áll: az átmenet kapacitásából, az átmenet ellenállásából (R_{pn}), amely az átmeneten átfolyó egyenáram útját biztosítja, és az átmenetet a kontaktusokkal összekötő félvezető réteg-ellenállásából (R_s).



1. ábra. A pn-átmenet helyettesítő képe

Mindhárom elem feszültségfüggése a kiürített réteg szélességének feszültségfüggésére vezethető vissza.

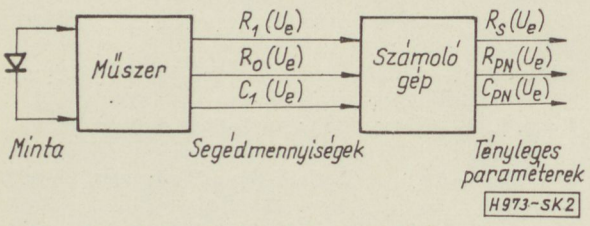
A kétpólus egyetlen frekvenciára egy párhuzamos RC taggal ekvivalens. Az R is és a C is függ az eredeti helyettesítő kép mindhárom paraméterétől és természetesen a frekvenciától is:

$$R=f_1(R_s;\ R_{pn};\ C_{pn};\ \omega)$$
$$C=f_2(R_s;\ R_{pn};\ C_{pn};\ \omega) \qquad (1)$$

Közvetlenül csak ezt az RC helyettesítő képet lehet mérni. Ahhoz, hogy ebből a három elemes helyettesítő kép paramétereire következtethessünk, három mérést kell végezni. Célszerű megmérni egy ismert frekvencián a kétpólus komplex admittanciáját (ebből adódik R_1 és C_1) és zérus frekvencián ellenállását (R_0):

$$R_1=f_1(R_s;\ R_{pn};\ C_{pn};\ \omega_1)$$
$$C_1=f_2(R_s;\ R_{pn};\ C_{pn};\ \omega_1)$$
$$R_0=R_s+R_{pn} \qquad (2)$$

A három adatból R_s; R_{pn} és C_{pn} értékei kiszámíthatók. A számítás elvégeztethető számológéppel (2. ábra). A műszer feladata tehát az, hogy az előfeszültség függvényében folyamatosan mérje a kétpólus admittanciáját és egyenáramú ellenállását.



2. ábra. Mérési elrendezés a helyettesítő kép valamennyi elemének meghatározására

Az 1968. évi diplomaterv pályázat egyik díjnyertes diploma terve.

Beérkezett: 1969. VII. 29-én.

Ha R_s elhanyagolhatóan kicsiny R_{pn}-hez képest, akkor $C_{pn}=C_1$-el. Ilyenkor tehát elhagyható a számológépes kiértékelés. A mérőműszerrel szemben támasztott követelmények viszont alig csökkennek; hiszen megmarad a folyamatos admittancia mérés (igaz, hogy csak a képzetes részére van szükség, de ez elvi könnyítést nem jelent). Elhagyható a nagyon egyszerűen megoldható egyenáramú ellenállás mérés, továbbá az admittancia valós részének kijelzése. A továbbiakban csak ezzel az egyszerűsített esettel foglalkozunk, de röviden utalni fogunk azokra a kiegészítő áramkörökre, amelyek lehetővé teszik R_{pn} kijelzését és R_0 mérését is.

Az alábbiakban táblázatosan (1. táblázat) összefoglalva látható, hogy a mérendő minták paraméterei milyen értékek közé esnek. A jósági tényező $\omega_1=500$ kHz-en értendő.

1. táblázat

Előfeszültség	C_1	R_1	R_1C_1	$Q=R_1C_1\omega_1$
U_e max	10 pF	1 MΩ	10^{-5} s	30
$U_e=0$	1 nF	100 Ω	10^{-8}s	$3\cdot10^{-2}$

A mérőjel nagysága maximum néhányszor 10 mV-ra választható, egyrészt azért, mert ekkora jellel szemben C_1 még lineárisnak tekinthető, másrészt, mert ezzel még nulla előfeszültség környezetében is mérhetjük C_1-t.

Módszerek veszteséges kapacitás folyamatos mérésére

Önkiegyenlítő, komplex híd

A kapacitásmérésre elterjedten használt híd-módszer automatizált változata. A mérési elv változatlan, tehát a mérendő impedanciát etalonelemek leutánozzák.

A kézi kiegyenlítésű és az automatikus mérőhidak között az alapvető elvi különbség a kiegyenlítés időbeli lefolyásában van. Az előbbieket a valós és képzetes részre nem egy időben, hanem egymás után, felváltva egyenlítik ki. Az indikátor a hibafeszültségnek csak az abszolút értékét méri. A mérő személy gondoskodik arról, hogy az nullához konvergáljon.

Automatizált kivitelben a valós és a képzetes rész kiegyenlítése egyszerre történik. Ezért szükség van a hibafeszültség abszolút értékére és fázisára is. Ha egy kiegyenlítetlen hídban a mérendő admittanciának csak a valós részét vagy csak a képzetes részét

megváltoztatjuk, megváltozik a hibajel abszolút értéke, és fázisa is.

$$\varphi = f_3(R;\ C)$$
$$|u| = f_4(R;\ C)$$
$$\omega = \omega_1 = \text{konst.}$$

A valós és a képzetes rész kiegyenlítésének szétválasztása tehát komoly feladat. A szétválasztás tökéletlen megoldása viszont két egymásba hurkolt szabályozási kört jelent, ami a kiegyenlítés konvergenciáját veszélyezteti. A híd tökéletes kiegyenlítése „*I*" típusú (integráló) szabályozási köröket kíván, amelynek stacionárius hibája zérus. A beavatkozó szervek emiatt gyakran szervomotorok.

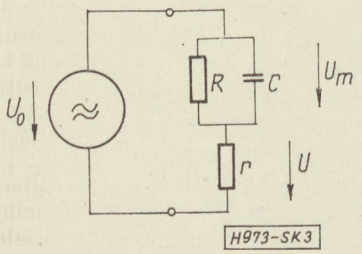
Az [1]-ben leírt önkiegyenlítő komplex híd a Schering-hídnak olyan változata, melyben mind a valós, mind a képzetes rész potenciométerekkel egyenlíthető ki. A potenciométereket szervomotorok mozgatják.

Az automatikus hidak pontossága statikus mérés esetén megegyezik a hagyományos hidak pontosságával. A pn-átmenetek mérésére tehát alkalmasak, feltéve, ha megoldható az egyenáramú előfeszítés, és az admittanciaértékek folyamatos kijelzése.

Itt említjük meg a [2]-ben leírt kézi kiegyenlítésű mérőhidat, amelyet kifejezetten pn-átmenetek kisfrekvenciás mérésére terveztek. Az automatizált megoldáshoz kiindulásul szolgálhat.

A kapacitás meghatározása amplitúdó- és fázismérés segítségével

A legkézenfekvőbb mérési módszer. A mérendő veszteséges kapacitással sorba kapcsolunk egy elhanyagolhatóan kicsi (r) ellenállást. A 3. ábrán látható módon feszültséggenerátorral meghajtjuk, és az r-en fellépő feszültség amplitúdóját és fázisát mérjük.



3. ábra. Mérési elrendezés C meghatározására feszültség- és fázismméréssel

$$\frac{r}{R} \ll 1 \quad \text{és} \quad RC \ll 1$$

feltételek teljesülése esetén:

$$U = U_0 \frac{r}{R} + jU_0 r\omega C$$

Ebből

$$C = \frac{|U| \sin \varphi}{U_0 r \omega}.$$

Látható, hogy amennyiben az U feszültséget fázisérzékeny egyenirányítóra vezetjük, C-vel arányos kimenőfeszültséget kapunk. Ezen az elven működik a [3]-ban leírt műszer. A mérőjel 10 mV nagyságrendű, U tehát μV-ra is lecsökkenhet. Ezt a feszültséget kell fázishelyesen felerősíteni, mielőtt az egyenirányítóra kerül.

Vizsgáljuk meg, hogy adott RC szorzatú minta mérése milyen követelményeket állít pl. egy kapuzással működő fázisérzékeny egyenirányítóval szemben. A kapuzó négyszögimpulzusok felfutási ideje (t_f) meghatározza azt a minimális fáziseltérést, amit az egyenirányító még érzékelni tud. Kimutatható, hogy $\frac{\Delta C}{C}$ kapacitás felbontáshoz legfeljebb

$$t_f = 2(RC)\frac{\Delta C}{C}$$

felfutási idő tartozhat.

$$\frac{\Delta C}{C} = 10\%,\ RC = 10^{-8}\ \text{sec esetén}\ t_f = 2\ ns.$$

Kis RC szorzatú minták mérése esetén tehát a stabil és fázishelyes erősítés, valamint a fázisérzékeny egyenirányítás okoz problémát (nanosecundumos impulzustechnika). Noha a problémák megoldhatók, véleményünk szerint ezt a módszert inkább nagyobb RC szorzatú minták mérésére érdemes alkalmazni.

Rezgőkörös mérési módszer

A mérendő veszteséges kapacitást egy oszcillátor rezgőkörével párhuzamosan kapcsoljuk. Az eddig tárgyalt módszerektől eltérően nem állandó frekvencián mérünk, hanem a fázist tartjuk állandó értéken — az oszcillátor-mechanizmust kihasználva — és frekvenciát valamint feszültséget mérünk.

A módszer előnye, hogy R és C egymástól függetlenül mérhető. A frekvenciaváltozás csak C-től, az oszcilláció amplitúdójának változása csak R-től függ:

$$\varphi = 0$$
$$\omega = f_5(C)$$
$$|U| = f_6(R)$$

A módszer hátránya, hogy a minta párhuzamos helyettesítő képének elemeit (R, C) nem egy állandó frekvenciára adja meg. (1) alapján az így adódó értékek egy közös frekvenciára visszaszámolhatók, de csak akkor, ha R_s; R_{pn} és C_{pn} frekvenciafüggetlenek.

$Q = 10^{-2}$ nagyságrendbe eső jósági tényezőjű kapacitások mérésekor egy további probléma merül fel: a diódával kiegészített rezgőkör jósági tényezője is nagyon kicsiny lesz és ennek következtében fáziskarakterisztikájának meredeksége $\varphi = 0$ környezetében összemérhetővé válik az oszcillátorerősítő hasonló jellemzőjével. Az erősítő fáziskarakterisztikájának nullátmenete nem abszolút stabil, hanem kis mértékben változik a szórt elemek, a tápfeszültség, a hőmérséklet stb. változásával. Ez jelentősen elhúzhatja az oszcillátor frekvenciáját. Ezek a problémák azonban aránylag egyszerűen megoldhatók.

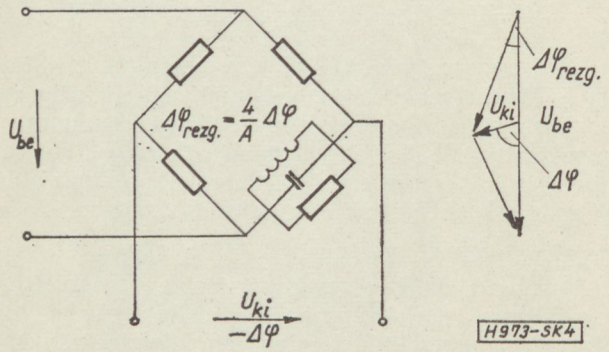
A fix mérőfrekvencia úgy biztosítható, hogy a rezgőkörbe egy további, elektronikusan szabályozható kapacitást építünk be, amely a rezgőkör összkapacitását mindig egy konstans értékre egészíti ki. Meacham-hidas oszcillátor alkalmazásával pedig a rezgőkörön kívüli áramköröknek és elemeknek a frekvenciára gyakorolt hatását lecsökkenthetjük. Híd nélkül az oszcillátor erősítő $\Delta\varphi$ fázisváltozása a frekvenciában az alábbi relatív változást eredményezi:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{2Q}\Delta\varphi.$$

Ha a rezgőkört a 4. ábrán látható módon egy híd egyik ágába helyezzük el, és a hidat A erősítésű erősítővel visszacsatoljuk, ugyanez a $\Delta\varphi$ fázisváltozás csak

$$\frac{\Delta\omega}{\omega}=\frac{1}{2Q\cdot\frac{A}{4}}$$

relatív frekvenciaváltozást okoz. Tehát a külső elemek zavaró hatása $A/4$-ed részére csökken, ami $A/4$-szer rosszabb jósági tényezőjű minták mérését teszi lehetővé.



4. ábra. A közel kiegyenlített hídban levő rezgőkör feszültség- és fázisviszonyai

A mérőműszer blokkvázlata

A fent vázolt, kompenzálással és híddal kiegészített, rezgőkörös elven működő műszer blokkvázlata látható az 5. ábrán.

A híd referencia ága ($A-B-C$) terheletlen kapacitív osztó. A transzformátor szekunder tekercsén megjelenő feszültséget frekvenciától függetlenül és fázisforgatás nélkül felezi.

A híd másik ágában ($E-F$) pontok között van a párhuzamos rezgőkör, amelyet a pn-átmenet R és C elemei, a kompenzáló, elektronikusan változtatható Miller-kapacitás és egy mérőtekercs képez. A rezgőkör tiszta ohmos a rezonanciafrekvenciáján. A $D-E$ pontok között levő térvezérlésű tranzisztor — első közelítésben — tiszta ohmos csatornaellenállása igen széles határok között (50 Ω-szakadás) szabályozható. A csatornaellenállás valamivel mindig kisebb, mint a rezgőkör R rezonancia-ellenállása. A hídnak ez az ága tehát a rezgőkör rezonanciafrekvenciáján a bejövő (U_{be}) feszültséget szintén fázistolás nélkül osztja le, de a rezgőkörön levő feszültség $\frac{U_{be}}{2}$-nél valamivel nagyobb.

A $B-E$ pontok között levő kis hibafeszültségnek (U_{ki}) a hidat meghajtó feszültséghez képest 180°-os fáziskésése van. Ha az oszcillátor erősítő és a transzformátor együttesen szintén 180°-os fáziseltolást okoz, akkor a hurok eredő fáziseltolása a rezgőkör rezonanciafrakcenciáján nulla.

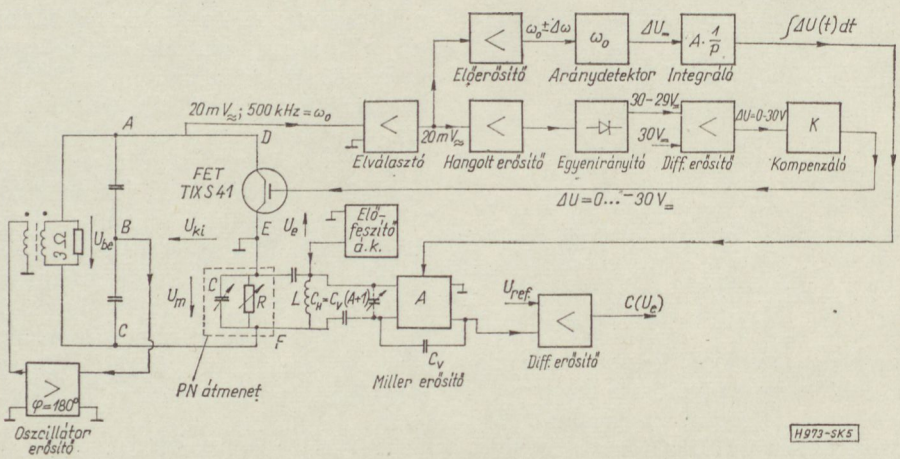
Amennyiben a hurokerősítés egységnyi, az oszcillátor ezen a frekvencián rezgőképes.

A működés mechnizmusa ezek szerint a következő: Ha C megnő, a rezgőkör rezonanciafrekvenciája csökken. Az oszcillálás frekvenciája mindig a rezonanciafrekvencia, tehát ez is csökken.

A frekvenciának egy meghatározott, fix ω_0-tól való eltérése esetén a frekvencia-szabályozó áramkör addig változtatja C_H-t, amíg a frekvencia ismét ω_0 nem lesz. Jelen esetben C_H addig fog csökkenni, amíg a frekvencia ω_0-ra nem nő.

Az oszcillátor működéséhez szükséges egységnyi hurokerősítésről külön körnek, az amplitúdó szabályozó áramkörnek kell gondoskodnia, hiszen a kis mérőjellel szemben (20 mV) az egész kapcsolás lineáris. A térvezérlésű tranzisztor csatornaellenállása úgy követi R változását, hogy mindig egy kicsit kisebb marad annál. Ha R megnő, a hurokerősítés 1-nél nagyobb lesz, a D pont feszültsége nő. Az amplitúdószabályozó áramkör a csatornaellenállást a vezérlőelektródára juttatott nagyobb negatív feszültséggel növeli mindaddig, amíg a D pont feszültsége ismét az eredeti érték nem lesz. Ha a csatornaellenállás bármely oknál fogva nagyobb R-nél, az eddigi pozitív visszacsatolás negatívba megy át, az oszcilláció lecseng, a D pont feszültsége csökken és ez a csatornaellenállás növekedését eredményezi mindaddig, míg a hurokerősítés $+1$ nem lesz.

Az oszcillátorhurokban létrejövő amplitúdó- és frekvenciaváltozások tehát egyidőben, de egymástól függetlenül vezérlik az amplitúdó- és frekvencia szabályozó kört. Ezen áramkörök tervezésénél tehát



5. ábra. Rezgőkörös elven működő kapacitásmérő blokkvázlata

az a leglényegesebb szempont, hogy ez a függetlenség valóban teljesüljön.

A mérés 20 mV-os, 500 kHz-es mérőjellel történik.

A műszer egyes egységeinek vázlatos ismertetése

Az oszcillátor a hídból, az erősítőből és egy illesztőtranszformátorból áll. Az erősítő és a transzformátor szélessávú, mert így biztosítható a lapos fáziskarakterisztika $\varphi = 180°$, illetve $\varphi = 0°$ környezetében. Az erősítés kb. 120. A szekundertekercs hídtól független állandó terhelését egy 3 ohmos ellenállás biztosítja.

Az erősítő és a transzformátor domináns pólusfrekvenciáinak egyidejű, egyirányú 5%-os megváltozása a rezonanciafrekvenciát csak 1%-kal változtatja meg $Q = 10^{-2}$ jósági tényezőjű minta mérése esetén. Ez a fázisstabilitás kielégítő. Egyben az is látszik, hogy a híd alkalmazása nélkül ez 30%-os frekvencia hibát okozna, ami már megengedhetetlenül nagy érték.

Az amplitúdó-szabályozó áramkör egy közönséges, *0*-típusú, vivőfrekvenciás kör. Az oszcilláció amplitúdóját 3% pontossággal stabilizálja. A *FET* csatornaellenállás-vezérlőelektróda feszültség nemlinearitása miatt stabilitásvizsgálata rendkívül bonyolult. Kompenzálását a legnagyobb hurokerősítésű pontjában lineárisnak képzelve végeztük el. A frekvenciaszabályozó áramkörben a frekvencia eltéréseket egy aránydetektor érzékeli, amelynek limitáló tulajdonsága biztosítja, hogy az amplitúdóingadozások ne zavarják a frekvencia szabályozást. Minthogy az aránydetektor az őt megelőző fokozatot a bemenetére jutó jel szintjétől függően különböző mértékben terheli, számára külön előerősítő szükséges. Az integráló műveleti erősítő alkalmazása miatt a szabályozási kör *1* típusú, amely egységugrás alakú zavarójellemzővel szemben hiba nélkül visszaszabályoz, időben lineárisan változó zavarójellemzővel szemben pedig konstans hibával. Tehát elvben lehetséges, hogy a folyamatos szabályozás közben a frekvencia ne változzék. Így ez a hurok semmiféle zavaró hatással nem lehet az amplitúdószabályozásra. Az elektronikusan szabályozható kapacitás azért Miller-kapacitás, és nem egyéb pl. reaktanciacsöves megoldás, mert ennél egyszerű eszközökkel biztosítható egy frekvenciára a nagy jósági tényező és az, hogy a párhuzamos veszteségi ellenállás elhanyagolható mértékben változzék a szabályozójel függvényében. Ez a szabályozási kör is erősen nemlineáris. Stabilitásvizsgálata az amplitúdó szabályozóköréhez hasonlóan történt.

Az előfeszítő áramkör olyan időben nemlineáris $U_e(t)$ függvénnyel hajtja meg a mintát, amelynek eredményeképpen a zavarójellemző (C) időbeli változása többé kevésbé megközelíti a lineáris függvényt.

A kijelző egység a kapacitással arányos kimenőjelet szolgáltat. Legegyszerűbben úgy valósítható meg, hogy a Miller-erősítő kimenetén levő jelet invertáljuk. Ugyanis a Miller-kapacitás (C_H) az erősítő erősítésével arányos. A mérendő kapacitás pedig a rezgőköri összes kapacitás (állandó érték) és a Miller-kapacitás különbsége. Természetesen ily módon a kijelzés pontossága a mérőjel amplitudójának stabilitásától függ. Ahhoz, hogy a fent vázolt áramkörrel a bevezetőben említett komplex mérés is elvégezhető legyen, a következő kiegészítések szükségesek:

a *FET* vezérlőelektródájára jutó jellel szimultán egy másik, ugyanolyan tranzisztort is vezérelni kell. A két transzisztor csatornaellenállása így egyenlő lesz. A kiegészítő tranzisztor ellenállása ezután akár egyenáramú módszerrel is megmérhető. Célszerű ebben az esetben az amplitúdó szabályozó áramkört is *1* típusúra kiképezni, a nagyobb pontosság érdekében.

Meg kell mérni az átmeneten átfolyó egyenáramot is. A kapott $I(U_e)$ függvényből egyértelműen meghatározható $R_0(U_e)$.

Összefoglalás

A bemutatott mérési módszer a pn-átmenetek kapacitását hidas oszcillátorban kompenzációs elven méri. Egyesíti az oszcillátoros módszer, a kompenzálás és a híd módszer előnyeit. Ezek a következők:

— R és C egymástól független mérésének lehetősége,
— fix frekvencia, nagy pontosság,
— igen kicsiny jósági tényezőjű minták mérésének lehetősége, zavarérzéketlenség.

Köszönöm *Dr. Ambrózy Andrásnak*, *Dr. Bodó Zalánnak* és *Gulai Lászlónak*, hogy munkám során állandóan segítségemre voltak.

IRODALOM

1. *Schmidt, J.—Golbig:* Selbstabgleichende Hochspannungsbrücke für Kapazitäts-und Verlustfaktormessungen. Elektrie 18. (1964) p. 42.
2. *Kutyuk, A. F.—Sheremetev:* Universal Bridge Equipment for Measuring the Parameters of p-n Semiconductor Junctions at Audio Frequencies. Measurement Techniques, 1964. p. 935.
3. *Max Schaldach:* Untersuchung der Oberflächeneigenshaften von Germanium-Einkristallen durch schnelle Impedanzmessung. Berlin, 1966.
4. *Széchényi Kálmán:* Diplomaterv a BME Elektroncsövek és Félvezetők Tanszéken, 1968.

CSERI ÉVA
Híradástechnikai Gépgyár

Dielektromos félvezetőeszközök

ETO 537.226 : 621.382

Tértöltéskorlátozott dielektromos eszközökkel, mégpedig a dielektromos diódával és triódával, kísérletek formájában, különösen 1960 után foglalkoztak a kutatók. A témával kapcsolatos elméleti munkákat már ezt megelőzően is elég sokat találunk.

A két félvezető eszköz közül különösen a dielektromos trióda említésre méltó. Az alábbiakból is kitűnik, hogy a dielektromos trióda egyesíti, sőt bővíti a vákuumtriódák és tranzisztorok előnyös tulajdonságait.

A tértöltéskorlátozta áram fizikai mechanizmusai az 1. ábra szerint értelmezhetőek, amely a tértöltéskorlátozott, dielektromos dióda vázlatát adja és működését illusztrálja.

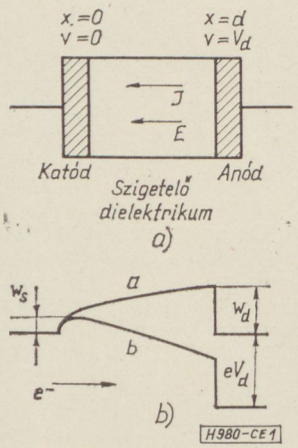
Az 1. ábrán w_s — a katódnál levő ún. forráspotenciál,

w_d — az anódnál levő ún. gyűjtőelektróda potenciál,

eV_d — az anódra kapcsolt feszültség.

Ismeretes, hogy termodinamikai egyensúlyban levő szigetelőkristály vezetési szintjei teljesen üresek, a valencia szintek pedig töltöttek. Megfelelő kilépési munkájú kontaktusokkal (katód és anód) ellátva a kristályt, elektronok injektálódhatnak a vezetési sávba, illetve lyukak a valencia sávba.

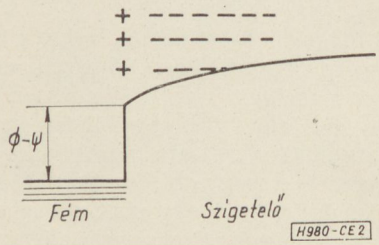
A továbbiakban az elektronokat tekintjük többségi töltéshordozóknak.



1. ábra. *a* — dielektromos dióda struktúrájának vázlata; *b* — energia sávstruktúra „a" görbe: áramnélküli eset, „b" görbe: áramszállítás esete

A 2. ábrán látható, hogy amikor a szigetelőben kialakult az elektronfelhő, a fém felületén ezzel egyenlő pozitív töltés keletkezik. A tértöltés, a fém-szigetelő határfelülettől távolodva, a szigetelő belsejében növeli a vezetési szintek betöltöttségét.

A vákuumba emittált elektronokhoz hasonlóan tehát tértöltéskorlátozta áram keletkezik, amely akkor dominál, ha az elektronok futási ideje sokkal rövidebb a kristály dielektromos relaxációs idejénél.



2. ábra. Fém-szigetelő kontaktus. Φ — a fém kilépési munkája; ψ — a szigetelő elektronaffinitása

A kialakuló áramot leíró Mott—Gurney-törvény [1] a dielektromos félvezető eszközök működésének egyik legfontosabb alapösszefüggése:

$$I=\frac{9}{8}\frac{\varepsilon A}{d^3}\mu V_d^2=PV_d^2 \qquad (1)$$

ahol:

ε — a szigetelő kristály dielektromos állandója;

A — a szigetelő kristály felülete;

d — a szigetelő kristály vastagsága;

μ — az elektronok mozgékonysága;

V_d — az anódpotenciál;

P — perveancia: tartalmazza az összes geometriai paramétert.

Ez a négyzetes törvény fizikailag könnyen értelmezhető, a „felhalmozott töltés" és „vezérelt töltés" fogalmainak bevezetésével.

A felhalmozott töltés az a töltésmennyiség, amely az anódpotenciál elektrosztatikus hatása miatt néhány pillanatig fentmarad az elektródák közti kapacitásban, és értéke közelítőleg $\frac{\varepsilon A}{d}V_d$. Ennek a töltésnek a katód és az anód közti transzportját az anódpotenciál elektrosztatikus hatása és a töltés $\frac{d^2}{\mu V_d}$ futási ideje határozza meg. Az áram közelítő értékét a töltés és a futási idő hányadosa adja meg

$$I\approx\frac{\varepsilon A}{d^3}\mu V_d^2 \qquad (2)$$

Az 1968. évi diplomaterv pályázaton I. díjjal jutalmazott cikk. Beérkezett 1969. VII. 25.

1. A dielektromos dióda

Az előző egyszerű analízis világos fizikai magyarázatát adja a dielektromos dióda működésének és figyelembe veszi a geometriai paraméterektől való függést. Részletesebb vizsgálatoknál azonban tekintetbe kell venni a tértöltés megoszlását is, ilyen módon kapta Mott és Gurney a tértöltéskorlátozta áramra az (1) összefüggést. A töltéshordozók diffúzióját ők is elhanyagolták. Pontosabb vizsgálatoknál a diffúziót „virtuális katód"-dal veszik számításba.

A négyzetes törvény (1) alakja csak ideális szigetelők esetében érvényes. Valóságos szigetelő kristályoknál az injektált töltéshordozók egy részét a rekombinációs centrumok befogják, és így Q töltésmennyiségből csak ΘQ marad szabad (Θ=csapdafaktor=$\left(\frac{\text{mozgatható töltés}}{\text{befogott töltés}}\right)$.

A módosított Mott—Gurney-törvény tehát:

$$I=\Theta P V_d^2 \tag{3}$$

Kísérleti diódákat készítettek CdS-ból. A kristály intrinsic ellenállása 10^{21} Ωcm szobahőmérsékleten, az elektronok mozgékonysága 280 cm²/V s. Hasonló anyag pl. a ZnSe is. GaAs, AlSb és GaP-ból is készültek már ilyen diódák. Ezekben az anyagokban 9000 cm²/V s elektronmozgékonyságot is mértek. Intrinsic ellenállásuk viszont kisebb, mint 10^8 Ωcm, ez az érték gyakorlati célokra még megfelel. 1967-ben a szilíciumot is felhasználták kísérleti dielektromos dióda céljára.

Működés szempontjából különösen az az eset érdekes, amikor nagy és stacionárius feszültségre kis amplitúdójú színuszos feszültség szuperponálódik. Az áram csak az idő függvénye. — Ennek az ún. „kisjelű elmélet"-nek a segítségével itt nem közölt, elég hosszadalmas levezetés után megkapható a dióda differenciális ellenállása.

A $\varphi=\omega T_d$ futási szög fogalmának bevezetésével, ahol T_d az elektronok futási ideje a katód és anód közt, a differenciális admittancia elsőrendű közelítése

$$Y_1=g+j\omega\frac{3C}{4} \tag{4}$$

ahol: g — a konduktancia;
C — az egységnyi felületre vonatkoztatott geometriai kapacitás;
ω — a körfrekvencia.

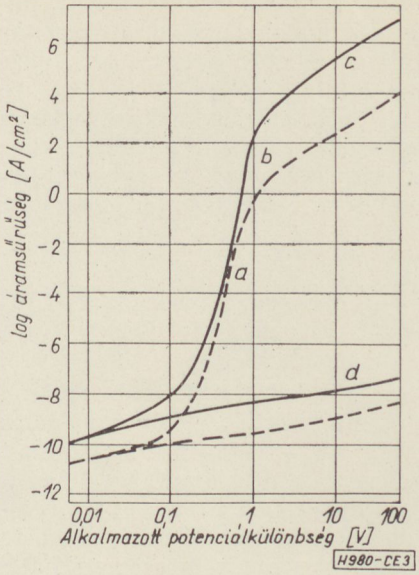
Igen nagy frekvenciákon, ahol az alkalmazott feszültség periódusideje összemérhető, illetve rövidebb, mint az elektronok futási ideje, az admittancia csak bonyolult képletekkel számolható [4].

A 3. ábra a teljes, számított $I-U$ karakterisztikákat mutatja egy 1 μm vastag (folytonos vonal) és egy 10 μm vastag (szaggatott vonal) kristály esetében.

Megfigyelték, hogy 1 V belső potenciálkülönbséggel működő GaAs-ből készült diódánál, ha

d=	10 μm	3 μm	1 μm
f=	7 GHz	70 GHz	700 Hz

Itt d az elektródák távolságát jelenti, f pedig az a frekvencia, ahol $\varphi=360°$.



3. ábra. Nyitóirányú karakterisztikák. *a* — exponenciális, *b* — átmeneti, *c* — négyzetes törvényű tartomány, *d* — záróirányú karakterisztikák

A katód—anód távolság ilyen csökkentése anélkül végezhető, hogy túlzottan romlana a záróirányú letörési szilárdság.

Röviden összehasonlítva a dielektromos- és vákuumdiódát, elmondható, hogy a dielektromos dióda is olyan kapacitás, amelynek negatív lemeze a fegyverzetek közti szigetelt zónába elektronokat emittálhat. Az eredő nagyfrekvenciás áram vezetési és eltolási komponensből áll.

A vákuum és szigetelő szilárdtest eszköz közt az azonosságok mellett lényeges különbségek vannak:

1. A vákuumban az elektronok mindenütt a térerősséggel arányos gyorsulással mozognak, míg dielektromos diódában a térerősséggel arányos sebességgel. Ez az alapvető oka annak, hogy itt az áram a feszültség négyzetével arányos, míg vákuumban a 3/2-es Langmuir—Child-egyenlet érvényesül.

2. A töltések egy része befogódik a kristályba, ilyen hatás vákuumban nem lép fel. A befogott töltés—független töltés arány a szigetelő kristály minden pontjában ugyanaz; ez nem befolyásolja az elektromos erőtér megoszlását. A csapdák csak az áram amplitúdóját csökkentik, de nem módosíják az $I-U$ karakterisztikák alakját.

Tértöltéskorlátozott viszonyok esetén jó nagyfrekvenciás működés várható. A dielektromos dióda tehát a mega-, sőt gigahertzes frekvenciatartományban jól alkalmazható.

Az ilyen dióda kapcsolási ideje ns nagyságrendű, tehát igen jó kapcsoló. Az áramsűrűség kisebb, mint bipoláris eszközökben, ezért a nagyfrekvenciás egységek kevésbé érzékenyek a nyitóirányú túlterhelésre.

Kapcsolástechnikája egyébként megegyezik az elektroncsövekével. Négyzetes karakterisztikája folytán jól alkalmazható pl. váltakozó feszültségű effektív értékmérő áramkörben.

2. Dielektromos trióda

Elrendezése más, mint a vákuumtriódáé, mivel szigetelő szilárd kristályba nem lehet ugyanolyan

módon beiktatni szabályozó elektródát, mint vákuumba. A vákuumtriódánál megismert analízisek, azonban alkalmazhatók a tértöltéses, dielektromos triódánál is.

A rács- és anódelektródáknak az eszköz aktív zónájára gyakorolt hatása a bemeneti és kimeneti kapacitások arányától függ. Az erősítési tényezőt is ezen kapacitások viszonyaként értelmezhetjük:

$$m = Cg/Cd = g_m r_a, \tag{5}$$

ahol:

Cg — a bemeneti kapacitás;
Cd — a kimeneti kapacitás;
g_m — a meredekség;
r_a — a kimeneti ellenállás.

A vezető csatornában „felhalmozott töltés" közelítő értéke: $Cg \cdot (V_g + V_d/m)$ és ha a csatorna hossza d, akkor a töltés futási ideje közelítőleg $d^2/\mu(V_g + V_d/m)$. Az áram közelítő értékét a töltés és futási idő hányadosa adja meg, így az áram és feszültség között négyzetes kapcsolat van az eszköz geometriájától függetlenül.

Az $I-U$ karakterisztikák a következő összefüggések segítségével írhatók le:

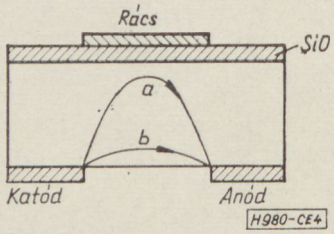
$$I = P\left(V_g + \frac{V_d}{m}\right)^2 \tag{6}$$

$$g_m = 2P\left(V_g + \frac{V_d}{m}\right) \tag{7}$$

$$r_a = \frac{m}{2P}\left(V_g + \frac{V_d}{m}\right) \tag{8}$$

Az összefüggésekben I — a kimenő áramerősség, P — a perveancia, V_g — a rácsfeszültség, V_d — az anódfeszültség.

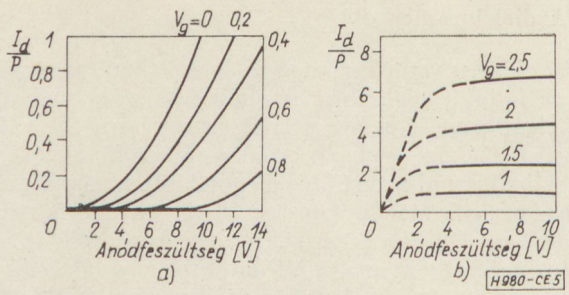
Vékonyréteg konstrukciójú triódát mutat be a 4. ábra. A katód—anód térközt kicsire kell készíteni, hogy a töltéshordozók futási ideje rövid legyen és így megvalósuljon a jó nagyfrekvenciás működés. Túl kicsire viszont nem szabad készíteni, mert elvész a rácselektróda szabályzó hatása.



4. ábra. CdS vékonyréteg trióda. *a** — pozitív rácsfeszültségnél a vezetési csatorna; *b* — negatív rácsfeszültségnél a vezetési csatorna

Az elektródák szórt kapacitásainak csökkentésére vastag aktív zóna kívánatos (ez itt vékony, párologtatott, polikristályos CdS réteg). Megfelelő konstrukciós megoldás az, ahol az $A-K$ távolságot valamivel nagyobbra készítik, mint az aktív zóna szélessége. A rács az aktív zónától szigetelve van, ezért a bemeneti ellenállás nagy. Ez a szigetelőréteg a 4. ábra triódájánál vékony párologtatott szilíciummonoxid.

Az 5*a* ábrán negatív rácsfeszültségű $m = 10$-es, az 5*b* ábrán pozitív rácsfeszültségű $m = 100$-as erősítési tényezőkkel számított dielektromos trióda karakterisztikái láthatóak.

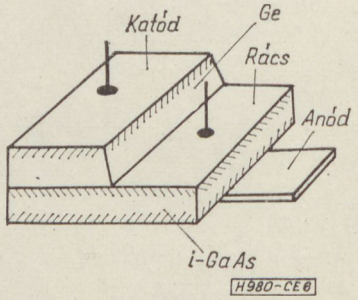


5. ábra. A függőleges tengelyen az anódáram perveanciával osztott értéke

Negatív rácsfeszültséggel működő triódánál a legrövidebb a vezetési csatorna, ilyenkor a legkisebb a bemeneti kapacitás, tehát a legjobb a nagyfrekvenciás működés. Kimutatták azt is, hogy ilyenkor a legkisebb a zajáram. A tértöltés ugyanis a sörétzajt csökkenti, mivel a töltéshordozók a virtuális katódról közvetlenül az anódra jutnak.

Pozitív rácsfeszültséggel működő trióda karakterisztikájában a folytonos vonallal kihúzott görbeszakaszok jól mutatják a telítési jelleget. Látható, hogy az anódáram csak a rácsfeszültségtől függ, és ez biztosítja, hogy az eszköz ilyen esetben pentóda típusú kimeneti jellemzőkkel rendelkezik (nagy kimeneti ellenállás, kis kimenő kapacitás). Ezt az okozza, hogy a rács úgy működik, mint egy elektrosztatikus szűrő, amely teljesen függetleníti a katód—rács zónát az anódpotenciál változásaitól.

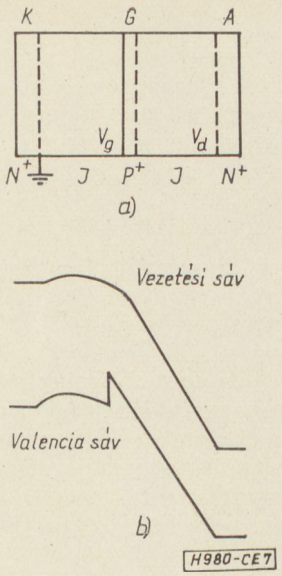
A tértöltéses dielektromos trióda konstruálásánál ellentmondásos követelményeket kell kielégíteni. A működési frekvenciát elsősorban a soros rácsellenállás és a töltéshordozók futási ideje határozza meg. Ahhoz, hogy a frekvencia növekedjék, a rácsellenállást csökkenteni kell. Ez úgy valósítható meg, ha megnöveljük a rács szélességét. Ekkor viszont a futási idő nőne meg nagyon. A katódhatásfok pedig akkor jó, ha a rácsellenállás relatíve nagy.



6. ábra. Ge — germánium kristály; i-GaAs a beiktatott intrinsic réteg

A Wright által javasolt heteroátmenetű konstrukcióval ezek az ellentmondásos követelmények teljesíthetőek [3]. Kis rácsellenállás használható, miközben jó katódhatásfokot érünk el. A kisebbre készíthető rácsszélesség csökkenti a töltéshordozók futási idejét. A katód és anód közé egy intrinsic réteget helyezve, a katódátmenet kapacitása csökken, és javulnak az átmenet letörési karakterisztikái.

A heteroátmenetű konstrukció egyszerű vázlatát mutatja a 6. ábra. Ilyen konstrukciójú trióda működésének rövid áttekintéséhez a következő egyszerű vázlat jó segítséget ad (7*a* ábra).



7. *ábra.* *a* — a fizikai struktúra; *b* — a rácsra és anódra V_g, illetve V_d előfeszültséget adva, az energiaszintek

A K és G lemezek közötti katódzóna mérsékelten nagy tiltott sávszélességű anyagból készül. Ezt a zónát a K katódlemeznél erősen N típusú réteg határolja, amely elektroninjektáló kontaktusként működik. A G és A lemezek közötti anódzóna kisebb tiltott sávszélességű anyagból készül, amelyet a G lemeznél vékony, erősen P típusú réteg, az A lemeznél egy erősen N típusú réteg határol.

Működés céljára a triódát előfeszítik, mégpedig a G lemez P rétegére kis pozitív potenciált, az A lemeznél levő N rétegre nagyobb pozitív potenciált adnak.

Az energiasáv diagram (7*b* ábra) ilyen előfeszültségek alkalmazásával azt az esetet mutatja, amikor a rácslemeznél a két anyag energiaszintjei folytonosan, vagy csekély diszkontinuitással csatlakoznak. A rácsréteg vezetését létrehozó lyukak ilyen körülmények között a rétegben maradnak. A lyukaknak a katódzóna felől való belépését a rácslemeznél levő potenciális energialépcső akadályozza meg, az anódzóna felől való belépésüket pedig a potenciálgradiens.

Az előfeszített triódában a vákuumtriódához hasonlóan stacionárius áram keletkezik a katód és anódlemez között. Ezt az áramot a katódlemezből emittált elektronok továbbítják a katódzónában és tértöltéskorlátozott viszonyok között jutnak a rácslemezig. Az anódzónában a nagy térerősség nagy elektronsebességeket hoz létre és itt elég kicsi az elektronok sűrűsége.

Az elektronokat diffúziós erők juttatják át a P típusú rétegen. Ha ez a réteg elég vékony, akkor az elektronok nagyon rövid idő alatt haladnak át rajta, tehát kicsi lesz a rétegben az elektron-lyuk rekombináció.

Az áram amplitúdója a K és G lemezek közötti vezetési csatornában felhalmozott töltéstől függ, amelyet a rácsra kapcsolt feszültség szabályoz.

Az ilyen heteroátmenetű trióda $K-G$ zónája teljesen elkülönül az $A-G$ zónától, azért az anód karakterisztikáit $m=\infty$ erősítési faktorral a (6) egyenlet adja.

Az áramsűrűségek kisebbek, az elektródák távolsága és felületei nagyobbak, így a gyártási problémák egyszerűsödnek. A töltéshordók futási ideje is kisebb, ezért frekvencia szempontjából javul a működés.

Az előző egyszerű megfontolásokból és a közölt ábrákból is következik, hogy a dielektromos trióda karakterisztikái, a tranzisztor exponenciális görbéjével szemben, négyzetes törvényt követnek. A kimeneti áram arányos a bemeneti árammal. A karakterisztikák tehát linearizálhatók, ha az eszközt áramforrásról hajtjuk meg [6].

A tértöltéses dielektromos triódával foglalkozó, eddig megjelent cikkek különböző kivitelű eszközöket mutattak be. Az aktív zóna mindegyikben nagy ellenállású anyag, és mindegyik tértöltéskorlátozott viszonyok között működik. A töltés tárolását és futását minden esetben az effektív rácsfeszültség befolyásolja és az áram a V_g négyzetétől függ.

A különböző konstrukciók teljesítményében és karakterisztikájában fellépő különbségeket a működésbeli és geometriai különbségek okozzák.

A többi szigetelő szilárdtest eszközhöz hasonlóan, a dielektromos triódának is előnye, hogy kicsik a méretei. Az elektródák távolságai μm-esek. Az eszköz $K-G$ távolsága 1—100 μm lehet. A gyakorlat szempontjából megfelel, ha a $G-A$ térköz akkora, mint a $K-G$ térköz. A rácsréteg vastagsága pedig 0,1—1 μm lehet.

A dielektromos trióda és a vákuumtrióda működési mechanizmusai tehát minőségileg hasonlóak. Eltérés közöttük, ugyanúgy mint a vákuum- és dielektromos dióda összehasonlításánál, hogy az elektronok szóródása miatt a vákuumban érvényes 3/2-es törvény helyett itt négyzetes kapcsolat van az I és U között. A másik pedig az elektroncsapdák jelenléte, amelyek itt is csak a perveanciát befolyásolják, a karakterisztika alakját nem módosítják.

Meg kell említeni még, hogy a dielektromos trióda csapdamentes működése olyan nagy anódáramokat és teljesítménydisszipációt okoz, amelynél tönkremegy az eszköz. A csapdák a disszipációt és az áramot elfogadható értékre csökkentik. Ezenkívül csapdák jelenlétében kedvezőbb a trióda nagyfrekvenciás működése, mert a nagyfrekvenciás meredekség ilyenkor a lehető legnagyobb.

3. A dielektromos trióda és a bipoláris tranzisztor összehasonlítása

A diffúzió korlátozta bipoláris tranzisztor és a tértöltéskorlátozta dielektromos trióda működésük alapjaiban hasonlóak. A vezetési csatornában felhalmozott töltés mennyiségét és így az áram nagyságát mindkét eszközben a bázis, illetve a rács potenciálja szabályozza.

Az összehasonlítás szempontjából két legfontosabb paraméter a bemeneti kapacitás és a töltés futási ideje. Ezek bipoláris tranzisztornál

$$C=eIw^2/2kTD$$

$$T_d=w^2/2D \qquad (9)$$

Dielektromos triódánál

$$C=3\varepsilon A/2d_g$$

$$T_d=4d^2g/3\mu V_g \qquad (10)$$

ahol az előzőekben még nem szerepelt betűk jelentése:

w — bázisszélesség;
k — Boltzmann-állandó;
T — hőmérséklet K°-okban;
D — diffúziós állandó;
d_g — rácsszélesség.

Nagy áram elérése céljából a felhalmozott töltés miatt a bemeneti kapacitásnak nagynak kell lennie, illetve a töltés futási idejének kicsinek.

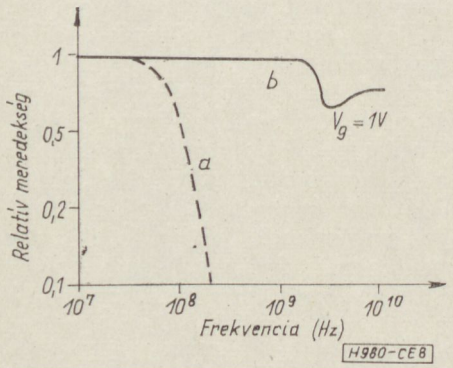
Nagy bemeneti kapacitás tranzisztorban valósítható meg könnyen, mivel az emitter által injektált kisebbségi töltéshordozókat a báziskontaktuson keresztül belépő többségi töltéshordozók semlegesítik.

Rövid átfutási időt viszont dielektromos triódában kaphatunk könnyebben, mert a töltéshordozókat az alkalmazott térerősség közvetlen hatása mozgatja, nem pedig valamilyen szabálytalan diffúzió.

Néhány szempontból konkrétabban összehasonlítva a két eszközt:

Frekvencia

A 8. ábra a frekvencia-karakterisztikákat mutatja be. Mindkét diagram 10 μm-es elektróda-távolságokra vonatkozik, amellyel tranzisztornál $2 \cdot 10^{-9}$ s, míg dielektromos triódánál $2 \cdot 10^{-10}$ s lesz az átfutási idő.



8. ábra. a — bipoláris tranzisztor; *b* — dielektromos trióda

A tranzisztor meredekésge, mint az ábrán is látható, gyorsan csökken, a frekvencia növekedésével. Ugyanaz az elektróda-távolság működési frekvenciában majdnem két nagyságrend növekedést eredményez, a dielektromos trióda javára.

Kapcsoló működés

Kapcsolókkal szemben a legfontosabb követelmény, hogy be- és kikapcsolásnál a stacionárius állapotot a lehető leggyorsabban érjék el. Ebből a szempontból fontos paraméterek a tárolt töltés és a töltéshordozók futási ideje. Ideális kapcsolónál mindkettőnek kicsinek kell lennie.

A dielektromos trióda jobb kapcsoló a tranzisztornál, mert a felhalmozott töltés és a futási idő kb. egy nagyságrenddel kisebb, mint tranzisztorban.

Hőérzékenység

A dielektromos trióda működését a hőmérséklet ingadozásai nem nagyon zavarják. Tranzisztoroknál ezzel szemben az injektált töltéshordozók sűrűsége exponenciálisan változik a hőmérséklettel.

Zaj

A zaj mechanizmusai tulajdonképpen mindkét eszközben ugyanazok. Dielektromos triódában azonban a felhalmozott töltésben levő változásokat a tértöltés korlátozás mechanizmusai nagyrészt kiküszöbölik [5]. Itt tehát a zaj kisebb lesz, mint tranzisztorban.

Bemeneti ellenállás

A tranzisztor bemeneti ellenállása kicsi, ezért rendszerint mint árammal működtetett eszközt vesszük figyelembe.

A dielektromos trióda bemeneti ellenállása nagy. Ennek oka az, hogy a rács-rétegben a töltéshordozók rekombinációja nagyon kicsi lehet. Ez a nagy ellenállás kis és közepes frekvenciákon nagyon hasznos. A dielektromos triódát úgy is konstruálhatják, hogy a rács-rétegben jelentékeny legyen a rekombináció. Ilyenkor kis bemeneti ellenállás valósítható meg.

Letörés

Általában a nagyfrekvenciás homogén bázisú tranzisztorok az átszúródás következtében megszűnnek tranzisztorként viselkedni. A fenti tulajdonságok összehasonlításánál is homogén bázisú tranzisztor volt a hasonlítási alap.

Az átszúródás, mint ismeretes, az a letörési jelenség, amikor a kollektorfeszültség növekedésével a kollektor-bázis kiürített réteg eljut az emitterig. Ilyenkor az eszköz megszűnik tranzisztorként működni. Mivel nagyfrekvenciás tranzisztorokban a bázis igen vékony, ezért itt nagyon könnyen megtörténik az átszúródás, tehát a kollektorfeszültség megengedhető ingadozása kicsi.

Dielektromos triódában a legtöbb esetben nem történik meg az átszúródás miatti letörés. Az anódfeszültség ingadozásait itt csak a rács-anód zónában fellépő lavina letörés határolja, amelyet sajnos nem lehet megakadályozni.

Kapcsolástechnika

A dielektromos diódákhoz hasonlóan, lényegében szintén megegyezik az elektroncsövekével. Mivel a dielektromos trióda bemeneti ellenállása nagy, ezért a vákuumtriódához hasonló esetekben, de sokkal nagyobb frekvenciákig alkalmazható.

Eltér abban a vákuumtriódától, hogy rácsáram pozitív rácsfeszültségnél sem lép fel. Érdemes megemlíteni, hogy lehet olyan triódát készíteni, amelyben az áramot nem elektronok, hanem lyukak hordozzák. Kapcsolástechnikai szempontból tehát előny, hogy elektronemittáló, illetve lyukemittáló katóddal komplementer típusok készíthetők. Ilyen megoldás felhasználható pl. transzformátor nélküli ellenütemű erősítőben is.

A cikkben leírt sajátosságokból is látható, hogy a dielektromos diódát és triódát érdemes lenne gyártani. A gyártással kapcsolatos nehézségek elsősorban technológiai jellegűek. A problémák között is a legjelentősebb a megfelelően vékony kristályok előállítása.

Remélhető, hogy modern félvezető laboratóriumokban sikerülni fog néhány éven belül a gyakorlati gyártás céljára megfelelő eszközöket készíteni.

IRODALOM

1. *N. F. Mott—R. V. Gurney:* Electronic processes in Ionic Crystals. Clarendon Press Oxford, Eng. pp. 168—173. (1940).
2. *G. T. Wright:* Mechanismus of space charge limited current in solids. Sol. Stat. El. *2* pp. 165—189. (1961).
3. *G. T. Wright:* A proposed space-charge limited dielectric triode. J. Brit IRE *20.* pp. 337—355. (1960).
4. *J. Shao—G. T. Wright:* Characteristics of the space charge limited dielectric diode of very high frequencies. Solid State Electr. *3.* pp. 291—303. (1961).
5. *R. Webb—G. T. Wright:* The dielectric triode: a low noise solid state amplifier. J. Brit IRE *23.* pp. 111—112. (1962).
6. *G. T. Wright:* The space charge limited dielectric triode. Solid State Electron *5.* pp. 117—126. (1962).

Megbízhatóságelméleti Kollokvium

A Bólyai János Matematikai Társulat, a Gépipari Tudományos Egyesület és a KGM Ipargazdasági Szervezési és Számítástechnikai Intézete közös rendezésében tartották meg Tihanyban 1969. szeptember 16—19 között a Megbízhatóságelméleti Kollokviumot. A kollokviumnak 120 hazai és 53 külföldi résztvevője volt. A megtartott előadások száma 45 volt, amelyek közül 23 előadást neves külföldi tudósok, ill. szakemberek tartottak. A megbízhatóságelméleti előadássorozat megrendezésének célja az volt, hogy összefoglaló képet adjon a megbízhatóságelméleti kutatások legfontosabb irányairól és legújabb eredményeiről, valamint elősegítse a megbízhatóságelmélet gyakorlati alkalmazásának megvalósítását.

Az előadásokat két szekcióban tartották. Az egyik szekcióban az elméleti vonatkozású eredményeket, a másikban pedig a gyakorlati alkalmazás területén elért eredményeket ismertették. Az előadások teljes szövege vagy összefoglalója magyar és valamelyik külföldi nyelven (angol, orosz, német) a kollokvium előtt megjelent.

A bevezető előadást Gnedenko szovjet professzor, a megbízhatóságelmélet nemzetközileg ismert, kiváló szaktekintélye tartotta. Beszámoló előadásában a megbízhatóságelmélet matematikai módszereivel foglalkozott. Igen értékes előadásában felvetette azokat a legfontosabb problémákat, amelyeket az elméleti kutatóknak a jövőben kell megoldaniuk. Ezek között említette meg a tartalékolás és felújítás egyes elméleti kérdéseit, a gyorsított vizsgálatok témakörét, az üzemi körülmények közötti megbízhatóság meghatározásának problémáját, valamint az emberi tevékenység és munka megbízhatóságának igen fontos és gyakorlati szempontból lényeges kérdését. Hangsúlyozta, hogy a megbízhatóság területén igen fontos a matematikusok és a mérnökök szoros együttműködése, mert ez teszi lehetővé a kutatómunka hatékony és gyors fejlődését és eredményességét. Felhívta a figyelmet arra a jelenségre, hogy az utóbbi időben a műszaki irodalomban igen sok, matematikai képletekben bővelkedő tanulmány jelenik meg a megbízhatóság területén, amelyek öncélúan használják fel a matematikai módszereket, ugyanakkor a közölt eljárások nem minden esetben korrektek matematikai szempontból. Ezekben az esetekben szükség lenne, hogy a dolgozatok szerzői matematikusok véleményét vegyék figyelembe tanulmányuk elkészítésénél. Reményét fejezte ki, hogy a jövőben, ezután a kollokvium után, ilyen jellegű dolgozatok nem fognak megjelenni. Az igen színes és érdekes előadásnak igen nagy sikere volt mind az elméleti kutatók, mind pedig a gyakorlati szakemberek körében.

A következőkben csak rövid tájékoztatást kívánunk adni a kollokviumon elhangzott előadásokról.

B. V. Gnedenko (Moszkva) a tartalékolás, felújítás és valószínűségi változók véletlen tagszámú összegzésének kérdésével foglalkozott. *Z. Govindarajulu* (Lexington) független változók összegeinek határeloszlás tételeit tárgyalta. *Szász D.* (Budapest) egy nem-lineáris optimalizálási problémával foglalkozott. *F. Downton* (Birmingham) a kétdimenziós exponenciális eloszlás megbízhatóságelméleti alkalmazását vizsgálta. *C. Mack* (Bradfort) a konfidencia határok kérdéseivel foglalkozott, berendezések megbízhatóságával kapcsolatban. *Balogh A.* (Budapest) a választás utáni becslés kérdését vizsgálta. *Bánkövi Gy.* (Budapest) felújítási folyamatok szimulációjával kapcsolatos problémákat tárgyalt. *Pásztor Gy.* (Budapest) nagy rendszerek megbízhatóságának számításával foglalkozott. *Katona I.* (Budapest) a meghibásodott egységek felkutatásával, *Benczur A.* (Budapest) Gauss-folyamat paraméterére adott konfidencia határokkal foglalkozott. *A. Obretenov, B. Dimitrov és M. Uzonov* (Szófia) rendszerek megbízhatóságát vizsgálta sztohasztikus folyamatok segítségével. *T. A. Azlarov* (Taskent) a Palm-Hincsin hipotézisről tartott előadást. *Tomkó J.* (Budapest) tömegkiszolgálási feladatokkal kapcsolatos határeloszlás tételekkel foglalkozott. *Arató M.* (Budapest) időben folytonos sztohasztikus folyamatok diszkrét sztohasztikus folyamatokkal való közelítését tárgyalta. *Sarkadi K.* (Budapest) stacionárius 0—1 folyamatra vonatkozó becslésről tartott előadást. *H. Störmer* (München) összetett rendszerek megbízhatóságelméleti kérdéseit tárgyalta. *L. Kubát* és *M. Ullrich* (Prága) két előadásban foglalkozott a technikai diagnózis kérdéseivel a berendezés-megbízhatósággal kapcsolatban *V. Postelnicu* (Bukarest) kifáradás-jelenséggel kapcsolatos véletlen folyamatokat ismertetett. *Dobó A.* és *Szajcz S.* (Budapest) egy hibakeresési eljárás optimalizálásáról tartott előadást. *Csáki E.* (Budapest) a Poisson-folyamat paraméterének becslését tárgyalta abban az esetben, ha a megfigyelés időpontja véletlen. *Statulevicius* (Vilnius) a megbízhatóságelmélet határeloszlás tételeivel foglalkozott. *Fazekas F.* (Budapest) a Bayes-módszer megbízhatóságelméleti alkalmazását tárgyalta. *G. Härtler* (Berlin) véletlen

változásokat leíró sztohasztikus folyamatot ismertetett. *J. Lukaszewicz* és *J. Rzytka* (Wroclaw) szénbányák föld alatti szállító rendszereivel foglalkozott. *J. Bartoszewicz* és *T. Rolski* (Wroclaw) sorbanállási rendszereket vizsgált tartalék kiszolgálási csatornával. *Gergely T.* (Budapest) és *I. I. Jezsov* (Kiev) a felújítási folyamat kérdéseivel kapcsolatosan Markov-láncokkal foglalkozott.

Az elméleti szekcióban megtartott fenti előadásokról megállapítható, hogy azok főként a komplex berendezések tartalékolási, felújítási és hibakeresési kérdésével foglalkoztak és a megbízhatóságelmélet legmodernebb kutatási irányait határozták meg. A legtöbb előadás a sztohasztikus folyamatok elméletének felhasználásával tárgyalta a problémát. Néhány előadás az elméleti eredmények gyakorlati alkalmazhatóságának kérdését is megvizsgálta.

A megbízhatósági elmélet gyakorlati alkalmazásának területén elért eredményekről szóló előadások kiterjedtek a legkülönbözőbb beerendezésekre és a berendezésekben működő különböző típusú alkatrészek megbízhatósági vizsgálatára: *J. Danek* (Prága) készülékmegbízhatósági problémákkal, *Perczel T.* (Budapest) ember—gép-rendszerek tervezésével és megbízhatóságával, *Bujdosó J.* (Budapest) mezőgazdasági gépek fárasztási vizsgálataival foglalkozott. *Pruzsinszky J.* (Budapest) gépi berendezések karbantartásával, *Remsei N.* (Budapest) az optimális javítás-technológiával, *M. Koch* (Lipcse) megbízhatósági vizsgálati kérdésekkel foglalkozott. *K. P. Zocher* (Ilmenau) a megbízhatósági elmélet eredményeit alkalmazta a technológiai rendszerek optimális kialakításánál. *Szász Gy.* (Budapest) a megbízhatóság, tartalékolás és karbantartás kérdéseivel foglalkozott. *Dukáti F.* és *Molnár L.* (Budapest) a szabványosítás és megbízhatóság kérdéseit tárgyalta. *I. V. Kurnikov* (Moszkva) ipari gyártmányok megbízhatóságának becslésével és a megbízhatóság ellenőrzésének problémáival foglalkozott. *V. N. Fomin* (Moszkva) a megbízhatósági mutatók meghatározásának kérdését tárgyalta. *W. Kirschke* (Berlin) a környezeti feltételek hatását vizsgálta elektroncsövek élettartamára vonatkozóan. *G. Pfützner* (Berlin) változó faktorok vizsgálatával foglalkozott a megbízhatósági vizsgálatok kiértékelésével kapcsolatban. *J. Katona* (Budapest) nagymegbízhatóságú alkatrészek megbízhatóságvizsgálatával kapcsolatban adódó problémákat tárgyalt. *Kauser D.* (Budapest) csatlakozók élettartam vizsgálatával foglalkozott. *B. Kadinger* (Budapest) a megbízhatóságelmélet műszaki alkalmazásának néhány problémáját tárgyalta. *J. Marcinkowski* (Krakkó) rendszermegbízhatósági kérdéseket ismertetett.

Figyelemre méltó, hogy fentiek között a megbízhatóság szabványosítási problémái is az érdeklődés előterébe kerültek és több előadás foglalkozott ezzel a kérdéssel is.

A kollokvium alatt kerekasztal megbeszélést is rendeztek, amelynek témája az elméleti és gyakorlati kutató és fejlesztő munka összehangolásának kérdése volt. A kötetlen formában lefolytatott vita elősegítette a vélemények kicserélését és jobb együttműködés kialakítását a jövőben az elméleti és gyakorlati szakemberek között.

A négynapos kollokvium igen értékesnek bizonyult mind az elméleti kutatók, mind pedig az ipari vállalatok szakemberei számára, mivel rávilágított a legfontosabb elméleti kutatási irányokra, valamint az elméleti eredmények gyakorlati alkalmazásainak lehetőségeire. A kollokvium lényeges eredményének tekinthető, hogy a különböző területeken dolgozó szakemberek között, valamint a külföldi és hazai szakemberek között közvetlen baráti kapcsolat jött létre, amely minden bizonnyal elősegíti a megbízhatósági kutatások és azok alkalmazása területén az eredményesebb és gyorsabb fejlődést.

Balogh Albert

Tartalmi összefoglalások

ETO 621.372.834.012.8

Reiter Gy.:

Üregrezonátorok csatolónyílását helyettesítő hálózat tulajdonságai

HÍRADÁSTECHNIKA XX. (1969) 12. sz.

A szerző a csőtápvonalak diszkontinuitásainak számítási módszeréből kiindulva meghatározza az üregrezonátorok csatolónyílását helyettesítő áramkört. Matrixok segítségével — a megengedhető egyszerűsítések alapján — módszert közöl a csatolónyílás impedanciájának kiszámítására.

ETO 539.374:546.28—162:548.73

Stefániay V.—Kürty Z.-né:

Mechanikai feszültségek epitaxiális szilícium kristályokban

HÍRADÁSTECHNIKA XX. (1969) 12. sz.

A szerzők röntgendiffrakciós-topográfiás módszerekkel vizsgálták a homoepitaxiás Si-rétegekben keletkező mechanikai feszültségek hatását. Megállapításuk szerint nagy adalékkoncentráció-különbséggel felépített epitaxiás átmeneteken fellépő feszültség a kristályrácsot rugalmasan és plasztikusan deformálja. A megfigyelt hatások kétféle módon magyarázhatók: az epitaxia és a hordozó közötti rácsállandó különbséggel és a hőtágulási együttható eltérésével. A plasztikus deformációt feltehetőleg mindkét tényező együttesen, a görbületet pedig az utóbbi hozza létre.

ETO 546.681'19 — 162

Papp E.—Pődör B.—Zsindely S.—Legát T.:

Galliumarzenid egykristályok előállítása és tulajdonságai

HÍRADÁSTECHNIKA XX. (1969) 12. sz.

A cikk első részében ismertetjük a galliumarzenid egykristályok általános fizikai és elektromos tulajdonságait, valamint ezen anyagnak elektronikus iparban való különböző alkalmazási lehetőségeit. A cikk második részében galliumarzenid egykristályok készítését, az előállított kristályok tulajdonságait és jellemző adatait írjuk le. A kristályokat a Bridgman-féle módszer módosított változata alapján készítettük. A kristályokat aktivációs és fotometrikus módszerekkel analizáltuk. Az egykristályokon elektromos vezetőképességet, Hall-állandót és Hall-mozgékonyságot mértünk a 77...400 °K hőmérsékleti tartományban. A mért elektromos paraméterek analizise alapján meghatároztuk a töltéshordozó- és szennyező koncentrációt, valamint a szennyezők kompenzációs fokát.

ETO 621.382.232:621.315.335.2

Széchényi K:

A pn-átmenet kapacitásának automatikus mérése

HÍRADÁSTECHNIKA XX. (1969) 12. sz.

A félvezető kutatás és gyártás során igen gyakran mérik a pn-átmenetek kapacitását (C_{PN}) a mintára adott záróirányú előfeszültség (U_e) függvényében. A $C_{PN}(U_e)$ függvényt általában pontonként veszik fel. A dolgozatban röviden áttekintjük a függvény automatikus felrajzoltatásának néhány lehetséges módszerét a kutatások során előforduló igen kedvezőtlen paraméterű minták (pl. hetero átmenetek) szempontjából. Az elemzés eredményeit felhasználva olyan módszert ismertetünk, amellyel ezek a nagyon rossz minőségű kapacitások is megmérhetők.

ETO 537.226:621.382

Cseri É.:

Dielektromos félvezető eszközök

HÍRADÁSTECHNIKA XX. (1969) 12. sz.

Szerző cikkében díjat nyert diplomatervének anyagát dolgozta fel. Foglalkozik a dielektromos diódával és triodával, majd utóbbit összehasonlítja a bipoláris tranzisztorral. Arra a következtetésre jut, hogy a dielektromos félvezetők előnyösen alkalmazhatóak lennének, de gyártásuk megvalósításához még számottevő nehézségeket kell megoldani, amelyek főleg technológiai jellegűek.

Обобщения

ДК 621.372.834.012.8

Д. Рейтер:

Свойства эквивалентной схемы отверстия связи объемных резонаторов

HÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XX. (1969) № 12.

Автор-исходя из метода расчеты прерывистостей волноводов—определит эквивалентную схему отверстия связи объемных резонаторов. Дан метод расчета импеданса отверстий связи с помощью матриц, учитывая допустимые упрощения.

ДК 539.374:546.28—162:548.73

В. Штефанияи—З. Кюрти:

Механические напряжения в эпитаксиальных кремниевых кристаллах

HÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XX. (1969) № 12.

Авторы испытывали методом рентгено-диффракции и топографии влияние напряжений в однородных эпитаксиальных кремниевых слоях. По их установлению напряжение вызванное в эпитаксиальных переходах созданных с большой разницей концентрации примесей деформирует решетку кристаллов эластично и пластически. Наблюденные влияния могут быть выявлены двумя способами: разницей коэффициентов решетки между слоем и носителем, а разности температурного коэффициента. Пластическая деформация вызывается вероятно овоими факторами а кривизна последним.

АК 546.681,19—162

Е. Папп—Б. Пёдёр—Ш. Жиндей—Т. Легат:

Изготовление и свойства монокристаллов арсенида галлия

HÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XX. (1969) № 12.

В первой части статьи излагаются общие электрические свойства монокристаллов арсенида галлия, а также разные возможности применения этого материала в радиоэлектронной промышленности. Во второй части статьи описываются способ изготовления монокристаллов арсенида галлия и характеристики изготовленных кристаллов. Кристаллы были выращены при помощи видоизмененного метода Бриджмена. Кристаллы были анализированы активационным и фотометрическим методами. Электропроводимость, эффект Холла и холловская подвижность были измерены на монокристаллических образцах в температурном интервале от 77 °К до 400 °К. Концентрация носителей тока, концентрация примесей и степень компенсации примесей были определены на основе анализа результатов измерений.

АК 621.382.232:621.315.335.2

К. Сечени:

Автоматическое измерение емкости p-n перехода

HÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XX. (1969) № 12.

В продолжение исследования и производства полупроводниковых приборов часто измеряется емкость p-n переходов (C_{pn}) в зависимости обратного напряжения (U_e) приложенного на образец. Функция C_{pn} (U_e) определяется по пунктам. Статья дает краткий обзор некоторых возможных методов автоматической записи функции в случае образцев имеющих очень невыгодные параметры (на пр. неоднородные переходы) в продолжение исследований. По результатам анализа дан метод подходящий для измерения емкостей очень плохого качества.

ДК 537.226:621.382

Э. Чери:

Диэлектрические полупроводниковые приборы

HÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XX. (1969) № 12.

Автор абрабатывал в статье материал своей дипломной работы. Излагаются диэлектрический диод и триод и сравниваются с биполяным транзистором. Делан вывод, что применение диэлектрических полупроводниковых приборов было бы выгодно, но их производство требует решения значительных трудностей, в первую очередь технологического характера.

Zusammenfassungen

DK 621.372.834.012.8

Gy. Reiter:

Die Eigenschften der Netzwerke, die die Koppelöffnung der Hohlraumresonatoren ersetzen

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) Nr 12.

Der Verfasser bestimmt den Stromkreis, welcher die Koppelöffnung der Hohlraumresonatoren ersetzt auf der Basis der Berechnungsmethode der Diskontinuitäten der Hohlleiter. Mit Hilfe von Matrizen — auf Grund der zulässigen Vereinfachungen — wird eine Methode zur Ausrechnuneg der Impedanz der Koppelöffnung erörtert.

DK 539.374:546.28—162:548.73

V. Stefániay—Frau Z. Kürty:

Mechanische Spannungen in epitaxialen Siliziumkristallen

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) Nr 12.

Die Verfasser prüften mit Röntgendiffraktions- und topographischen Methoden den Einfluss der mechanischen Spannungen, die in den homoepitaxialen Si-Schichten auftreten. Nach ihrer Feststellung wird das Kristallgitter durch die Spannung, welche bei epitaxialen Übergängen mit einem hohen Unterschied von Zusatzmaterial-Konzentration auftritt, elastisch und plastisch deformiert. Die Einflüsse können auf zweierlei Arten erklärt werden: durch den Unterschied der Gitterkonstante zwischen Epitaxie und Träger, oder durch die Abweichung der Wärmeausdehnungs-Koeffizienten. Vermutlich wird die plastische Deformation durch die beiden Faktoren und die Krümmung durch die letztere zustandegebracht.

DK 546.681'19 — 162

E. Papp—B. Pődör—S. Zsindely—T. Legát:

Herstellung und Eigenschaften von Galliumarsenid Einkristallen

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) Nr 12.

Es wurden GaAs Einkristallen gemäss eines modifizierten Bridgman-Verfahrens hergestellt. Die Kristalle des Typs n hatten eine Elektronkonzentration von 4×10^{16} cm^{-3} bis 3×10^{18} cm^{-3} sowie eine maximale Elektronmobilität von 4200 cm^2/Vs.
In den Kristallen konnten geringe Verunreinigungen von S, Si, Fe und Zn mit Hilfe von Aktivationsanalyse bzw. Spektrophotometrie erfasst werden. Die elektrische Leitfähigkeit, der Hall-Koeffizient und die Hall-Mobilität wurden im Temperaturbereich zwischen 77 °K und 400 °K gemessen. Mit Hilfe der Brooks-Herring Formel konnte von den gemessenen Mobilitätswerten der gesamte Gehalt an Verunreinigungen ermittelt werden.

DK 621.382.232:621.315.335.2

K. Széchényi:

Automatische Messung der Kapazität der pn Übergänge

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) Nr 12.

Während der Forschung und Fabrikation der Halbleiter werden sehr oft die Kapazitäte der pn-Übergänge (C_{pn}) in der Funktion der Vorspannung in der Sperrichtung gemessen. Die $C_{pn}(U_e)$ Funktion wird im allgemeinem von Punkt zu Punkt aufgezeichnet. In dem Artikel werden kurz einige mögliche Methoden der automatischen Aufzeichnungen der Funktion von dem Gesichtspunkt der Muster mit sehr ungünstigen Parametern (zB. Heteroübergänge) die während der Forschungen vorkommen, erörtert. Durch Verwendung der Resultate der Analyse wird solcheine Methode erörtert, durch welche diese Kapazitäte sehr schlechter Qualität auch gemessen werden können.

DK 537.226:621.382

É. Cseri:

Dielektrische Halbleitergeräte

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) Nr 12.

In dem Artikel bearbeitet der Verfasser das Material seiner preisgekrönten Diplomarbeit. Er beschäftigt sich mit der dielektrischen Diode und Triode und vergleicht den letzten mit dem bipolaren Transistor. Er behauptet, dass die dielektrischen Halbleiter günstig verwendbar seien, aber es müssen noch viele Schwierigkeiten zur Ausführung ihrer Herstellung gelöst werden. Diese Schwierigkeiten sind hauptsächlich vom technologischen Charakter.

Summaries

UDC 621.372.834.012.8

Gy. Reiter:

Properties of the Equivalent Network of Coupling Apertures of the Cavity Resonators

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) No 12.

The author determines the equivalent of the coupling apertures by the calculation method of the discontinuities of waveguides. By means of matrixes—on the basis of permissible simplifications—a method is presented for the calculation of the impedance of the coupling aperture.

UDC 539.374:546.28—162:548.73

V. Stefániay—Frau Z. Kürty:

Mechanical Stresses in Epitaxial Crystals

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) No 12.

The authors examined with X-ray diffraction and topographical methods the effects of the mechanical stresses in the homoepitaxial Si layers. According to their ascertainment the stress occurring on the epitaxial junctions built up with a great difference of ingredient concentration, deforms the crystal grid elastically and plastically. The observed effects can be explained in two ways by the difference of the grid constant between the epitaxy and carrier or by the deviation of the coefficient of thermal expansion. Presumably the plastic deformation is caused by both factors, the curvature only by the last.

UDC 546.681'19 — 162

E. Papp—B. Pődör—S. Zsindely—T. Legát:

Production and Properties of Gallium Arsenide Single Crystals

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) N° 12.

In the first part of this paper the general physical and electrical characteristics of gallium arsenide single crystals are described. Several possible applications of this material in the electronic industry are emphasized. In the second part the production and properties of gallium arsenide single crystals are described. The crystals were produced by the aid of a modification of the Bridgman method. The single crystals were analyzed with activation and photometric methods. Electrical conductivity, Hall effect and Hall mobility were measured on the crystals in the temperature range of 77—400 °K. Electron concentration, impurity concentration and the degree of impurity compensation were determined from the measured electrical parameters.

UDC 621.382.232:621.315.335.2

K. Széchényi:

Automatic Measurement of the Capacity of p-n Junctions

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) N° 12.

In the course of research and production of semiconductors the capacity of p-n junctions (C_{pn}) is frequently measured in the function of the inverse voltage (U_e) applied to the sample. The $C_{pn}(U_e)$ function is generally taken point by point. Some possible methods of the automatic recording of the function is briefly reviewed from the point of view of the samples of very adverse parameters (e.g. hetero-junctions). Using the results of the analysis a method is presented, by which these capacities of very bad quality can also be measured.

UDC 537.226:621.382

É. Cseri:

Dielectric Semiconductor Devices

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) No 12.

The author utilized the material of her prize-awarded diploma work. She deals with the dielectric diode and triode and compares the latter with the bipolar transistor. She reaches the conclusion that the dielectric semiconductors would be applicable advantageously, but still considerable difficulties have to be solved for the realization of their production. These difficulties are in particular of a technological character.

Résumés

CDU 621.372.834.012.8

G. Reiter:

Propriétés des circuits équivalents des ouvertures de couplage des cavités résonantes

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) N° 12.

L'auteur, partant de la méthode de calcul des discontinuités des guides d'ondes, détermine les circuits équivalents des ouvertures de couplage des cavités résonantes. À l'aide des matrices, une méthode — tenant compte des simplifications admissibles — est donnée pour calculer l'impédance de l'ouverture de couplage.

CDU 539.374:546.28—162:548.73

V. Stefániay—Mme Z. Kürty:

Tensions mécaniques dans cristaux épitaxiaux de silicium

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) N° 12.

Les auteurs ont examiné l'effet des tensions mécaniques dans jonctions homoépitaxiales de silicium à l'aide des méthodes de rayons X et de topographie. Ils ont établi que la tension sur les zones de transition d'épitaxie cause une déformation élastique et plastique des réseaux des cristaux. Les effets observés peuvent être expliqués par les deux causes suivantes: par la difference entre les constantes de réseau du porteur et de l'épitaxie ou par la différence des coefficients de température. La déformation plastique est causée présumablement par tous les deux facteurs, la courbure par contre par le dernier.

CDU 546.681'19 — 162

E. Papp—B. Pődör—S. Zsindely—T. Legát:

Production et caractéristiques des monocristaux d'arséniде de gallium

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) N° 12.

La première partie de l'article expose les caractéristiques physiques et électriques des monocristaux d'arséniде de gallium en général, ainsi que les possibilités de leur application dans l'industrie électronique. Dans la deuxième partie de l'article la production des monocristaux d'arséniде de gallium et leurs caractéristiques sont décrites. Les cristaux ont été produits avec une modification de la méthode Bridgman et analysés par la méthode d'activation et de photométrie. La conductivité électrique, la constante Hall et la mobilité Hall des monocristaux dans la gamme des températures 70—400 °K étaient déterminées. À la base de l'analyse des paramètres électriques la concentration des porteurs de charge et des impurités, ainsi que le degré de la compensation des impurités étaient détermiés.

CDU 621.382.232:621.315.335.2

K. Széchényi:

Mesure automatique de la capacité de la jonction p-n

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) N° 12.

Au cours de la recherche et fabication des sémiconducteurs on doit mesurer souvent la capacité des jonctions p-n (C_{pn}) en fonction de tension inverse appliquée à l'échantillon (U_e). La fonction $C_{pn}(U_e)$ est prise point par point. Une brève revue de quelques méthodes possibles pour enrégistrer automatiquement la fonction en cas des échantillons ayant des paramètres tres défavorables (par exemple hétérojonction) qui peuvent être produits au cours des recherches. Utilisant les résultats de l'analyse une méthode pour mesurer cettes capacités de très mauvaise qualité est donnée.

CDU 537.226:621.382

E. Cseri:

Dispositifs sémiconducteurs diélectriques

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) N° 12.

L'auteur a utilisé dans cette article les matières de son étude de diplôme lequel a remporté un prix. Les diodes et triodes diélectriques sont examinées, ensuite cettes dernières sont comparées avec le transistor bipolaire. La conclusion est tirée que les dispositifs sémiconducteurs diélectriques serait utilisables, mais il y a des difficultés considérables technologiques à résoudre pour réaliser leur fabrication.

AZ IPARI FORMATERVEZÉS

Az iparművészet legfiatalabb ága. Célja, hogy az ipar által előállított használati tárgyak, műszerek, gépek, járművek formáját, funkciójának és rendeltetésének megfelelően, korszerűen, a legmagasabb esztétikai normák figyelembevételével alakítsa ki. A formatervezett ipari termékek előnyei természetesen a piacon is jelentkeznek. Statisztikai kimutatások, szakmai és szubjektív vélemények egyaránt bizonyítják, hogy a formatervezett termékek keresettek, terveztetésének költségei pedig gyorsan megtérülnek. Ma már igen sok formatervező művész foglalkozik a legkülönbözőbb ipari termékek tervezésével. Működésük területe egyre szélesebb, s naprólnapra új gyárak, termelőüzemek és tervezőirodák igénylik a formatervezők közreműködését.
Mi segítséget kívánunk nyújtani Önnek és az Ön vállalatának. Formatervezéssel kapcsolatos bármilyen kérdésére vagy problémájára felvilágosítást nyújt a tervezést lebonyolítja az

IPARMŰVÉSZETI VÁLLALAT
IPARI FORMATERVEZŐ IRODÁJA

Budapest, VIII., József krt. 49.
Telefon 343-190; 143-809

SIEMENS

Programvezérlésü Távválasztók

A Siemens-Crosspoint elv alapján működő távíró-távválasztó rendszer (TWK) modern és kis helyet igénylő „modular"-felépítésével reprezentálja a jólbevált nagy teljesítményű ESK-elem (nemesfémkontaktusú, gyorskapcsolású relé) és az elektronikus áramköri elemek gazdaságos kombinációját.

Az ESK-relé kiváló minőségű kontaktusai és extrém rövid kapcsolási ideje garantálják a maximális üzembiztonságot és a távíróösszeköttetések gyors felépítését. A mechanikusan mozgatott alkatrészek elhagyásával sikerült a távíróközpontok működését majdnem tökéletesen zajmentessé tenni. Az újszerű technikával automatikusan huzalozott egységek fokozzák a rendszer megbízhatóságát.

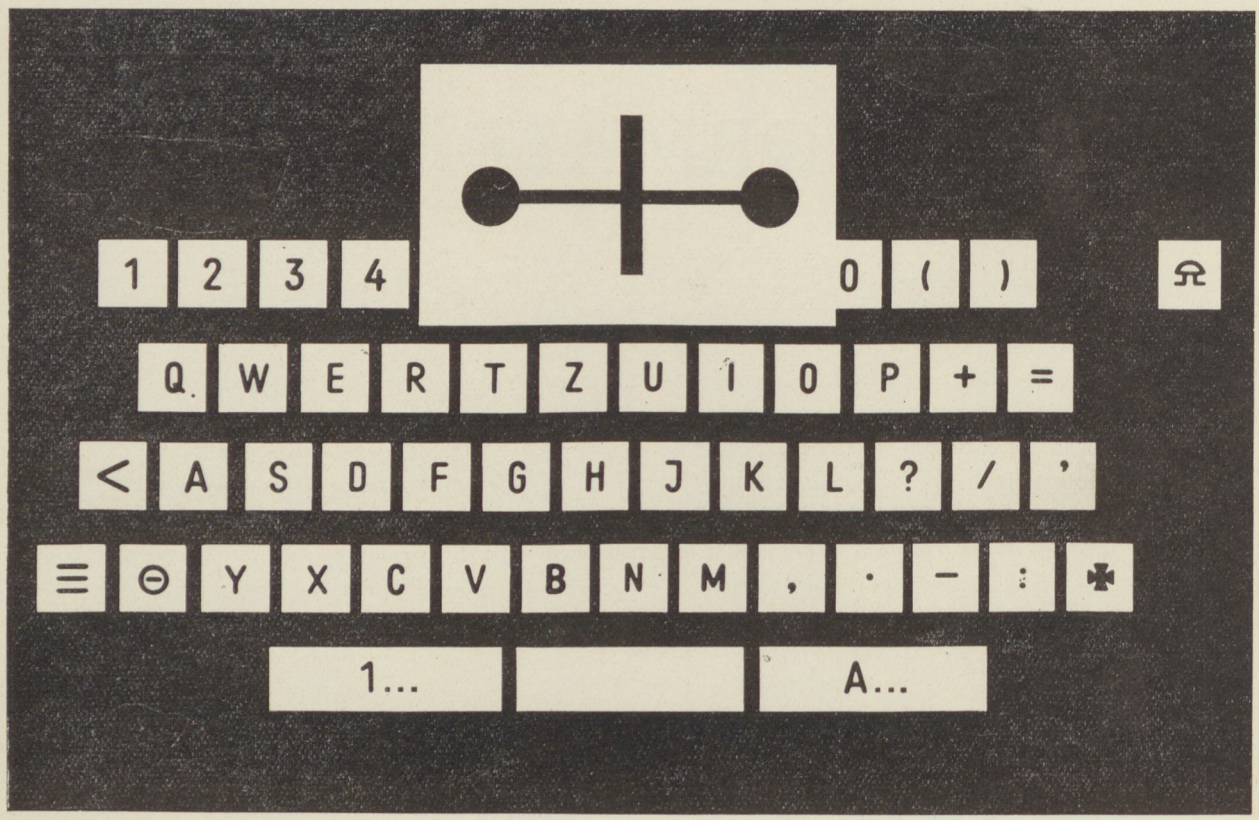
A távíróösszeköttetések felépítésének minden egyes funkcióját a számítógépek működéséhez hasonlóan program vezérel és egyben ellenőriz is, így biztosítva az egymástól független kereszteződési pontok (Crosspoints) gyors átkapcsolását.

A rendszer legjellemzőbb tulajdonságai:

Jól illeszthető és könnyen kiegészíthető építőelem-rendszer. Zajtalan üzem + Kis helyszükségletű felépítés + Alacsony szerelési és karbantartási költségek.

Ismertetést küld Önnek:

SIEMENS AKTIENGESELLSCHAFT, D-8000 München, Postfach 701



Siemens TWK-System