

# KÜLSŐ ÉS BELSŐ VILLAMOSTÉR HATÁSA ADALÉKANYAGOK DIFFÚZIÓJÁRA FÉLVEZETŐKBEN

B. I. BOLTAX és T. D. DZSAFAROV

[Beérkezett 1967. május 25-én]

Szerzők a külső állandó villamostérbe helyezett félvezetőkben a diffundáló adalékanyag részecskék és a szabad töltéshordozók közötti kölcsönhatás kérdéseit vizsgálják, és ismertetik a szilíciumban, galliumarzenidben és indiumarzenidben végzett elektrodiffúziós vizsgálatok kísérleti eredményeit. A vizsgált félvezetőkben az adalékanyagok elektrodiffúziójára kapott adatok jó egyezést mutatnak az adalékanyag-részecskék és a szabad töltéshordozók közötti kölcsönhatás-effektus elméletével. Foglalkoznak továbbá az ionizált adalékanyagok inhomogén eloszlása miatt fellépő belső, helyi villamostér hatásával a diffúziós folyamatokra. Az inhomogén germániumba történő antimon diffúzióval kapcsolatos tapasztalatok azt mutatták, hogy a belső villamosterek lényegesen megváltoztatják az adalékanyagok mozgássebességét. Ezek a terek az őket létrehozó adalékanyag koncentráció-gradiens irányától függően gyorsítják vagy lassítják a diffúziót. A hőmérséklet növekedésével — az intrinsic töltéshordozók koncentrációjának növekedése mértékében — a belső térerősség csökken.

## I. Bevezetés

Az utóbbi években beható vizsgálatok folytak az adalékanyagok félvezetőkben történő diffúziós folyamataival kapcsolatban. Az ezen a területen felhalmozódott kísérleti anyag lehetővé tette, hogy szilárd testekben és különösen félvezető kristályok esetén az adalékanyagok részecskéinek vándorlási mechanizmusával kapcsolatos elképzeléseink lényegesen pontosabbá váljanak. Másrészt sok félvezető eszköz gyártási technológiájának kidolgozásához alapként szolgáltak ezek az adatok.

Különböző félvezető anyagokban a diffúzió további vizsgálata és e folyamatok sajátosságainak tisztázása mellett nagy jelentőségű ezen anyagokban a külső és belső villamosterek hatásának vizsgálata az adalékanyagok diffúziós mozgásának kinetikájára.

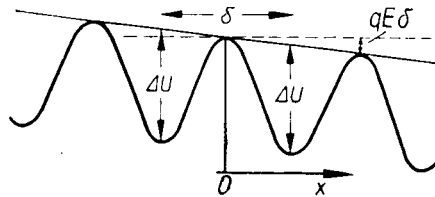
Félvezető kristályokban a külső feszültségforrások vagy belső inhomogenitások által létrehozott villamosterek jelenléte esetén az adalékanyag-ionok diffúziós elmozdulásához e részecskéknek egy további sodródása is hozzáadódik. E jelenségek törvényszerűségeinek tanulmányozása lehetővé teszi, hogy adatokat nyerjünk az adalékanyag-ionok félvezetőkben levő mozgékonyaságáról és töltésállapotáról, a szabad töltéshordozók diffúziós részecskéikkel való kölcsönhatásáról stb.

Beszámolunk továbbá a kísérleti vizsgálatok egyes olyan eredményeiről is, amelyeket az utóbbi időben laboratóriumunkban kaptunk.

## II. A külső villamostér hatása az adalékanyagok diffúziójára félvezetőkben

### 1. A hatás elmélete

a) *Adalékanyag-ionok diffúziója és sodródása állandó villamostérben.* Mint ismeretes, a kristályra adott állandó villamos tér jelenléte oly módon változtatja meg az ionok potenciálképét a kristályrácsban, hogy a szomszédos potenciálhegyek  $\pm 1/2qE\delta$ -val mozdulnak el egymáshoz viszonyítva (1. ábra),



1. ábra. Ionok potenciális képe a kristályban külső villamostér esetén

ahol  $q$  a diffundáló ion töltése,  $\delta$  a potenciálhegyek vagy völgyek közötti távolság és  $E$  a külső térerősség. Ez az ionok egyik egyensúlyi állapotából a másikba kerülésének valószínűségét megváltoztatja és ebben az esetben az ion átmeneti valószínűsége a tér irányában ( $w_+$ ), illetve a térrel szemben ( $w_-$ ):

$$w_+ = \frac{1}{2} \exp \left( - \frac{\Delta U - qE\delta/2}{kT} \right), \quad (1)$$

$$w_- = \frac{1}{2} \exp \left( - \frac{\Delta U + qE\delta/2}{kT} \right). \quad (2)$$

Minthogy az ionnak a tér irányába eső  $w_+$  átmeneti valószínűsége nagyobb, mint a térrel szemben eső  $w_-$  átmeneti valószínűsége; azért a tér irányában a töltött részecskék sodródásából eredő

$$I = \bar{v}N \quad (3)$$

áramlása lép fel, amely hozzáadódik a részecskék

$$I = -D \frac{\partial N}{\partial x} \quad (4)$$

diffúziós áramlásához. Itt  $N$  a diffundáló részecskék koncentrációja  $D$ , a diffúziós együttható,  $v$  a részecskék sodródásának átlagsebessége.

A sodródási sebességet a

$$\bar{v} = \delta (W_+ - W_-) \approx \frac{v_0 \delta^2}{2} \frac{q}{kT} \exp \left( - \frac{\Delta U}{kT} \right) E = \mu E \quad (5)$$

kifejezésből lehet meghatározni, ahol  $\mu$  a mozgékonyság és  $v_0$  az ion rezgési frekvenciája egyensúlyi helyzetben.

A diffundáló ionok koncentráció-eloszlása a kristályban külső villamos-tér esetén — megfelelő kezdeti és határfeltételek mellett — a következő differenciálegyenletből határozható meg:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \cdot \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} \pm \bar{v} \frac{\partial N}{\partial x} \quad (6)$$

A térmentes és a külső villamostér jelenléte esetén létrejövő diffúzió tanulmányozása lehetővé teszi a diffúziós együttható és a diffundáló ionok mozgékony-ságának meghatározását. Ezenkívül az Einstein-féle

$$\frac{\mu}{D} = \frac{q}{kT} \quad (7)$$

összefüggést felhasználva a diffundáló ionok töltése is meghatározható.

b) *Az ionok töltéshordozókkal való kölcsönhatásának effektusa.* Megfelelően nagy mozgó töltéshordozó-koncentráció esetén az állandó villamostérbe helyezett kristályban létrejön az ionok — töltéshordozók kölcsönhatási effektusa [2–4]. Az elektronoktól származó erő, amely az adalékanyag-részecskékre hat

$$F_{ei} = n l_n \sigma_{in} q_0 E, \quad (8)$$

ahol  $n$  az elektronok koncentrációja,  $l_n$  az elektron szabad úthossza,  $\sigma_{in}$  az elektron-ion szórás hatáskeresztmetszete,  $q_0$  az ion töltése.

A pozitív töltésű ionokra ható, a külső villamostértől és az elektronoktól (a kölcsönhatási effektus miatt) származó eredő erő

$$F = q_0 (1 - n l_n \sigma_{in}) E = q_{\text{eff}} E, \quad (9)$$

ahol

$$q_{\text{eff}} = q_0 (1 - n l_n \sigma_{in}). \quad (9')$$

Itt  $q_{\text{eff}}$  az ion kísérletileg meghatározható effektív töltése. A  $q_{\text{eff}}$  értékét a mozgékonyság kifejezésébe helyettesítve könnyen beláthatjuk, hogy a kísérletileg meghatározott  $\mu_{\text{eff}}$  effektív mozgékonyság és az ionok  $\mu_0$  tényleges mozgékony-sága között a következő összefüggés áll fenn:

$$\mu_{\text{eff}} = \mu_0 (1 - n l_n \sigma_{in}). \quad (10)$$

Legyen  $nl_n \sigma_{in} \ll 1$ , akkor  $\mu_{\text{eff.}} \approx \mu_0$ ; ha  $nl_n \sigma_{in}$  az 1-hez tart, a kölcsönhatási effektus észlelhetővé válik,  $\mu_{\text{eff.}}$  értéke csökken és  $nl_n \sigma_{in} = 1$  esetén nullává válik. Általánosabb esetben, kevert vezetésnél, amikor az ionok mind az elektronokkal, mind a lyukakkal is kölcsönhatásba lépnek:

$$q_{\text{eff.}} = q_0 (1 - nl_n \sigma_{in} + q l_e \sigma_{ie}), \quad (11)$$

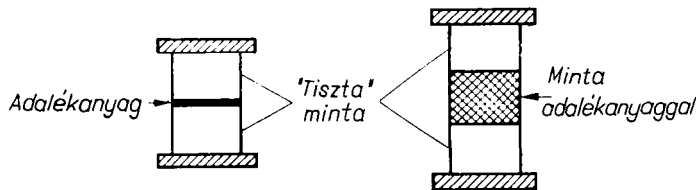
$$\text{és} \quad \mu_{\text{eff.}} = \mu_0 (1 - nl_n \sigma_{in} + q l_e \sigma_{ie}). \quad (11')$$

Itt  $p$ , illetve  $l_p$  a lyukak koncentrációja, illetve szabad úthossza,  $\sigma_{ip}$  pedig a lyuk-ion szórás hatáskeresztmetszete.

Ilyen módon az ionok kísérletileg meghatározott mozgékonyságának nagyságát és irányát a (11') kifejezés teljesen meghatározza. A sajátvezetési tartományban, amikor  $n = p$ , a lyukakkal való kölcsönhatási effektus elhanyagolható, mert  $l_p \ll l_n$ , és  $\sigma_{in} \approx \sigma_{ip}$ . A töltéshordozóknak a félvezetőknél megszokott koncentrációja esetén a sajátvezetési tartományban a hőmérséklet emelésével a töltéshordozó koncentráció meredeken növekszik, ezért az ionok elektronokkal való kölcsönhatása is nő, így az ionok effektív töltése kezdetben szükségszerűen csökken.

## 2. Kísérletek

a) *Vizsgálati módszerek.* A vizsgálandó adalékanyagot vékony rétegben elektrolitikusan vittük fel két egyforma minta véglapjára, amelyeket ezután a bevont rétegükkel egymáshoz illesztettük és a készülék elektródái közé szorítottuk azokat. A másik változatnál a készülékbe három mintát helyeztünk:



2. ábra. A minták elhelyezésének vázlata az elektrodiffúziós kísérletnél

ezek közül az egyik korábban adalékolt, a másik kettő tiszta minta volt. A mintákon keresztül állandó áramot bocsátottunk, amely az izzításon kívül a villamosteret is létrehozta (lásd a 2. ábrát).

Az elektrodiffúzió után, megvizsgálva az adalékanyagok koncentráció-eloszlását a mintában, az ionmozgékonyság a következő kifejezés alapján határozható meg [5]:

$$\mu = \frac{Q_+ - Q_-}{N_0 E t}, \quad (12)$$

ahol  $Q_+$  és  $Q_-$  az anód és a katódoldali mintákba behatoló adalékanyag-mennyiség  $E$  állandó villamostérben történő diffúziónál,  $N_0$  az adalékanyagok sűrűsége az  $x = 0$  síkban, és  $t$  az elektrodifúzió időtartama. Másrészt, ismerve a koncentráció-eloszlást a vizsgált mintákban, a mozgékonyaság és a diffúziós együttható hányadosa meghatározható:

$$\frac{\mu}{D} = \frac{1}{E} \cdot \frac{d}{dx} \ln \frac{N_-(x; t)}{N_+(x; t)} \quad (13)$$

Ebben a kifejezésben  $N_-(T)x; t$  és  $N_+(T)x; t$  az adalékanyag koncentrációjának eloszlása a katódoldali, illetve az anódoldali mintában. A  $\mu/D$  érték ismeretében, az Einstein összefüggés felhasználásával (7) az adalékanyag ionok töltését meg tudtuk határozni.

A mintában  $p-n$  átmenetet létrehozó adalékanyagok elektrodifúzióját  $p-n$  átmenetes módszerrel tanulmányoztuk az adalékanyagok koncentráció profiljának analízisével együtt. Ebben az esetben ez ionok mozgékonyaságát a

$$\mu = \frac{x_- - x_+}{2Et} \quad (14)$$

képlet alapján határoztuk meg, ahol  $x_-$ , illetve  $x_+$  a  $p-n$  átmenet behatolási mélysége a katódoldali, illetve az anódoldali mintába. Az oxidrétegtől megtisztított oldallapokon a  $p-n$  átmeneteket marással, vagy réz elektrolitikus leválasztásával hívtuk elő.

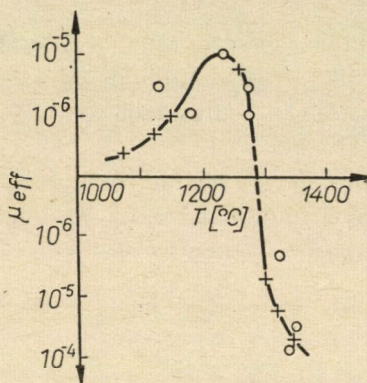
Abban az esetben, ha kölcsönhatási effektus nem lép fel, a koncentráció görbéje  $\mu Et$ -vel tolódik el. A mért koncentráció-eloszlásokból a  $D$ ,  $\mu$  vagy  $\mu/D$  a (12)–(14) képletek alapján meghatározható. Az ilyen eredmények nyilvánvalóak, ezért tárgyalásukra nem térünk ki.

A továbbiakban több kísérleti adatot teszünk vizsgálat tárgyává, amelyek a kölcsönhatási effektus félvezetőkben való jelenlétét bizonyítják.

b) *Arany a szilíciumban.* A kölcsönhatási effektust félvezetőkben először laboratóriumunkban mutattuk ki aranynak szilíciumba történő elektrodifúziója tanulmányozásánál [6]. Kimutattuk, hogy az  $1075 \pm 1280^\circ\text{C}$ -os hőmérséklettartományban az arany inkább a katód felé mozog;  $1280^\circ\text{C}$  felett viszont az elektrodifúzió inverziója figyelhető meg; az arany inkább az anód felé mozdul el (lásd a 3. ábrát). Arany-ionok effektív mozgékonyaságának hőfokfüggésére szilíciumban a kísérletileg kapott jelleggörbe a (10) formula alapján elvégzett számolások eredményével egyezik meg.

c) *Adalékanyagok galliumarzenidben.* Vizsgálatokat folytattunk a külső villamostér réz, litium és cink diffúzióra gyakorolt hatásának megállapítására [7, 8] galliumarzenidben.

*Radioaktív réz* elektrodifúzióját  $n$ -típusú galliumarzenidben ( $n = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )  $820 \div 1000 \text{ C}^\circ$  hőmérsékleti intervallumban vizsgáltuk. A katód- és anódoldali mintákban a réz eloszlásának mérésével meghatározott görbéiből az előbb levezetett (12), (13) és (17) kifejezések alapján kiszámoltuk  $\mu$ ,  $\mu/D$  és  $q$  értékét. Az így kapott  $\mu$  és  $q$  mennyiségek értékeit az I. táblázatban foglaltuk össze. Ugyanebben a táblázatban feltüntettük a  $p-n$  átmenetek behatolási mélységének mért értékeit a katód és az anódoldali mintákban. A táblázatból látható, hogy a réz tapasztalati úton meghatározott töltése  $+1$ -nél kisebb,



3. ábra. Arany-ionok effektív mozgékonyágának hőfokfüggése szilíciumban

pontosabban a  $820 \div 1000 \text{ C}^\circ$ -os tartományban a töltés  $+0,6$ -ról  $+0,3$ -ra csökken. A réz-ionok effektív töltésének a (9') képlet alapján történő becslése azt mutatta, hogy  $1000 \text{ C}^\circ$ -nál  $q_{\text{eff.}} \approx +0,5$ . A  $q_{\text{eff.}}$ -nek ez az értéke közel esik az  $1000 \text{ C}^\circ$ -on kísérletileg meghatározott  $0,3$ -hez (I. táblázat).

### I. táblázat

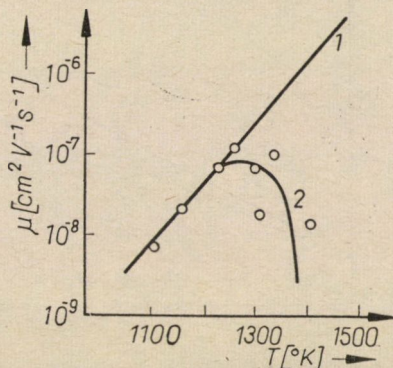
*Réz-ionok effektív töltése galliumarzenidben és az elektron-ion szórási keresztmetszet különböző hőmérsékleten*

| $T [^\circ \text{C}]$ | $t [\text{s}]$ | $\mu_{\text{eff.}} [\text{cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}]$ | $q_{\text{eff.}}$ | $\kappa_{pn}^- [\text{mm}]$ | $\kappa_{pn}^+ [\text{mm}]$ | $\sigma_{in} [\text{am}^2]$ |
|-----------------------|----------------|-----------------------------------------------------------------|-------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| 820                   | 720            | $9,8 \times 10^{-6}$                                            | 0,6               | 3,04                        | 1,00                        | $8,9 \times 10^{-13}$       |
| 850                   | 1020           | $4,9 \times 10^{-5}$                                            | —                 | 4,05                        | 0,40                        | —                           |
| 930                   | 135            | $7,4 \times 10^{-5}$                                            | 0,4               | 1,60                        | 0,70                        | $1,4 \times 10^{-13}$       |
| 950                   | 480            | $9,9 \times 10^{-5}$                                            | 0,4               | 3,66                        | 1,23                        | $1,3 \times 10^{-13}$       |
| 1000                  | 660            | $8,5 \times 10^{-5}$                                            | 0,3               | 3,85                        | 1,00                        | $1,1 \times 10^{-13}$       |

Minthogy a réz-ionok effektív töltésének a (9') képlet alapján történt számításánál az elektron-ion  $\sigma_{in}$  hatáskeresztmetszetének becsült értékét használtuk fel, ezért jobb egyezést a kísérletekkel nem is várhatunk. Felhasználva a  $q_{\text{eff.}}$  kísérletileg kapott értékeit a  $\sigma_{in}$  becslésére a (9') formulából — fordított

feladatot oldhatunk meg. A réz elektrodifúziós kísérleteiből számolt értékek az I. táblázatban vannak feltüntetve.

Erősen adalékolt ( $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  koncentrációig)  $p$ -típusú galliumarzenid mintákban a Cu 64 réz elektrodifúziós vizsgálatából azt kaptuk, hogy e mintákban ugyanúgy mint az  $n$ -típusú galliumarzenid mintáknál a réz pozitív ionként mozog. A  $p$ -típusú galliumarzenidben azonban, eltérően az  $n$ -típusú galliumarzenidtől, a réz-ionoknak a kísérleti úton meghatározott töltése  $+1$  (830, illetve  $870^\circ\text{C}$ -on a réz-ionok kísérletileg meghatározott töltése  $+1,07$ ,

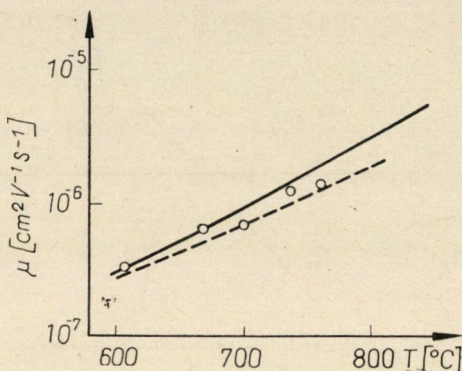


4. ábra. Cink-ionok effektív mozgékonyságának hőfokfüggése galliumarzenidben

illetve  $+0,94$ ). A lyuk kölcsönhatást a katód felé irányuló elektrodifúziónál  $n$ -típusú galliumarzenid ( $n = 3 \cdot 10^{17}$ ) esetén el lehetett hanyagolni, mert a lyukak szabad úthossza lényegesen kisebb, mint az elektronoké. Erősen adalékolt  $p$ -típusú galliumarzenid esetén azonban (ahol a lyukkonzentráció a diffúziós hőmérsékleten nagyobb, mint az intrinszc töltéshordozó koncentráció) az adalékanyag-ionok és elektronok közötti kölcsönhatás mellett a lyuk kölcsönhatást is figyelembe kell venni. A számítások azt mutatták, hogy erősen adalékolt  $p$ -típusú galliumarzenid mintákon végzett réz elektrodifúziós kísérleteinknél  $nl'_u\sigma_{in} \approx pl_p\sigma_{ip}$ , és következésképpen  $q_{\text{eff.}} \approx +1$ .

A litium villamostér hatására létrejövő diffúzióját  $740 \div 980^\circ\text{C}$ -os hőmérséklettartományban, galliumarzenidben tanulmányoztuk. Az elektrodifúziót két litiummentes  $n$ -típusú galliumarzenid minta közé elhelyezett, előzetesen litiummal telített mintán végeztük. Ezek a vizsgálatok azt mutatták, hogy a litium a rézhez hasonlóan, pozitív töltésű ionok formájában mozog. Azt kaptuk, hogy az említett hőmérséklettartományban a mozgékonyság  $1,6 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{Vsec}$ -ről  $9,4 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{Vsec}$ -ra növekszik. A kapott mozgékonyság értékeket, továbbá a diffúziós együtthatónak a [9] hivatkozásból vett, nagy hőmérsékletre extrapolált értékeit felhasználva meghatároztuk a litium-ion töltés értékét galliumarzenidben. Azt találtuk, hogy a litium-ionok töltése a  $740 \div 980^\circ\text{C}$ -os hőmérséklettartományban  $+0,3 \div 0,2$  között változik.

A cink villamostér jelenléte esetén történő diffúzióját  $830 \div 1130$  C°-os hőmérséklettartományban vizsgáltuk galliumarzenidben. Galliumarzenidben a mozgékonyaságok kísérletileg meghatározott értékei cink-ionokra a 4. ábrán láthatók. Folytonos vonallal rajzoltuk ugyanezen az ábrán a mozgékonyaság hőfokfüggését, amelyet az Einstein összefüggés és a diffúziós együttható kísérleti értékeiből határoztunk meg, feltételezve, hogy a cink-ion töltése  $+2$ . Az ábrán látható, hogy  $980$  C°-ig jó egyezés tapasztalható a mozgékonyaság



5. ábra. Cink-ionok effektív mozgékonyaságának hőfokfüggése indiumarzenidben

kísérletileg meghatározott és elméletileg számított értékei között. A mozgékonyaság értékei  $980$  C° felett a hőmérséklet növekedésével csökkennek. A cink-ionok effektív mozgékonyaságának ilyen csökkenése az ionok anód felé haladó szabad elektronokkal való kölcsönhatási effektusa miatt lép fel.

d) *Adalékanyagok indiumarzenidben.* Laboratóriumunkban mind ez ideig csak cink és ezüst elektrodiffúzióját tanulmányoztuk indiumarzenidben [10, 11]. A cink elektrodiffúzió  $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  adalékanyag koncentrációjú InAs-ben végzett vizsgálata azt mutatta, hogy a  $660$  C°-ig terjedő hőmérséklettartományban a cink kétszeres pozitív töltéssel rendelkező ion alakjában mozog. A cink effektív töltése  $660$  C° felett kissé csökken ( $760$  C°-on  $+1,8$ -ig). Az 5. ábrán a Zn-ionok mozgékonyaságának hőfokfüggése látható InAs-ben. Folytonos vonallal a  $\mu = f(T)$  Einstein formulából,  $q = +2$  érték mellett számított elméleti menetet ábrázoltuk. A kölcsönhatási effektust itt figyelmen kívül hagytuk. A szaggatott vonallal mind az elektronok, mind a lyukak kölcsönhatásának figyelembevételével számolt  $\mu = f(T)$  függvénymenetet ábrázoltuk. Látható, hogy a hőmérséklet növekedésével a  $\mu$  kísérletileg kapott értékei egyre közelebb kerülnek a kölcsönhatási effektus figyelembevételével számolt görbéhez. Ezüstnek indiumarzenidben történő elektrodiffúziója esetén a kölcsönhatási effektus jelentéktelen, ami a töltéshordozók ezüst-ionokon való szórásának kis hatáskeresztmetszetével magyarázható. Az ezüst az indiumarzenidben pozitívan töltött ion alakjában vándorol.

### III. Belső villamostér hatása az adalékanyagok diffúziójára félvezetőkben

#### 1. A hatás elmélete

a) *Az ambipoláris diffúzió egyenletei.* Belső (gradienssel rendelkező) villamostér a legegyszerűbb esetben is, már a félvezetőbe történő diffúziós folyamat során kialakul. E tér megjelenésének oka a diffúzió ambipoláris volta és a mozgó ionok és az őket kísérő töltéshordozók (elektronok vagy lyukak) diffúziós együtthatóiban való különbség. Minthogy a töltéshordozók diffúziós együtthatója sokkal nagyobb, mint a diffundáló ionoké és ellentétes előjelű villamos töltéssel rendelkeznek, így azok mozgásukban megelőzik az ionokat. Ez lokális villamostér keletkezéséhez vezet, amelynek irányítása olyan, hogy az gyorsítja az ionok továbbhaladását és lassítja a töltéshordozókat. Az így keletkező villamosteret megkaphatjuk a két áramlás, pl. az akceptorok és lyukak áramának egyenlőségéből,  $I_A = I_p$ :

$$I_A = -D_A \left( -\frac{\partial N_A}{\partial x} + \frac{N_A q E}{kT} \right), \quad (15)$$

$$I_p = -D_p \left( -\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{pqE}{kT} \right). \quad (16)$$

Ennél figyelembe vesszük a félvezető semlegességét  $p = N_a + n$  és az  $np = n_i^2$  összefüggést. Ilyen módon a villamos térerősség középértékére a következő kifejezést kapjuk:

$$\bar{E} \approx \frac{kT}{qn_i} \frac{\partial N_A}{\partial x},$$

ahol  $D_A$ ,  $N_A$  és  $D_p$ ,  $p$  az akceptor ionok és lyukak diffúziósoefficiense és koncentrációja,  $q$  az elektron töltése,  $n_i$  az intrinsic töltéshordozó koncentráció.

Az inhomogén félvezető általánosabb esetében, amikor a gradienssel rendelkező villamostér ugyancsak az adalékanyagok kiinduló alapanyagban levő inhomogén eloszlása és két, ellentétes töltésű adalékanyag egyidejű diffúziója miatt keletkezik, a közepes villamos térerősség a következő összefüggés szerint számolható:

$$\bar{E} \approx \frac{kT}{2n_i q} \left( \frac{\partial N_d}{\partial x} \pm \frac{\partial N_A}{\partial x} \right). \quad (17)$$

A  $-$  és  $+$  jelek a donorok és akceptorok egyirányú és ellentétesen irányított koncentráció gradiensére vonatkoznak.

A beépített villamos tér vagy gyorsítja, vagy lassítja a diffundáló ionok haladását. A gyakorlatban megfigyelhető effektív diffúziós együttható  $D_{\text{eff}}$ , ebben az esetben a következőképpen fejezhető ki:

$$D_{\text{eff}} = D \left[ \left( 1 + \frac{N_d}{2n_i} \right) \mp \frac{N_d}{2n_i} \cdot \frac{\partial N_d}{\partial x} / \frac{\partial N_d}{\partial x} \right], \quad (18)$$

ahol  $D$  a diffúziós együttható homogén anyagban. A (17) és (18) képletek alapján látható, hogy az eredő belső térnek és következésképpen az effektív diffúziós együtthatónak akkor legnagyobb az értéke, ha

a koncentráció gradiensek nagyok és azok ellentétesen irányítottak;

az intrinsic töltéshordozó koncentráció kicsiny (a hőmérséklet növekedésével, vagyis az  $n_i$  növekedésével az  $E$  csökken és  $D_{\text{eff}} \rightarrow D$ ).

b) A diffúziós egyenletek közelítő megoldása a Poisson egyenlettel együtt. VASZKIN, USZKOV és SIROBOKOV [12] a belső villamostér adalékanyagok intrinsic és adalékolt félvezetőkbe történő diffúziójára gyakorolt hatásának elméleti analizisét végezték el a diffúziós egyenlet Poisson egyenlettel közös közelítő megoldása alapján.

Az előzetesen donorokkal és akceptorokkal  $N_{on}$  és  $N_{op}$  koncentrációkig adalékolt félvezetőbe történő  $N_d$  koncentrációjú donorok diffúziója esetén a diffúziós egyenletet a következő alakban lehet leírni:

$$\frac{\partial N_d}{\partial t} = D \left[ \frac{\partial^2 N_d}{\partial x^2} + \frac{q}{kT} \frac{\partial}{\partial x} \left( N_d \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) \right]. \quad (19)$$

A potenciálnak azonban ki kell elégítenie a Poisson egyenletet is:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = - \frac{4\pi q}{\varepsilon} \left[ N_d - n \exp \left( \frac{e\varphi}{kT} \right) + p \exp \left( - \frac{q\varphi}{kT} \right) + N_{on} - N_{op} \right]. \quad (20)$$

(Esetünkben  $n$  és  $p$  az elektronok és lyukak koncentrációja a diffúzió hőmérsékletén, egyenletesen adalékolt félvezetőben, amelyeket a villamos semlegeség és az  $np = n_i^2$  feltételekből lehet kiszámolni.)

A (18) és (19) egyenletek állandó forrásból félvégtelen térbe történő diffúzióknak megfelelő határ és kezdeti feltételek figyelembevételével kapott közelítő megoldása a koncentráció-eloszlásra a következő egyenletet eredményezte:

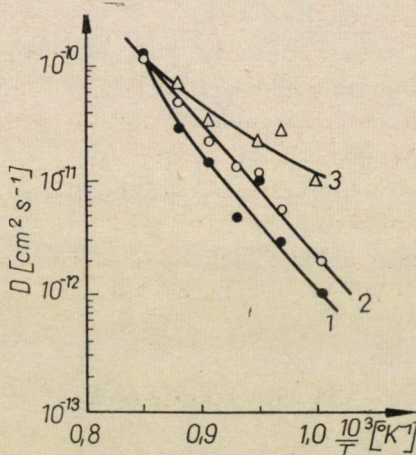
$$N(x, t) = N_0 \frac{\operatorname{erfc} \left( \frac{x}{2\sqrt{Dt}} - \alpha \right)}{\operatorname{erfc}(-\alpha)}. \quad (21)$$

ahol  $\alpha$  a tér közepes értékével arányos mennyiség ( $\alpha$  az  $N_0$  felületi koncentráció függvénye, és függ a félvezető típusától, valamint az előzetes adalékolás fokától).

A következőkben közölt, kísérletileg kapott adatok számítása és analízise a (15)–(17) képletek alapján történt.

## 2. Kísérletek

a) *Kísérleti módszerek.* Germánium felületi rétegében lassan diffundáló akceptor adalékanyagok (Ga, In, Al) előzetes diffúziójával inhomogén akceptor-eloszlást alakítottunk ki, amelynek koncentráció gradiense egyik esetben



6. ábra. A beépített villamostér hatása az antimon diffúzióra germániumban

Jelmagyarázat: 1. görbe: inhomogén minta egyirányú antimon és alumínium koncentráció gradiensekkel; 2. görbe: a diffúziós együttható hőfokfüggése beépített villamostér nélkül (homogén minta); 3. görbe: inhomogén minta egymással ellentétes irányú antimon és alumínium koncentráció gradiensekkel.

a mintadarab felületétől annak belseje felé, másik esetben pedig fordítva — a felület felé irányul. Utána az akceptorok inhomogén eloszlása miatt kialakult villamostérben antimon diffúzióját tanulmányoztuk. Az antimon koncentráció gradiense minden esetben a felülettől a mintadarab belseje felé mutatott.

A kísérlettel párhuzamosan antimonnak homogén, inhomogén akceptor eloszlás nélküli Ge ellenőrző mintába történő diffúzióját is elvégeztük. Az inhomogén és homogén minták diffúzió mélységét a bennük levő  $p$ – $n$  átmenet behatolási mélységének mérése alapján határoztuk meg.

b) *Antimon diffúzió inhomogén germániumban* [13, 14]. A 6. ábrán az antimon diffúziós együtthatójának hőfokfüggése látható a  $720 \div 900$  C°-os intervallumban inhomogén és homogén germánium esetén. A minták inho-

mogenitását alumínium bediffundáltatásával alakítottuk ki. A 2 görbe a  $D$  hőfokfüggését mutatja az ellenőrző minták esetére. Az 1. görbe a  $D_{\text{eff}}$  hőfokfüggését mutatja inhomogén minták esetén, amelyekben az alumínium koncentráció gradiense a felületi rétegben a felülettől a minta belseje felé mutat és következésképpen a tér ellenkezőleg irányított, vagyis a mintadarab belsejétől a felület felé, így az antimon-ionok mozgását fékezi. A 3 görbe a  $D$  hőfokfüggését ábrázolja olyan minták esetén, amelyekben a gradiens a minta felülete felé mutat, és az így keletkező belső tér a felülettől a minta belseje felé mutat, amely gyorsítja az antimon-ionok haladását. A 6. ábrából látható, hogy különösen nagy különbség a  $D$ -ben aránylag kis hőmérsékleten ( $720^\circ\text{C}$ ) figyelhető meg, ahol  $D_{\text{eff.}}/D \approx 5$ . A hőmérséklet növekedésével, az  $n_i$  növekedése mértékében, az inhomogén mintákban észlelt  $D$  az ellenőrző mintákban kapott  $D$  értékhez tart.

Hasonló eredményeket kaptunk antimon diffúziójának vizsgálatánál germániumban, amelyben az inhomogenitást In és Ga inhomogén eloszlásával alakítottuk ki. Ugyanilyen eredményeket kaptunk gallium diffúziójának homogén szilíciumban való vizsgálatánál is [15].

PAVLOV és USZKOV kimutatták [16], hogy antimonnak germániumba való diffúziója esetén (ahol  $N_0 = 7 \cdot 10^{17} \div 1,2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) a diffúziós profil meglehetősen jól leírható a belső elektromos térnek a mintában diffundáló adalékanyagok eloszlási jellegére gyakorolt hatását figyelembe vevő képlettel.

#### IV. Következtetések

Az ismertetett kísérleti adatok alátámasztják a diffundáló ionok töltéshordozókkal való kölcsönhatási effektusát, amelyet az elmélet megjósolt. Az elektrodifúziós kísérleteknél kapott adatokat fel lehet használni az elektronok félvezetőben levő adalékanyag-ionokon való szóródásra vonatkozó hatás-keresztmetszet becslésére.

Az inhomogén félvezetőkben való diffúziós vizsgálatok eredményei azt mutatják, hogy adalékanyag koncentráció gradiens esetén lokális villamosterek keletkeznek, amelyek lényegesen befolyásolják a diffúziót.

#### IRODALOM

1. Болтакс, Б. И.: Диффузия в полупроводниках; Москва 1961.
2. Фикс, В. Б.: ФТТ 1 (1959), 16.
3. Фикс, В. Б.: ФТТ 1 (1959), 1321.
4. Фикс, В. Б.: ФТТ 6 (1964), 1589.
5. Малкович, Р. Ш.: ФТТ 2 (1960), 2784.
6. Болтакс, Б. И.—Куликов, Г. С.—Малкович, Р. Ш.: ФТТ 2 (1960), 2395.
7. Болтакс, Б. И.—Джафаров, Т. Д.—Соколов, В. И.—Шишияну, Ф. С.: ФТТ 6 (1964), 1511.

8. BOLTAKS, B. I., DZSAFAROV, T. D.: *Phys. St. Sol.* **19** (1967), 705.
9. FULLER, C. S.—WOLFSTIRN, K. B.: *J. Appl. Phys.* **33** (1962); 745, 2507.
10. Болтакс, Б. И.—Рембеза, С. И.: *ФТТ* **8** (1966), 2549.
11. Болтакс, Б. И.—Рембеза, С. И.—Шарма, Б. Л.: *ФТП* **1** (1967), 247.
12. Васькин, В. В.—Усков, В. А.—Широбоков, М. Я.: *ФТТ* **7** (1965), 3356.
13. Болтакс, Б. И.—Джафаров, Т. Д.: *ФТТ* **5** (1963), 2818.
14. Болтакс, Б. И.—Грабчак, В. П.—Джафаров, Т. Д.: *ФТТ* **6** (1964), 3181.
15. Болтакс, Б. И.—Джафаров, Т. Д.: *ФТТ* **5** (1963), 3611.
16. Павлов, П. В.—Усков, В. А.: *ФТТ* **8** (1966), 2977.