

Integrált szilícium színérzékelő

ERLAKY GYÖRGY
Mikroelektronika Vállalat



ÖSSZEFOGLALÁS

A színérzékelő a megvilágító fény hullámhosszával arányos jelet szolgáltat. A szilícium abszorpciós állapotja erősen függ a hullámhossztól ezért aluláteresztő szűrőként alkalmazható színérzékelőkben. Két közös emitterű dióda egymásra integrálásával színérzékelő állítható elő. A színérzékelő kimenő jele a két dióda fotoáramának hányadosa. A kontinuitási egyenlet megoldása szolgáltatja az egyes diódák fotoáramát. Az elméleti számítások azt mutatják, hogy a kettős dióda színérzékelő tulajdonsága az emitter közepének a megvilágított felülettől mért távolságától függ. A technológiailag nehezen kézbe tartható fizikai paraméterek (kisebbségi töltéshordozó élettartam, felületi rekombináció sebesség) alig befolyásolják az eszközt. A technológiailag megvalósítható eszközök a 450—1000 nm hullámhossztartományban használhatóak.

Bevezetés

A mérés technikában és a szabályozástechnikában gyakran lehet szükség olyan érzékelő elemekre amelyek kimenő jele arányos a megvilágító fény hullámhosszával (színérzékelő). Hagyományos megoldás szerint a színérzékelő két egymás mellé helyezett fotodetektorból épül fel, a fotodetektor elé különböző fényhullámhosszakon áteresztő szűrőket helyeznek. A szűrők szokásos párosítása: piros az egyik kék a másik fotodetektor előtt.

A látható és közeli infravörös tartományban ($\lambda = 400\text{—}1100$ nm) a szilícium abszorpciós állapotja exponenciálisan változik a hullámhosszal, ezért ebben a tartományban a szilícium önmagában sávszűrőként használható.

Az irodalomban már ismertettek olyan eszközöket, melyek ezt az elvet használják fel. N. Kako és társai két fotodiódát tartalmazó színérzékelő egy alkalmazását írták le [1]. A felhasznált színérzékelő kimenő jele a két fotodióda rövidzárási áramának hányadosa. P. L. Regtien és R. F. Wolfenbüttel két egymás mellé integrált eltérő felületű dióda spektrális karakterisztikáját használták fel színek érzékelésére [2]. A két dióda eredetileg a különböző felületük miatt eltérő áramát, külső előfeszítés útján azonos értékre állítják be. A nagyobbik felületű fotodióda előfeszítésével megváltoztatják a dióda hatásos vastagságát, és ezen keresztül a spektrális érzékenységet. A kimenő jel az áramegyenlőséghez szükséges előfeszültség.

Beérkezett: 1987. IV. 10. (H)

ERLAKY GYÖRGY

Az Eötvös Loránd Tudományegyetem Természettudományi Karának fizika szakán végzett 1966-ban.

A HIKI-ben kezdte pályáját, ahol 1966—1971 között MOS-eszközök fizikájával és technológiájával foglalkozott.

1971—72 tanévben az Aachen Műszaki Főiskolán volt ösztöndíjas, ahol a GaAs technológiát tanulmányozta.

1973-tól a HIKI érzékelő fejlesztésében vett részt.

1978-ban védte meg doktori disszertációját a BME Villamosmérnöki karán. Disszertációjában a gázfázisú GaAs epitaxia kinetikai vizsgálatát végezte el.

1974 óta részt vesz a BME oktatási tevékenységében ahol felvezető technológiai előadásokat és gyakorlatokat tart.

Jelenleg a MEV Félvezető Elemfejlesztési Főosztályán a technológia közti mérésekkel foglalkozik, főmunkatárs.

Több cikke jelent meg hazai és külföldi folyóiratokban és konferenciákon.

Jelen cikkünkben olyan színérzékelő elméleti lehetőségét mutatjuk be, amely a megvilágító fény irányában egymás elé integrált közös emitterű fotodiódákból áll. Ebben a konstrukcióban az egyik dióda (az amelyik a fénysugár irányába esik) egyben szűrője is a másik diódának. Az első dióda, ezt a későbbiekben *F* diódának nevezzük, ezért a 400—700 nm hullámhossztartományban érzékeny, a második, a továbbiakban *A* jelű dióda, pedig az első dióda által jórészt átbocsájtott, 700—1100 nm hullámhosszúságú fotonok hatására ad áramot. A két dióda fotoáramának eltérése a beeső fény hullámhosszától függ.

Az elméleti számítások célja, hogy meghatározzuk a két diódában az adott hullámhosszúságú fotonok hatására keletkező fotoáramot.

A cikkben ismertetjük a fény által generált kisebbségi töltéshordozókra vonatkozó kontinuitási egyenlet megoldását. Ebből kiszámítjuk a fotoáramot.

A számítások eredményeként megkapjuk hogyan függ a színérzékelő kimenő jelének hullámhosszfüggése az egyes fizikai és geometriai paraméterektől, és megadjuk a színérzékelők fontosabb paramétereit.

Az elképzelés szerinti színérzékelő önmagában lehetőséget ad közel monokromatikus fény, mint például a LED-diódák által kibocsájtott fény, hullámhosszának meghatározására.

Az eszköz megfelelő kalibrálás után alkalmas sugárzó felületek hőmérsékletének mérésére.

A számításainkban az egyes paraméterek megválasztásánál figyelembe vettük azt, hogy az esz-

köz megvalósítható legyen a bipoláris IC-technológia műveleteinek (rejtett réteg diffúzió, epitaxia, sziget diffúzió, bázis diffúzió) csekély módosításával.

1. A színérzékelő felépítése

Definiáljunk néhány a cikkünkben gyakrabban előforduló fogalmat:

foton fluxus Φ : az egységnyi felületen időegység alatt áthaladó fotonok száma,

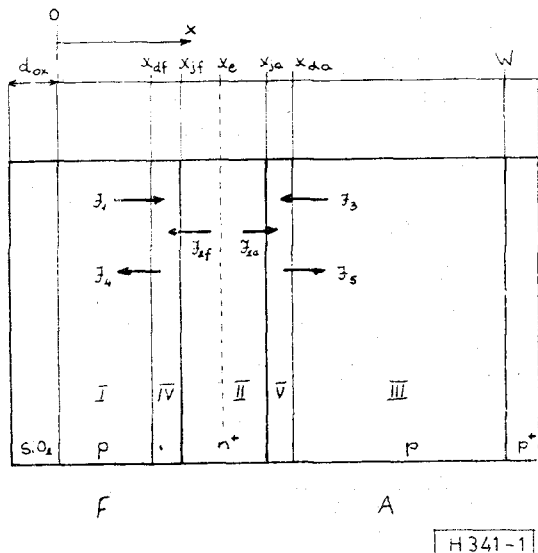
fotoáram, J_a , J_f : a diódán fotonok hatására átfolyó áram,

kvantumhatásfok, η : egy foton hatására keletkező fotoáram, $\eta = J_f / \Phi$,

spektrális karakterisztika, $S_r(\lambda)$: a színérzékelőt alkotó két fotodióda fotoáramának aránya, $S_r(\lambda) = J_f(\lambda) / J_a(\lambda)$,

színérzékelő névleges hullámhossza, λ_n : az a hullámhossz amelynél $S_r(\lambda) = 1$.

Az egymás fölé integrált két fotodiódával felépített színérzékelő vázlatja és a fontosabb jelölések az 1. ábrán láthatóak.



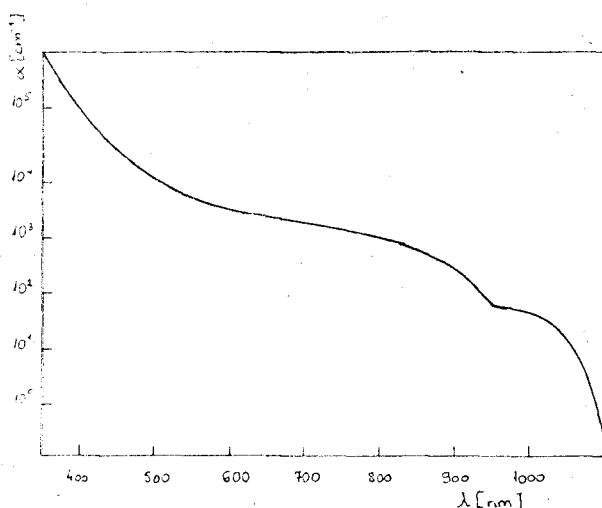
1. ábra. Színérzékelő vázlatja

x_{df} és x_{da} a kiürített tartományok határai, x_{jf} és x_{ja} a különböző adalékoltságú tartományok határai

A fotonok abszorpciós állandója a hullámhossztól függ, a függvényt az irodalom [3–5] alapján mutatja a 2. ábra. A rövidebb hullámhosszúságú fotonok a nagyobb abszorpciós állandó miatt már az F diódában abszorbeálódnak, a nagyobb hullámhosszúságúak pedig eljutnak az A diódába.

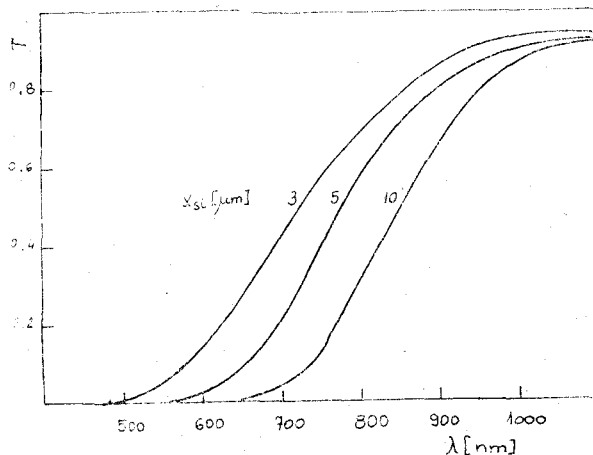
Szilícium réteg színszűrő hatása látható a 3. ábrán. A technológiailag reálisan megvalósítható 3–20 μm vastagságú szilíciumréteg felüláteresztő szűrőként viselkedik, az áteresztés határát a szilícium réteg vastagsága szabja meg.

Ha a szűrőként használt rétegben diódát alakítunk ki, ennek a diódának az árama arányos a rétegben időegység alatt abszorbeálódott fotonok



H341-2

2. ábra. Szilícium abszorpciós állandója a hullámhossz függvényében, [3], [4] és [5] alapján



H341-3

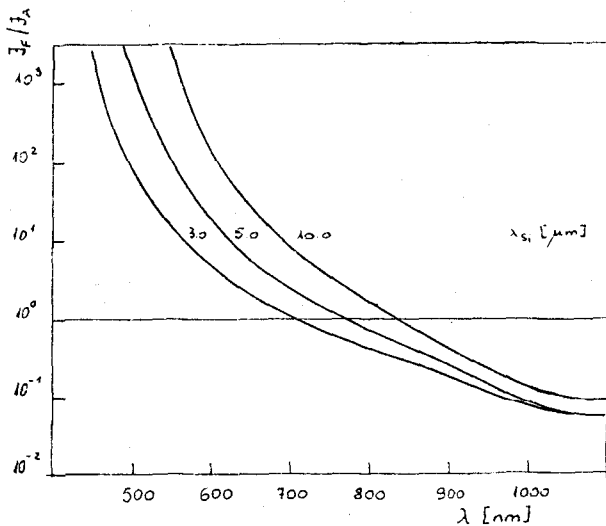
3. ábra. 150 nm vastag oxidréteggel borított Si réteg transzmissziója

számával. A szűrőréteg alatt kialakított második dióda árama a fennmaradó fotonok számától függ.

Ha feltételezzük, hogy a diódákban a kvantumhatásfok $\eta = 1$, akkor a diódák áramainak aránya $(1 - T) / T$ ahol T a szűrőréteg (szilícium + szilícium-dioxid) transzmissziója. Az így számított áramarányokat a 4. ábrán láthatjuk.

Az ábrából látható, hogy elvi lehetőség van különböző spektrális karakterisztikájú színérzékelők megvalósítására. A spektrális érzékenység logaritmikus léptékben közel lineáris. Az eszköz névleges hullámhossza a szűrőréteggént használt F dióda vastagságától függ.

A fotonok által gerjesztett töltéshordozók a dióda térfogatában keletkeznek, tehát a $p-n$ átmenetektől távoli helyeken is, ahonnan diffúzióval jutnak el a $p-n$ átmenetbe. Az ehhez szükséges idő alatt a kisebbségi töltéshordozó élettartamtól függően egy részük rekombinálódik. Hasonlóan rekombinálnak a felülethez nagyon



4. ábra. Ideális, $\eta=1$ kvantumhatásfokú diódkból felépített színérzékelő spektrális karakterisztikája

közel keletkezett kisebbségi töltéshordozók, a felületi rekombináció miatt. A különböző rekombinációk miatt a kvantumhatásfok $\eta < 1$.

A veszteségeket is figyelembe vevő pontosabb számítást a 2. pontban ismertetjük.

2. Kisebbségi töltéshordozók eloszlása

A diódák fotoáramának meghatározásához az egyes diódkban ki kell számítani a kisebbségi töltéshordozók eloszlását a veszteséget okozó effektusok figyelembevételével. Az így kapott kisebbségi töltéshordozók eloszlásából kaphatjuk meg a dióda fotoáramát.

Az 1. ábrán bemutatott színérzékelő a számítások szempontjából öt tartományra bontható fel. Az ábrában I., II., III.-mai jelzett tartományok belsejében elektromos tér nincsen, a kisebbségi töltéshordozók mozgását a diffúzió törvényei írják le. Az áramlás a nagyobb koncentrációjú helyről a kisebb koncentrációjú helyek felé irányul. A IV. és V. tartományok a tértöltési tartományok, ahol az elektromos tér nem nulla. Ezekben a tartományokban a kisebbségi töltéshordozók az elektromos tér hatására mozognak.

Az I., II., III. ún. diffúziós zónákban a kontinuitási egyenlet a következő:

$$-Dn \frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} + \frac{n(x) - n_0}{\tau_n} - g(x) = 0 \quad (i)$$

ahol $n(x)$ az adott rétegben a kisebbségi töltéshordozók stacionárius nem egyensúlyi koncentrációja, n_0 a kisebbségi töltéshordozók egyensúlyi koncentrációja, τ_n a kisebbségi töltéshordozók élettartama, Dn a kisebbségi töltéshordozók diffúziós állandója, $g(x)$ pedig a fotonok által generált töltéshordozók generációs függvénye.

A generációs függvény kifejezhető a szilícium abszorpciós állandójával, mert minden elnyelt látható vagy közeli infra tartományba eső ener-

giájú foton egy töltéshordozó párt generál. A generációs függvény:

$$-g(x) = \Phi \alpha(\lambda) \exp(-x\alpha(\lambda)) \quad (2)$$

ahol $\alpha(\lambda)$ a szilícium fényhullámhossztól függő abszorpciós állandója.

A félvezető kristály felülete reflektálja a fényt. A planár technológia szerint a félvezető felületén szilíciumdioxid réteg van, ez a réteg a reflexiót módosítja. A felület reflexióját a következő kifejezés adja meg:

$$R = \frac{r_1^2 + r_2^2 + r_1 r_2 \cos(2\Theta)}{1 + r_1^2 r_2^2 \cos(2\Theta)} \quad (3)$$

ahol:

$$r_1 = \frac{(n_0 - n_1)}{(n_0 + n_1)}, \quad (4)$$

$$r_2 = \frac{(n_1 - n_2)}{(n_1 + n_2)},$$

$$\Theta = 2n_1 d / \lambda,$$

ahol $n_0 = 1$ a levegő, $n_1 = 1,53$ a szilíciumdioxid, $n_2 = n_2(\lambda)$ a szilícium hullámhosszfűggő törésmutatója [5].

Az oxidréteggel fedett Si felület transzmissziójának számított értékét $(1 - R)$, az 5. ábrán mutatjuk be.

A fentiek értelmében az (1) kontinuitási egyenlet a következőképpen módosul:

$$-Dn \frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} + \frac{n(x) - n_0}{\tau_n} - \alpha(\lambda)(1 - R)\Phi \times \exp(-\alpha(\lambda)x) = 0 \quad (5)$$

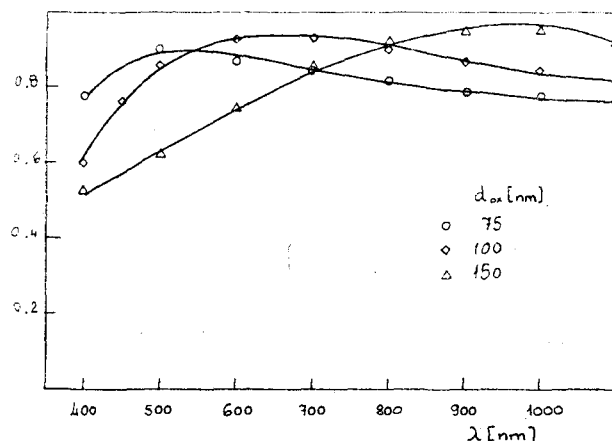
Az (5) egyenlet megoldása a homogén egyenlet megoldása és egy partikuláris megoldás összegeként állítható elő.

A homogén egyenlet megoldása:

$$n_{ho}(x) = K_1 \operatorname{sh}\left(\frac{x}{L}\right) + K_2 \operatorname{ch}\left(\frac{x}{L}\right). \quad (6)$$

A partikuláris egyenlet megoldása:

$$n_{pa}(x) = \frac{\alpha L^2 (1 - R)\Phi}{2Dn} \times \frac{1}{(1 - \alpha^2 L^2)} \exp(-\alpha x) + n_0 \quad (7)$$



5. ábra. Szilícium dioxid réteg transzmissziója Si felületen különböző oxidvastagságoknál

A (6) és (7) egyenletek összege adja a kisebbségi töltéshordozó eloszlást:

$$n(x) - n_0 = \frac{\alpha L^2(1-R)\Phi}{Dn} \frac{1}{1 - \alpha^2 L^2} \times \exp(-\alpha x) + K_1 \operatorname{sh}\left(\frac{x}{L}\right) + K_2 \operatorname{ch}\left(\frac{x}{L}\right) \quad (8)$$

ahol $L = \sqrt{Dn\tau_n}$ a diffúziós hossz.

A K_1 és K_2 állandók a határfeltételekből határozhatók meg.

Tekintsük a következő egyszerűsítéseket a (8) egyenlet megoldásához:

- a $p-n$ átmenet abrupt, lépcsős átmenet;
- a diffúziós állandó, a kisebbségi töltéshordozó élettartam és ebből következőleg a diffúziós hossz is az egyes tartományokon belül helyfüggetlen;
- az adalékolás a középső II. zónában, azaz a két dióda közös emitterében sokkal nagyobb mint az I. és III. zónákban vagyis a diódák bázisaiban $Na_I \ll Nd \gg Na_{III}$;

- az x tengelyre merőleges irányokban az adalékolás és a megvilágítás homogén.

Tekintsük az I. és III. zónákban a (8) egyenlet megoldását, a következő határfeltételekkel: legyen x_1 a kiürített tartomány széle, a tartomány másik határfelülete pedig x_2 . Az I. zóna esetében ez az eszköz fény felé forduló felülete, a III. zóna esetében pedig ez a hátoldali $p-p^+$ átmenet helye.

A fenti jelölésekkel a határfeltételek a következők:

$$\text{ha } x = x_1 \text{ akkor } n(x_1) - n_0 = 0 \quad (9)$$

$$\text{ha } x = x_2 \text{ akkor } -Dn \frac{dn}{dx} = S(n(x_2) - n_0)$$

ahol S a felületi rekombinációsebesség, az I. zónában ez a Si—SiO határfelület rekombinációs sebessége, az oxidációs technikától, az alapanyag adalékolásától függ. Ha a III. zónában az x_2 felület az ohmos kontaktus, ott $S = \infty$, de mivel az eszköz hátoldalán $p-p^+$ átmenet van, és a $p-p^+$ átmenet a kisebbségi töltéshordozók számára tükröként viselkedik, ott a rekombinációs sebesség $S = 0$ [6, 7].

Az I. zónában $x_1 = xdf$, $x_2 = 0$, a III. zónában $x_1 = xda$, $x_2 = W$. A (9) határfeltételekkel a (8) egyenletből meghatározható K_1 és K_2 értéke:

$$K_1 = R_s \frac{\alpha L E_2 C_1 + S_2 E_1 + SL(C_2 E_1 - C_1 E_2) / D}{\operatorname{ch}\left(\frac{x_2 - x_1}{L}\right) + \frac{SL}{D} \operatorname{sh}\left(\frac{x_2 - x_1}{L}\right)} \Phi \quad (10)$$

a kifejezésben:

$$R_s = \frac{L^2 \alpha (1-R)}{D(1-L^2 \alpha^2)}$$

$$\begin{aligned} C_1 &= \operatorname{ch}(x_1/L) & S_1 &= \operatorname{sh}(x_1/L) \\ C_2 &= \operatorname{ch}(x_2/L) & S_2 &= \operatorname{sh}(x_2/L) \end{aligned} \quad (11)$$

$$E_1 = \exp(-\alpha x_1)$$

$$E_2 = \exp(-\alpha x_2)$$

$$K_2 = -\left(\frac{R_s}{D} E_1 \Phi + K_1 S_1\right) \quad (12)$$

A kifejezésekből látszik, hogy K_1 és K_2 lineáris függvénye a fotonfluxusnak, ezért a $K_i = B_i \Phi$

helyettesítést használtuk. A (9), (10) egyenletekbe a megfelelő értékeket helyettesítve az I. zónára a konstansok:

$$K_1 = \Phi B_{11} \quad (13)$$

$$K_2 = \Phi B_{12}$$

a III. zónára pedig:

$$K_1 = \Phi B_{31} \quad (14)$$

$$K_2 = \Phi B_{32}$$

A II. zóna határfeltételei eltérőek a (9)-ben megadottaktól, ezt a zónát mindkét oldalról kiürített rétegek határolják (a IV. és a V. zóna). Az x_1 és az x_2 határfelületeken, ezek a nagy adalékolású tartomány geometriai határai, a kisebbségi töltéshordozók koncentrációja az egyensúlyi koncentráció:

$$\text{ha } x_1 = x_{1f} \text{ akkor } n(x_1) - n_0 = 0 \quad (15)$$

$$\text{ha } x_2 = x_{2a} \text{ akkor } n(x_2) - n_0 = 0$$

A K_1 és K_2 állandók a (10)-ben bevezetett jelölések felhasználásával:

$$K_1 = R_s \Phi \frac{E_1 C_2 - E_2 C_1}{\operatorname{sh}\left(\frac{x_2 - x_1}{L}\right)} \quad (16)$$

$$K_2 = -(R_s \Phi E_2 - K_1 S_2) / C_2 \quad (17)$$

Az előzőekhez teljesen hasonlóan a K konstansok lineáris függvényei a fotonfluxusnak, így ezek az értékek is átírhatóak:

$$K_1 = \Phi B_{21} \quad (18)$$

$$K_2 = \Phi B_{22}$$

A (10), (12), (16) és (17) kifejezéseket visszahelyettesítve a (8) egyenletbe megkapjuk a kisebbségi töltéshordozók eloszlását, ebből pedig a diffúziós egyenlet segítségével meghatározhatjuk a töltéshordozók áramsűrűségét.

3. Fotoáram értékének számítása

A fotoáram sűrűség számításához a kiürített réteg határán időegység alatt áthaladó töltéshordozók számát kell meghatározni. A töltéshordozó áramlást az 1. ábrán nyilak jelzik.

Az egyes diódák árama három komponensből adódik:

- a bázisból származó elektronok árama (J_3 és J_1),

- az emitterből származó lukáram (J_2f és J_2a),

- a kiürített rétegből származó áram (J_4 és J_5).

Fentieknek megfelelően az egységnyi felületű diódák ún. rövidzárási árama a következő:

$$J_f = (J_1 - J_2f + J_5) \quad (19)$$

$$J_a = (J_3 - J_2a + J_4) \quad (20)$$

A bázisból és az emitterből származó áramokat a kisebbségi töltéshordozók koncentrációjából szá-

míthatjuk ki. Mint már említettük a bázisokban és az emitterben az elektromos tér nulla, ezért a töltéshordozók mozgását a diffúziós egyenlet segítségével írhatjuk le, a bázisokban:

$$J = -D_n \frac{dn}{dx} q \quad (21)$$

az emitterben pedig:

$$J = -D_p \frac{dq}{dx} q \quad (22)$$

A külső elektromos áram értékét a (21) illetve (22) kifejezések a kiürített tartomány határára vett értéke adja:

$$J_1 = -qD_n \frac{dn(x)}{dx} \quad \text{ahol } x = xdf \quad (23)$$

$$J_3 = qD_n \frac{dn(x)}{dx} \quad \text{ahol } x = xda$$

A (8), (10), (12), (13) és (14) kifejezéseket felhasználva, és a deriválást elvégezve a következő kifejezéseket kapjuk:

$$J_1 = q\Phi D_n \left(R_s \exp(-xdf) - R_{n1} \operatorname{sh}\left(\frac{xdf}{L}\right) - B_{12} \operatorname{ch}\left(\frac{xdf}{L}\right) \right) \quad (24)$$

$$J_3 = q\Phi D_n \left(R_s \exp(-xda) - B_{31} \operatorname{sh}\left(\frac{xda}{L}\right) - B_{32} \operatorname{ch}\left(\frac{xda}{L}\right) \right)$$

Az emittortományra:

$$J_{2f} = -qD_p \frac{dp(x)}{dx} \quad \text{ahol } x = xjf \quad (25)$$

$$J_{2a} = -qD_p \frac{dp(x)}{dx} \quad \text{ahol } x = xja$$

A (25) egyenletbe $p(x)$ értékét (8) és (18) alapján behelyettesítve a (24) kifejezéshez hasonlót kapunk.

Másként járunk el a kiürített tartományban keletkező töltéshordozók járulékanak számításakor. Tekintsük a IV. zónát, amelyben az elektromos tér nem nulla, jogosan feltételezzük, hogy a fény hatására keletkezett elektron-luk párok az elektromos tér hatására szétválnak és rekombinációs veszteség nélkül jutnak el a szomszédos tartományba. Ezek szerint a keletkező és az eszköz áramához hozzájáruló töltéshordozók száma egyenlő a tartományban abszorbeálódott fotonok számával:

$$J_4 = q \int_{xjf}^{xda} g(x) dx = (1-R)\Phi(\exp(-axjf) - \exp(-axdf)) \quad (26)$$

Hasonló kifejezést kaphatunk a J_5 áram értékére. A (19), (20), (24), (25) és (26) egyenletek segítségével kiszámíthatjuk a két dióda áramát, a geometriai és fizikai konstrukció és a fizikai állandók figyelembevételével, a megvilágító fény hullámhosszának és fluxusának függvényében.

Látható, hogy a fény fluxusától valamennyi áramkomponens lineárisan függ, a kvantumhatásfokot a képleteinkből egyszerűen ki tudjuk fejezni.

Számításainkban ezt a kvantumhatásfokot számítottuk ki. Az egységnyi felületű diódák érzékenységét vagyis az egységnyi fényteltjesítmény hatására generálódó áram értékét a következő képlettel kapjuk meg:

$$E = \frac{Jfo}{Po} = \frac{\eta \lambda [\mu\text{m}]}{1,240} A/W \quad (27)$$

ahol Po az optikai teljesítmény.

4. A számításokban felhasznált adatok

A számítások elvégzéséhez konstrukciós és fizika adatokra van szükségünk.

A konstrukciós paraméterek és határadatok a következők:

	réteg- vastagság	adalék- koncentráció
az F dióda bázisa	$2,0 < xjf < 30 \mu\text{m}$	$Naf < 10^{17} \text{cm}^{-3}$
az A dióda bázisa	$W = 500 \mu\text{m}$	$Naa < 10^{17} \text{cm}^{-3}$
a két dióda emittore	$3,0 < xja - xjf < 20 \mu\text{m}$	$10^{18} < \text{cm}^{-3}$ Nde
az oxidréteg	$75 < dox < 150 \text{nm}$	

A fizikai állandók az egyes rétegekben az élet-tartam és a kisebbségi töltéshordozók diffúziós állandója.

A számításokat a technológiailag megvalósíthatóbbnak ítélt $p-n-p$ struktúrára végeztük el, a számítások során változtattuk az F dióda bázisréteg és a közös emittorréteg vastagságot. A két dióda bázisának adalékkoncentrációját mindig egyenlőnek vettük.

4.1. A diffúziós állandó

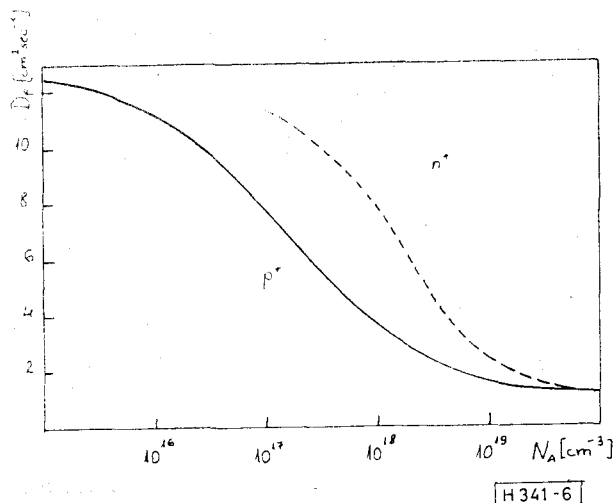
A kisebbségi töltéshordozók diffúziós állandójára saját mérési eredményünk nincsen, ezért az irodalomban található értékeket használtuk fel. Az irodalomban felváltva szerepelnek diffúziós adatok és töltéshordozó mozgékonyaságra vonatkozó adatok. A két megadás között az Einstein reláció létesít kapcsolatot:

$$D = \frac{\mu}{q} kT \quad (28)$$

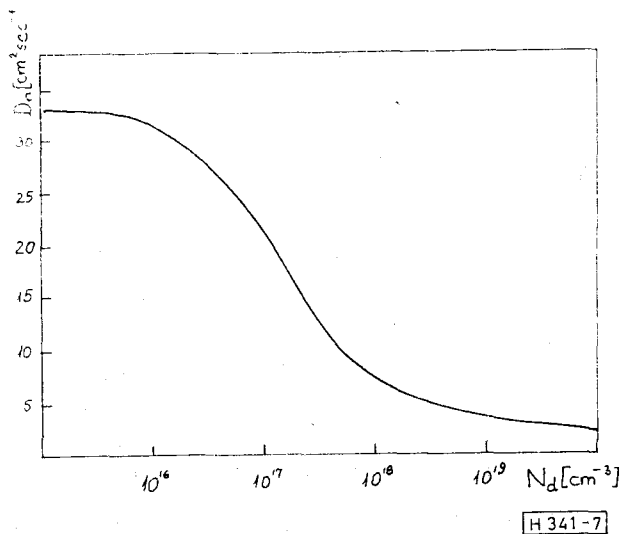
A diffúziós állandó koncentrációfüggését a [8], [9] és [10] alapján foglaltuk össze a 6. és 7. ábrán.

Az irodalom szerint [11], [12], a kisebbségi töltéshordozók mozgékonyasága és ezzel a diffúziós állandója 10^{18}cm^{-3} adalékkoncentráció felett, ahol a töltéshordozók egymáson történő szóródása már számottevő, nagyobb mint az ugyanolyan típusú többségi töltéshordozók mozgékonyasága. A [11] szerinti értékeket a 7. ábrán szaggatott vonallal jelöltük. Ha az adalékkoncentráció $N = 2 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$ akkor a mozgékonyaságok aránya [12] szerint

$$\frac{\mu_n(p^+)}{\mu_n(n^+)} = 1,4 \quad \frac{\mu_p(n^+)}{\mu_p(p^+)} = 3,3 \quad (29)$$



6. ábra. Lukak diffúziós állandója p és n típusú Si alapanyagban, [9], [10] és [11] alapján



7. ábra. Elektronok diffúziós állandója n típusú Si alapanyagban, [8] és [10] alapján

ahol $\mu_p(p^+)$, $\mu_p(n^+)$ a lukmozgékonyosság az p ill. n típusú anyagban, teljesen hasonlóan $\mu_n(n^+)$, $\mu_n(p^+)$ az elektronmozgékonyosság az n ill. p típusú anyagban.

A (10) és (11)-ben közölt adatok összevetéséből meggyőződhetünk arról, hogy a (28) Einstein összefüggés a számításainkban előforduló adalékkoncentrációk mellett érvényes, így nyugodtan használhatjuk a különböző forrásokból származó adatokat.

4.2. Kisebbségi töltéshordozó élettartama

A kisebbségi töltéshordozók élettartama elsősorban a kristályban lévő rekombinációs centrumok sűrűségétől függ. A rekombinációs centrumok mély nívók (Shokley—Read—Hall, SRH rekombináció). A rekombináció nagy adalékkoncentrációjú anyagokban rekombinációs centrumok nélkül is végbemehet, úgynevezett Auger rekombináció útján [13].

A nagy tisztaságú megmunkálatlan 6 Ohmcm fajlagos ellenállású alapanyagban $\tau_n=378 \mu\text{sec}$ kisebbségi töltéshordozó élettartamot mértünk a Zerbst módszer [14] segítségével.

A kisebbségi töltéshordozó élettartam adalékkoncentrációtól való függését a következő empirikus formulákkal közelíthetjük:

az SRH rekombinációra [15]:

$$\tau_k = \frac{\tau_0}{1 + N/7 \cdot 10^{15}} \quad (30)$$

ahol N az adalékkoncentráció τ_0 az alapélettartam, esetünkben ez $500 \mu\text{sec}$.

az Auger rekombinációra [16]:

$$\tau_A = (K_A 10^{-31} N^2)^{-1} \quad (31)$$

ahol $K_A = 2,8 \text{ cm}^6/\text{sec}$ lukakra és $K_A = 0,99 \text{ cm}^6/\text{sec}$ elektronokra.

A kétféle élettartam eredője a következő:

$$\tau_n = \frac{\tau_A \tau_k}{\tau_A + \tau_k} \quad (32)$$

A (30), (31) és (32) egyenletek alapján számított eredő kisebbségi töltéshordozó élettartamot a 8. ábra mutatja. Az ábrán feltüntetett néhány mérési eredmény [19] alapján.

4.3. A felületi rekombináció sebssége

A félvezető határfelületén lévő rekombinációs centrumok miatt a felületre jutó kisebbségi töltéshordozók rekombinálnak. A rekombináció sebssége, S a felületen lévő rekombinációs centrumok számától és hatáskeresztmetszetétől függ.

Az irodalomban publikált értékek igen tág határok között szóródnak, alább néhány értéket soroltunk fel:

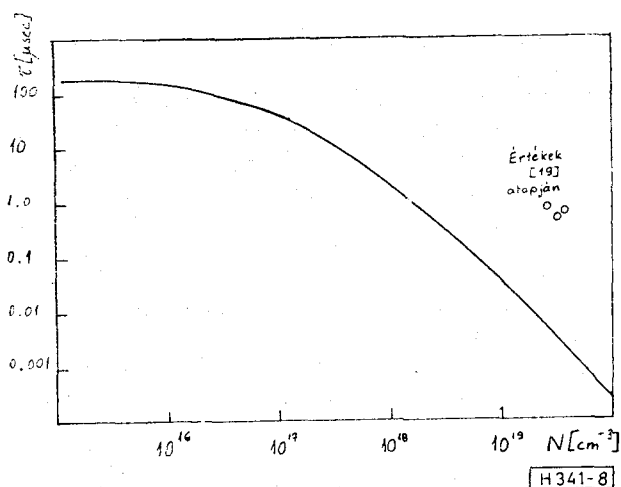
$$S = 1\,000 \text{ cm/sec} \quad [10]$$

$$S = 100\,000 \text{ cm/sec} \quad [20]$$

$$S = 100 \text{ cm/sec} \quad [11]$$

$$S = 0,5\text{—}2 \text{ cm/sec} \quad [21]$$

Saját mérésünk szerint a termikusan oxidált p típusú 6 Ohmcm fajlagos ellenállású alapanyag rekombinációs sebssége $S = 3\text{—}10 \text{ cm/sec}$.



8. ábra. Kisebbségi töltéshordozó élettartam az adalékkoncentráció függvényében a (32) egyenlet és [19] alapján

5. Számítási eredmények

Számításaink során megvizsgáljuk a geometriai méretek és a fizikai paraméterek hatását a színérzékelő spektrális karakterisztikájára.

A durva modellből (4. ábra) látszik, hogy a színérzékelő spektrális karakterisztikája az F dióda vastagságától függ, feltételezve, hogy az A dióda vastagsága olyan nagy, hogy abban a teljes beeső fényáram abszorbeálódik.

A két dióda közös emitterében a határfeltételek (12) szimmetriája miatt a generált töltéshordozók koncentrációja körülbelül az emitter közepén maximális. A diffúziós folyamat a töltéshordozókat az F illetve az A dióda kiürített tartományába viszi attól függően, hogy a maximum helyhez képest hol generálódtak. Az előző megfontolás alapján definiáljuk az első tervezési paramétert, az emitter tartomány közepének az eszköz felületétől való távolságát, ezt a továbbiakban xe -vel jelöljük.

Számításainkban a következő xe értékek fordulnak elő: $xe = 12, 8, 6, 4 \mu\text{m}$.

Az A dióda bázisának vastagsága állandó, $W = 500 \mu\text{m}$.

Az oxidvastagság értékének megválasztásakor tekintetbe vettük, hogy a transzmissziós függvény (5. ábra) egyértékű legyen, és hogy a transzmisszió a kisebb hullámhosszaknál legyen maximális. Első számításainkban ennek megfelelően $dox = 75 \text{ nm}$ értéket választottunk.

A felületi rekombináció sebesség értékét az irodalom alapján $S = 100 \text{ cm/sec}$ -re választottuk.

A fizikai képből nyilvánvaló, hogy a diódák vesztesége annál kisebb minél nagyobb a kisebbségi töltéshordozók élettartama és diffúziós állandója. A 6., 7., 8. ábrák alapján tehát célszerű minél nagyobb fajlagos ellenállású, kisebb adalék-koncentrációjú rétegeket választani. A technológiai lehetőségeket figyelembe véve a következő adalékkoncentrációkat választottuk:

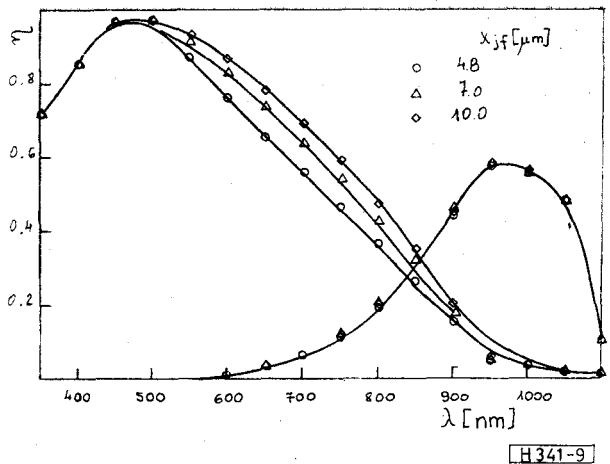
a bázisrétegekben $Naf = Naa = 2,25 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, ez megfelel p típusú anyagban $6,0 \text{ Ohmcm}$ fajlagos ellenállásnak.

az emitterben $Nde = 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, ami n -típusú anyagban $0,0006 \text{ Ohmcm}$ fajlagos ellenállásnak felel meg.

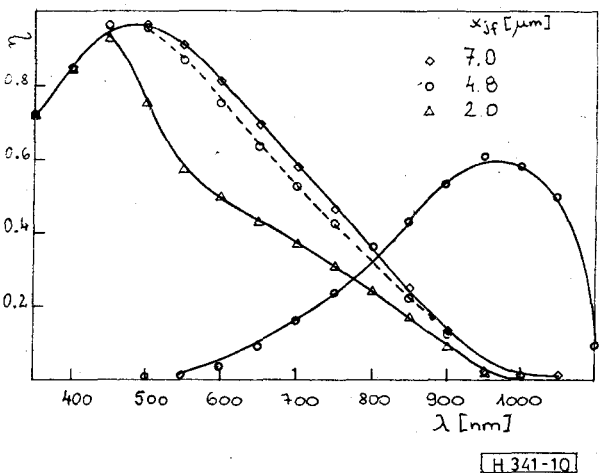
A töltéshordozók diffúziós állandóját és élettartamát a 6., 7., 8. ábrák alapján határoztuk meg.

A 6., 7., 8. ábrákból látszik, hogy az emitter rétegben a rekombináció sokkal gyorsabb, a diffúziós állandó pedig kisebb mint a bázis rétegben, így ott a generált töltéshordozók közül is több rekombinálódik mielőtt elérte volna a dióda kiürített tartományát, más szóval nagyobb a rekombinációs veszteség.

Első számításainkban ezt az effektust követjük nyomon. Tekintetbe véve a technológiai megvalósíthatóságot azonos $xe = 12 \mu\text{m}$ illetve $xe = 8 \mu\text{m}$ emitterközép méret mellett, a bázisréteg vastagságát az F diódában $x_{jf} = 4,8, 7, 10 \mu\text{m}$ ill. $x_{jf} = 2, 4, 8, 5, 7 \mu\text{m}$ értékek közül választottuk. Számításainkban külön határoztuk meg az F és az A dióda kvantumhatásfokát.



9. ábra. Kvantumhatásfok az A és F diódákban, $xe = 12 \mu\text{m}$, változó paraméter x_{jf}



10. ábra. Kvantumhatásfok az A és F diódákban, $xe = 8 \mu\text{m}$, változó paraméter x_{jf}

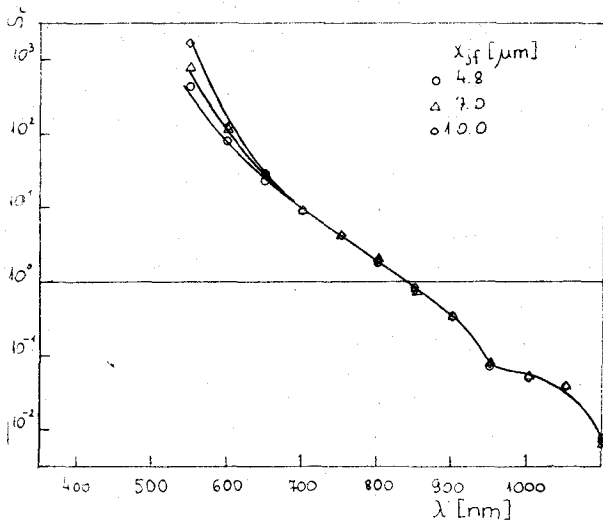
Az eredményeket a 9. és 10. ábrán mutatjuk be.

A 9. ábrából látszik, hogy ha $xe = 12 \mu\text{m}$ akkor az F dióda bázisrétegének vastagításával ezen dióda kvantumhatásfoka az $500 \mu\text{m} - 900 \mu\text{m}$ hullámhossztartományban növekszik. Az abszorpció ebben a hullámhossztartományban néhány μm vastagságban következik be, ha ezen a helyen a kisebbségi töltéshordozók élettartama nagyobb lesz csökkenni fog a rekombinációs veszteség.

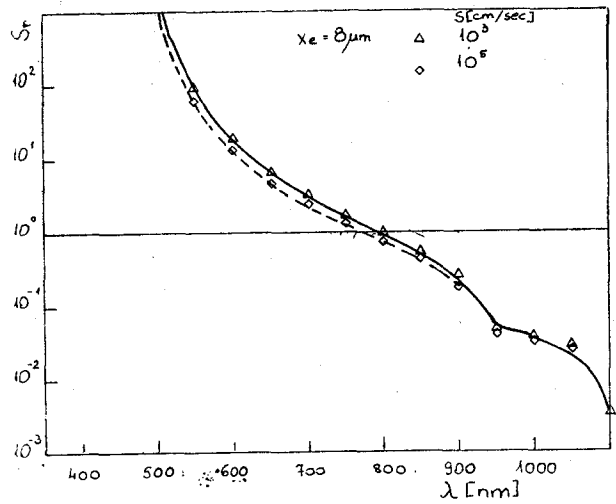
Ugyanezt láthatjuk az $xe = 8 \mu\text{m}$ emitterközép távolság esetében (10. ábra). A kvantumhatásfok változása akkor nagy ha a bázisvastagság $4,8 \mu\text{m}$ -ről $2,0 \mu\text{m}$ -re csökken.

A színérzékelő spektrális karakterisztikája, a két dióda kvantumhatásfokának aránya, látható a 11. és 12. ábrán.

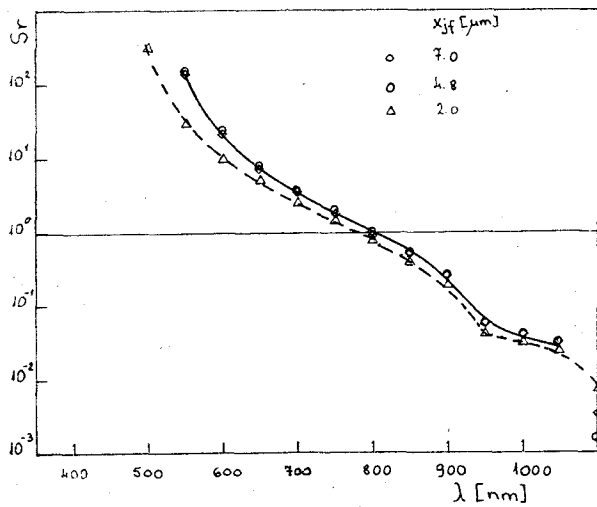
A kvantumhatásfokok, vagy ami azzal egyenértékű a rövidzárási áramok, aránya az $550 - 950 \mu\text{m}$ hullámhosszak között logaritmikusan változik a megvilágító fény hullámhosszának függvényében, $950 - 1100 \mu\text{m}$ hullámhossztartományban a változás sokkal kisebb, a görbe ellaposodik. A színérzékelő spektrális karakterisztikája csak kevésbé függ az x_{jf} bázisvastagságtól.



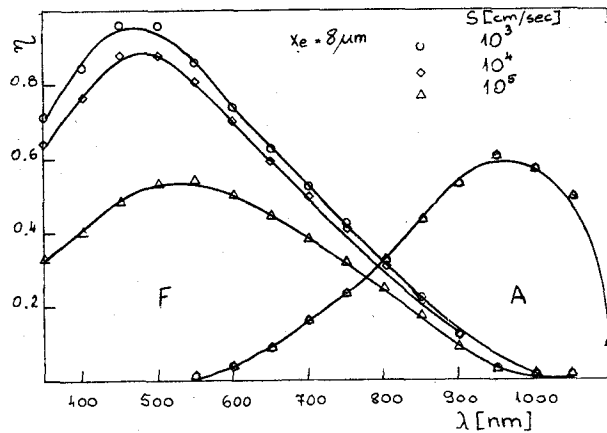
11. ábra. Spektrális karakterisztika, $x_e = 12 \mu\text{m}$, változó paraméter x_{jf}



14. ábra. Spektrális karakterisztika, $x_e = 8 \mu\text{m}$, $x_{jf} = 4,8 \mu\text{m}$, változó paraméter a felületi rekombinációs sebesség S



12. ábra. Spektrális karakterisztika, $x_e = 8 \mu\text{m}$, változó paraméter x_{jf}

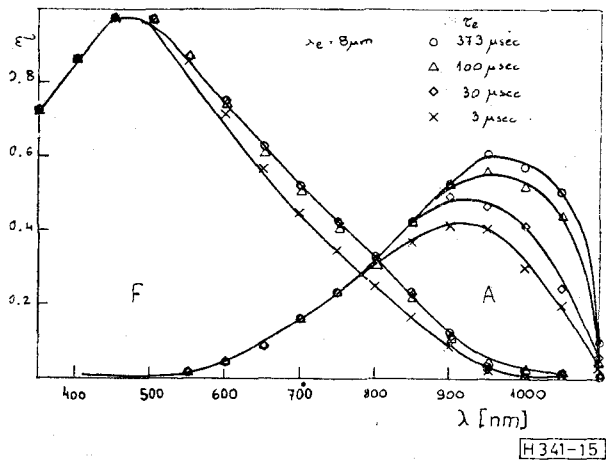


13. ábra. Kvantumhatások az A és F diódákban, $x_e = 8 \mu\text{m}$, $x_{jf} = 4,8 \mu\text{m}$, változó paraméter a felületi rekombinációs sebesség S

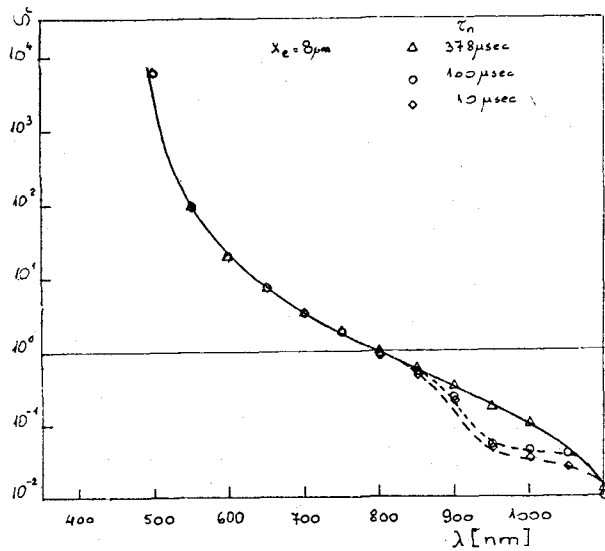
A 9. és 10. ábrából látszik, hogy a $450 \mu\text{m}$ -nél rövidebb hullámhosszú fényre a kvantumhatások meredeken csökken, és ez a csökkenés nem függ az x_{jf} bázisréteg vastagságától. A jelenséget a felületi rekombináció okozta veszteséggel magyarázzuk. A felületi rekombináció sebességnek a kvantumhatásokra gyakorolt hatását mutatja a 13. és a 14. ábra. A 13. ábrából látható, hogy a kvantumhatások rövid hullámhosszú fénynél tapasztalható csökkenését valóban a felületi rekombináció okozza. Ez a csökkenés $100 \text{ cm/sec} - 10\,000 \text{ cm/sec}$ tartományban kevéssé függ a felületi rekombináció sebességétől. A színérzékelő spektrális karakterisztikája csak az 500 nm -nél kisebb hullámhosszokra változik a felületi rekombináció sebesség hatására (14. ábra). A további számításainkat $S = 100 \text{ cm/sec}$ értékkel végeztük.

A bázisrétegben az ideális kisebbségi töltéshordozó élettartam $\tau = 378 \mu\text{sec}$ ha megmunkálatlan alakristályról van szó. Ez az érték a technológiai megmunkálás során sokat változhat, ezért megvizsgáltuk hogyan változik a színérzékelő spektrális karakterisztikája ha a kisebbségi töltéshordozó élettartamot $\tau = 373, 100, 30, 10, 3 \mu\text{sec}$ értékre választjuk. Ezeket a számításokat $x_e = 8 \mu\text{m}$ és $x_{jf} = 4,8 \mu\text{m}$ értékekre végeztük el. Az eredményeket a 15. és 16. ábra mutatja. Látható, hogy az F dióda kvantumhatásfoka nem függ észlelhetően a kisebbségi töltéshordozók élettartamától. Az A dióda kvantumhatásfoka pedig csak 750 nm feletti hullámhosszokon csökken az élettartam csökkenésével. A színérzékelő spektrális karakterisztikája csak a 950 nm feletti hullámhosszaknál a bázisrétegben a technológiailag reálisan várható $\tau = 100 \mu\text{sec}$ élettartammal számolunk.

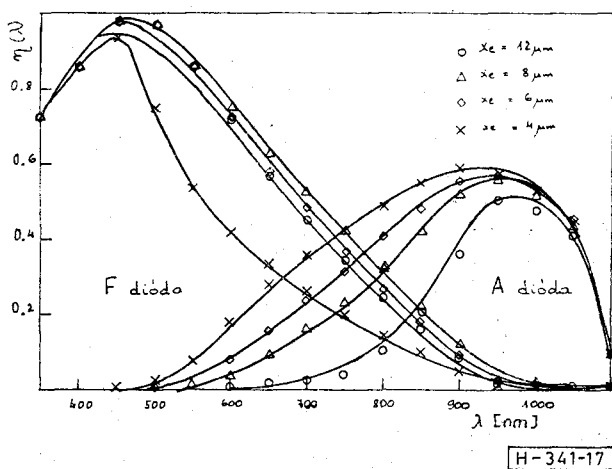
Kiszámítottuk a színérzékelő spektrális karakterisztikáját az x_e függésében, $x_e = 4, 6, 8, 12 \mu\text{m}$ értékek mellett. Az eredmények (17. ábra) azt mutatják, hogy az A dióda kvantumhatásfoka 950 nm alatti hullámhosszokra x_e emitterközép



15. ábra. Az A és F dióda kvantumhatásfoka különböző kisebbségi töltéshordozó élettartamoknál



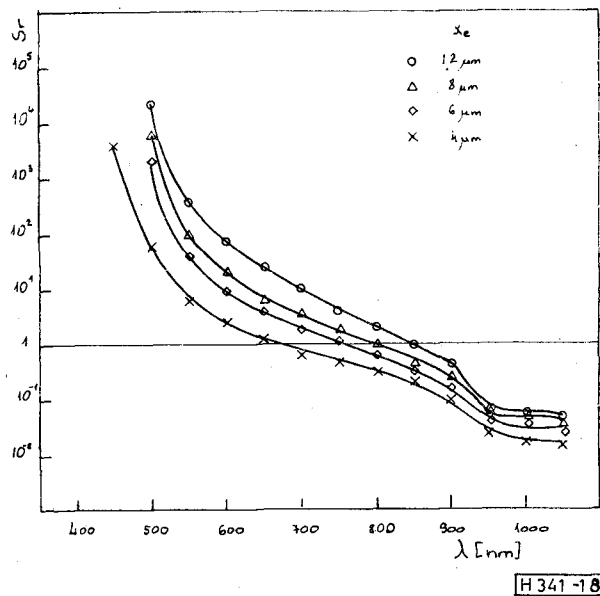
16. ábra. A spektrális karakterisztika különböző kisebbségi töltéshordozó élettartamoknál



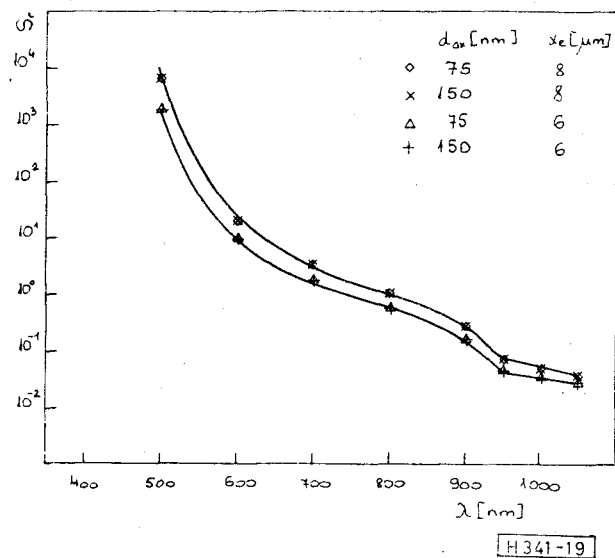
17. ábra. Az A és F dióda kvantumhatásfoka változó λ_e értékekre

csökkenésével növekszik, míg az F dióda kvantumhatásfoka 450—900 nm hullámhossztartományban csökken. A két hatás eredőjeként adódó színérzőkélő spektrális karakterisztika változás a 18. ábrán látható. A spektrális karakterisztika változás a 18. ábrán látható. A spektrális karakterisztika görbék jellege minden λ_e értékre hasonló, helyük viszont az λ_e érték csökkenésével a rövidebb hullámhosszak felé tolódik el. Változatlanul megtalálható a spektrális karakterisztika 950 nm feletti ellaposodása.

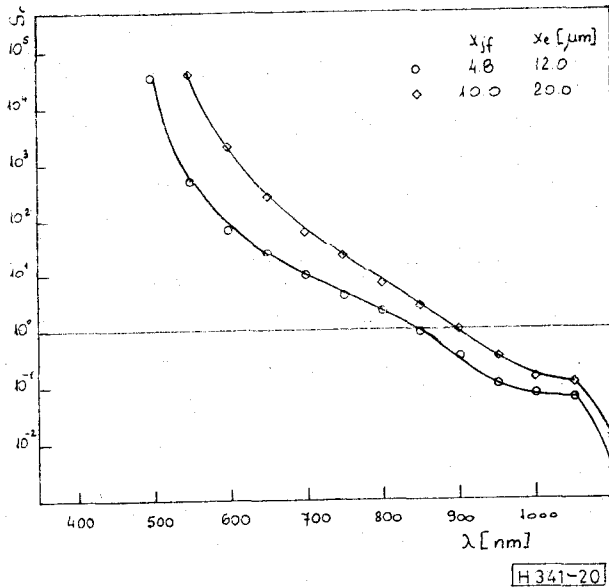
A színérzőkélő érzékenységét befolyásolja a felületén lévő reflexiót csökkentő oxidréteg vastagsága. Eddigi számításainkban $d_{ox} = 75$ nm értéket használtunk. Ennek az oxidrétegnek a maximális áteresztése 450 nm-nél van. Kiszámoltuk a színérzőkélő spektrális karakterisztikáját



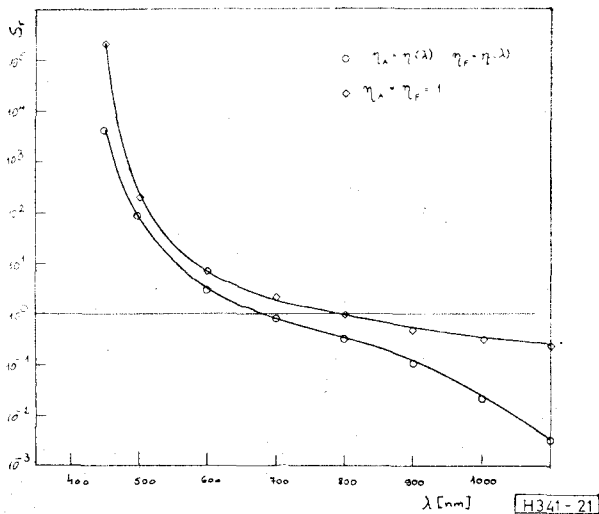
18. ábra. A spektrális karakterisztika különböző emitterközép, λ_e értékeknél



19. ábra. Reflexió csökkentő réteg hatása a spektrális karakterisztikára



20. ábra. Spektrális karakterisztika eltolódása az infravörös tartomány felé 20 μm



21. ábra. Spektrális karakterisztika $\eta=1$ illetve $\eta=\eta(\lambda)$ figyelembevételével

$d_{ox} = 150$ nm vastag oxidréteggel is. Az így kapott spektrális karakterisztikát látjuk a 19. ábrán. Látható, hogy a színérzékelő eszköz spektrális karakterisztikája nem függ a reflexió csökkentő oxidréteg vastagságától.

Az emitterközép, x_e növelésével a színérzékelő spektrális karakterisztikája nagyobb hullámhosszak felé tolódik el. Kiszámítottuk egy különlegesen mély, $x_e = 20 \mu\text{m}$ emitterközepű színérzékelő spektrális karakterisztikáját is. Az eredmény a 20. ábrán azt mutatja, hogy a spektrális karakterisztika jellegében hasonló mint az előző számításokban kapottak, de a 950 nm felett jelentkező görbe ellaposodás csak 1000 nm felett kezdődik. Ily módon lehetséges a nagyeredekségű szakasz megnyújtása 1000 nm hullámhosszig.

6. Kiértékelés

Az elméleti számítások egyértelművé tették, hogy a színérzékelő eszköz spektrális karakterisztikáját az úgynevezett emitterközép határozza meg. A felületi rekombináció, a kisebbségi töltéshordozók élettartama és az F' dióda bázisrétegének vastagsága alig befolyásolja az eszköz spektrális karakterisztikáját.

A színérzékelő a névleges hullámhossz körüli tartományban használható, nevezzük ezt a tartományt az észlelési tartománynak. Az észlelési tartomány határait a kiértékelő elektronika és a megvilágító foton fluxus határozza meg. A spektrális karakterisztikában szereplő hányadosköpzés miatt sem az A sem az F' dióda árama nem lehet nulla illetve nem lehet alacsonyabb mint a kiértékelő elektronika által mérhető legkisebb áram.

Az észlelési hullámhossz tartomány alsó határát, az A dióda kvantumhatásfoka határozza meg. Az észlelhető érzékenységet önkényesen $1 \mu\text{A}/\text{mW}$ -ra választva az észlelési hullámhossz tartomány alsó határait a (27) kifejezés segítségével meghatározhatjuk.

Az észlelési tartomány felső határát λ_f az F' dióda kvantumhatásfoka határozza meg. Az önkényesen választott észlelhető érzékenységgel a felső hullámhossz 1000 nm fölé esik. Ez a tartomány tartalmazza a spektrális karakterisztika ellaposodó szakaszát is, ezért az észlelési hullámhossz tartomány felső hullámhosszának a spektrális karakterisztika ellaposodásának kezdetét vesszük.

A kiszámított és reálisan megvalósítható eszközök főbb jellemzőit az 1. táblázat tartalmazza.

1. táblázat

x_e (μm)	x_{jf} (μm)	$x_{jf} - x_{ja}$ (μm)	n (μm)	a (μm)	f (μm)
4,0	2,0	4,0	0,67	0,47	0,95
6,0	4,8	2,4	0,76	0,50	0,95
8,0	4,8	6,4	0,80	0,53	0,95
12,0	4,8	14,4	0,85	0,55	0,95
20,0	15,0	10,0	0,90	0,65	1,05

Összegzés

A számításaink azt mutatták, hogy az elképzelés szerinti kettős dióda alkalmas színérzékelésre. Az eszközben fellépő különböző rekombinációs veszteségek nem rontják el az eszköz spektrális karakterisztikáját.

Megállapítottuk, hogy a technológiai műveletek során változó fizikai jellemzők (kisebbségi töltéshordozó élettartam, felületi rekombináció sebesség) az irodalomból ismert legkedvezőtlenebb értékig elmenve sem befolyásolják katasztrófálisan a színérzékelő eszköz spektrális karakterisztikáját.

Az emitterközép mélységének változtatásával különböző tartományokban érzékeny eszközöket lehet előállítani.

Az eszköz a bipoláris IC-technológia műveleteinek (rejtett réteg diffúzió, epitaxia, sziget diffúzió,

bázis diffúzió) csekély módosításával megvalósítható.

Több különböző karakterisztikájú színérzékelő segítségével lehetőség adódik kevert színek egyes komponenseinek meghatározására.

A számítások alapján, ha a két dióda áramát alkalmas módon összegezzük a jelenlegi fényelemeknél nagyobb hullámhossztartományban érzékeny eszközökhöz jutunk.

IRODALOM

- [1] *Kako, N., Yamane, Y., Suzuki, C.*: Proc. 1-st' Sensor Symposium 1981. 177. p.
- [2] *Regtien, P. P. L., Wolfenbüttel, B. F.*: ESSDERC' 85 Rachen 1985. Paper 1. 17.
- [3] *Dash, W. C., Neumann, R.*: Phys. Rew 99 (1955) 1151 p.
- [4] *Weakliem, H. A., Redfield, D.*: J. APPL. Phys. 50 (1979) 1493 p.
- [5] *Jellison, B. E., Modine, F. A.*: J. APPL. Phys. 53(1982) 3749 p.
- [6] *von Roos, G.*: J. Appl. Phys. 49 (1978) 3503
- [7] *von Roos, O.*: J. APPL. Phys. 50 (1979) 5371 p.
- [8] *Li, S. S., Thurber, W. R.*: Solid State Electronics 20 (1977) 609 p.
- [9] *Li, S. S.*: Solid State Electronics 21 (1978) 1109 p.
- [10] *Rohatgi, A., Ray-Chaudhuri, P.*: IEEE Trans. El. Dev. ED—31 (1984) 596 p.
- [11] *Fossum, J. G., Burk, D. E.*: IEEE Trans. El. Dev. ED—32 (1985) 1874 p.
- [12] *Bennett, H. S.*: IEEE Trans. El. Dev. ED—31 (1984) 596 p.
- [13] *Haug, A.*: Festkörperprobleme XII., Springer Berlin 1975. Ed. Madelung, O.
- [14] *Zerbst, M.*: Z. für Angew. Physik 22 (1966) 30 p.
- [15] *Fossum, J. G., Lee, D. G.*: Solid State Electronics 25 (1985) 741 p.
- [16] *Dziewor, J., Schmidt, W.*: APPL. Phys. Letters 31 (1977) 346 p.
- [17] *Rohatgi, A., Ray-Chaudhuri, P.*: IEEE Trans. El. Dev. ED—33 (1985) 1 p.
- [18] *Valthus, Yu., Grivitskas, V.*: Sov. Phys. Semiconductor 15 (1981) 1102 p.
- [19] *Mertens, A. P.*: Advances in Electronics and Electron Physics. Vol. 55. 77 p. Ed. Marton & Marton.
- [20] *Metteus, E., Mertens, R. P., Shulting, J.*: IEEE Trans. El. Dev. ED—24 (1974) 1228 p.
- [21] *Hillen, M. W., Holsbrind, J., Verwey, J. F.*: Springer Series in Electrophysics 7. Spinger Berlin 1981-43 p. Ed. Schulz, M., Pense, G.

A mai számítógépek többsége már hálózatban működik — az Öné se maradjon egyedül!

Az X-BYTE Számítástechnikai Kiszövetkezet vállalkozik az adatátviteli hálózat kiépítésére (is). Munkánkra két év garanciát vállalunk.

Ha minket választ — nem marad magára!

X-BYTE

**SZÁMÍTÁSTECHNIKAI
KISSZÖVETKEZET**

1138 Budapest, Népfürdő u. 21/e.
Telefon: 732-619

