LUCRARE DE LABORATOR № 2

TEMA: CERCETAREA CARACTERISTICILOR CAPCACITIVE A STRUCTURILOR CU BARIERA SEMICONDUCTOR–SEMICONDUCTOR ŞI METAL–DIELECTRIC–SEMICONDUCTOR

SCOPUL LUCRĂRII: *determinarea parametrilor structurilor cu bariera semiconductor-semiconductor şi metal-dielectric-semiconductor prin metoda măsurării şi prelucrării caracteristicilor experimentale volt-farad.*

Metoda de cercetare a joncţiunilor *p-n* polarizate invers

Pentru determinarea parametrilor diodelor semiconductoare se poate aplica caracteristica volt-faradică a contactului metal-semiconductor. Fie că într-o oarecare suprafaţă a semiconductorului la distanţa x_0 de la suprafaţă are loc trecerea din domeniul p în domeniul n. Pentru calcularea barierei de capacitate trebuie de găsit relaţia dintre valoarea inversă continue a tensiunii U şi a sarcinii Q (unde în continuare prin Q va fi însemnată valoarea absolută a sarcinilor Q^+ şi Q^-). Distribuirea potenţialului în joncţiunea *p-n* este determinată de relaţia Poisson. O să considerăm problema o suprafaţă plată şi unidimensională (axa x este perpendiculară pe suprafaţa joncţiunii *p-n*). Atunci relaţia Poisson are forma:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{\upsilon}{\varepsilon_S\varepsilon_0} \qquad (2.1)$$

unde: $\varphi = \varphi(x)$ – potenţial;

$\rho = \rho(x)$ – densitatea sarcinii; ε_s – constanta de transparenţă a mediului;

ε_0 – constanta de transparenţă în vid (în SI $\varepsilon_0 = 8.85\times10^{12}$ F/m).

Să practicăm cazul când impurităţile din semiconductoare se ionizează la temperatura camerei. Atunci densitatea sarcinii de volum este:

$$p = q\cdot(N_D - N_A + p - n) \qquad (2.2)$$

unde: N_D, N_A, n, p – concentraţia donorilor, acceptorilor, electronilor în banda de conducţie, golurilor în banda de valenţă respectiv, unde $q = 1.6\times10^{-19}$ (sarcina electronului).

Concepţia sarcinilor (donorilor şi acceptorilor) se află în funcţia coordonanţei şi nu depinde de potenţial. Concentraţia sarcinilor în mişcare (electronilor în zona de conducţie şi golurilor în zona de valenţă) se află în funcţie de potenţial; acest factor îngreunează integrarea egalităţii 2. Pentru simplificarea calculelor de obicei se consideră că trecerea are graniţe bine limitate, adică în afara joncţiunii *p-n* sarcinile impurităţilor ionizate sunt complet compensate de sarcinile mobile, iar în interiorul joncţiunii *p-n* nu există sarcini mobile (are loc aşa numita sărăcire totală a joncţiunii *p-n*). Din aşa considerente densitatea specifică de volum a sarcinii în interiorul joncţiunii *p-n* se determină numai de sarcinile care sunt nemişcate şi este descrisă de relaţia:

$$p = q(N_D - N_A) = qN(x) \qquad (2.3)$$

În afara joncţiunilor *p-n* şi în limitele graniţei câmpului electric este egală cu zero:

$$\varphi'_{x|x=x_p} = \varphi'_{x|x=x_n} = 0 \qquad (2.4)$$

Mărimea absolută a sarcinilor pozitive şi negative este egală:

$$Q = qS\int_{x_p}^{x_n} N(x)dx = qS\int_{x_0}^{x_n} N(x)dx, \qquad (2.5)$$

unde: S – aria joncţiunii *p-n*.

Câmpul electric într-o oarecare suprafaţă a joncţiunii *p-n*, pentru tensiunea corespunzătoare U, poate fi găsită prin metoda integrării egalităţii Poisson (aici în continuare determinăm mărimea absolută a câmpului electric):

$$E(U,x)=\frac{q}{\varepsilon_x\varepsilon_0}\int_x^{x_n}N(x)dx=\frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0}[Q-Q(x)],\qquad(2.6)$$

unde Q – sarcina de ionizare a impurităţilor în *p-n* joncţiune poate fi primită prin metoda integralei duble a egalităţii Poisson.

$$U_k+U=\frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0}\int_{x_p}^{x_n}dx\int_{x_p}^{x}N(\xi)d\xi=\frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0}\int_{x_n}^{x_p}x\cdot N(x)dx\qquad(2.7)$$

În expresia (2.7) al doilea integral e primit din primul prin metoda schimbării ordinului de integrare. Înălţimea barierei de potenţial între zonele p şi n se determină din expresia:

$$U_k=\frac{kT}{q}\ln\frac{p_p\cdot n_n}{n_i^2},\qquad(2.8)$$

unde: k – constanta Bolţman ($k = 0.86\cdot10^{-21}$ eV/grad); T – temperatura absolută; N_i – concentraţia electronilor în zona de conducţie în semiconductorul propriu (intrinsec), p_p, n_n – concentraţia golurilor în zona de valenţă pe domeniul p şi a electronilor n zona de conducţie a domeniului n.

Pentru domeniul p cand $x < x_p$ rezulta $p_0 = N_A - N_D$, iar în expresia (2.8) întră mărimea $N_A - N_D$ când $x = x_p$. Expresia (2.8) este justă dacă semiconductorul este nedegenerat. Să calculăm devierile mici a sarcinii Q şi tensiunea U, care corespunde devierilor mici grosimii *p-n* joncţiunii. Diferenţiind (2.5) obţinem:

$$dQ = q\cdot S\cdot(N(x_p)\cdot dx_p) = q\cdot S\cdot|\,N(x_n)\cdot dx_n\,|\qquad(2.9)$$

Diferenţiind (2.7) şi ţinând cont de dependenţa limitelor de integrare de la tensiune, obţinem:

$$dU=\frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0}(x_n|N(x_n)dx|-x_p|N(x_p)dx|)\qquad(2.10)$$

Capacitatea de barieră a joncţiunii *p-n* este egală cu produsul dintre sarcina Q şi tensiunea U. Folosind (2.9) şi (2.10) obţinem:

$$C_b=\frac{dQ}{dU}=\frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{h},\qquad(2.11)$$

unde: $h = x_n - x_p$ – grosimea joncţiunii *p-n*.

Din formula (2.11) rezultă că măsurând mărimea capacităţii de barieră, se poate de determinat grosimea joncţiunii *p-n*. Să cercetăm cazul care se întâlneşte mai des, când concentraţia impurităţilor în domeniu e cu mult mai mare decât în altul. Pentru concretizare vom cerceta dioda flotabilă cu baza din semiconductorul electronic (de tip n). În acest caz concentraţia golurilor în domeniul p este cu mult mai mare decât concentraţia electronilor în domeniul n (baza diodei). Domeniul p după proprietăţile sale se apropie de a metalului; de aceea se poate constata, că toată sarcina acceptorilor ionizaţi în domeniul p e situat pe graniţa domeniului n şi de neglijat pătrunderea câmpului electric în interiorul domeniului p, totodată căderea de tensiune pe domeniul p. Atunci grosimea joncţiunilor *p-n* este egală cu grosimea stratului de sarcină în domeniul n, adică $h = x_n - x_0$. Condiţiile de frontieră pentru cazul dat iau forma:

$$\varphi'|_{x=x_n}=0 \text{ şi } \varphi(x_0)=0\qquad(2.12)$$

Integrând relaţia lui Poisson şi luând în consideraţie condiţiile de frontieră, obţinem:

$$U+U_k=\frac{q}{\varepsilon\cdot\varepsilon_0}\int_{x_0}^{x_0+h}(x-x_0)N(x)dx\qquad(2.13)$$

Diferenţiind (2.13) după parametrul h:

$$\frac{dU}{dh}=\frac{q}{\varepsilon_s\cdot\varepsilon_0}\cdot h\cdot N(x_0+h) \tag{2.14}$$

unde: $N(x_0+h)$ – valoarea $N(x)$ pentru $x = x_0 + h$.

Folosind (2.11) şi (2.14) obţinem:

$$\frac{dC_b}{dU}=\frac{dC_b}{dh}=\frac{dh}{dU}=-\frac{(\varepsilon_s\cdot\varepsilon_0)^2\cdot S}{q\cdot h^3\cdot N(x_0+h)} \tag{2.15}$$

Expresia (2.15) se poate prezenta în forma:

$$N(x_0+h)=-\frac{C_b}{\varepsilon_0\cdot\varepsilon_s\cdot q\cdot S^2}\cdot\left(\frac{dC_b}{dU}\right)^{-1} \tag{2.16}$$

Din formula (2.16) rezultă că ştiind dependenţa dC/dU se poate determina distribuirea concentraţiei impurităţii în baza diodei lichiete (în limitele deplasării frontierei joncţiunii *p-n* la măsurarea tensiunii de la minim, aproape de zero, până la maximum accesibil a tensiunii inverse).

Determinarea concentraţiei impurităţii în joncţiunea *p-n*

Ştiind distribuirea concentraţiei în joncţiunea *p-n* se poate găsi dependenţa capacităţii de barieră de tensiune. La multe cazuri se poate de rezolvat problema inversă: ştiind dependenţa capacităţii de barieră de tensiune. La multe cazuri se poate de rezolvat problema inversă: ştiind dependenţa capacităţii de barieră de tensiune de găsit distribuirea concentraţiei impurităţilor în joncţiunea *p-n*. Folosind (2.11) obţinem:

$$\frac{dC_b}{dU}=-\frac{\varepsilon_s\cdot\varepsilon_0\cdot S}{h^2}\cdot\frac{dh}{dU}=-\frac{C_b^2}{\varepsilon_s\cdot\varepsilon_0\cdot S}\cdot\frac{dh}{dQ} \tag{2.17}$$

Folosind relaţia $dh = |dx_n| + |dx_p|$ şi relaţia (2.9) după transformări avem relaţia:

$$\frac{dC_b}{dU}=-\frac{C_b^3}{\varepsilon_s\cdot\varepsilon_0\cdot S^2}\cdot\left[\frac{1}{N(x_n)}+\frac{1}{N(x_p)}\right] \tag{2.18}$$

Formula (2.18) după transformări se poate de prezentat în forma:

$$\frac{N(x_n)\cdot|N(x_p)|}{N(x_n)+|N(x_p)|}=\frac{2}{q\cdot\varepsilon_0\cdot\varepsilon_s\cdot S}\cdot\left[\frac{d(C_b^{-2})}{dU}\right]^{-1} \tag{2.19}$$

unde: x_n şi x_p – frontierele joncţiunii *p-n* ce corespunde tensiunii inverse U,
$|N(x_p)| = |N_D + N_A| = N_A - N_D$, când $x = x_p$; $N(x_n) = N_D - N_A$, când $x = x_n$.

Din formula (2.19) rezultă că în cazul general concentraţia impurităţilor în joncţiunea *p-n* nu poate să fie într-un fel găsită după dependenţa barierei de tensiune, adică una şi aceeaşi dependenţă a capacităţii de barieră de tensiune pot să corespundă diferitor legi de distribuire a impurităţilor în joncţiune. Distribuirea impurităţilor în joncţiunea *p-n* poate fi găsită numai prin existenţa condiţiilor adăugătoare care leagă mărimile: $N(x_n)$ şi $N(x_p)$.

Să precăutăm unele cazuri frecvente.

<u>Concentraţia impurităţilor în o regiune este cu mult mai mare decât în cealaltă.</u>

Astfel de corelaţie are loc în joncţiuni *p-n* formate prin lichiere, totodată în joncţiuni *p-n* create prin metoda difuziei de scurtă durată. Aceste metode dau posibilitatea de a primi joncţiuni *p-n* de foarte mică adâncime (aproximativ 0.2 μm).

Pentru $|N(x_p)| >> |N(x_n)|$, formulele (2.13) şi (2.19) primesc forma:

$$N(x_n)=\frac{2}{q\cdot\varepsilon_s\cdot\varepsilon_0\cdot S^2}\cdot\left[\frac{d(C_b^{-2})}{dU}\right]^{-1}=\frac{C_b^3}{q\cdot\varepsilon_s\cdot\varepsilon_0\cdot S^2}\cdot\left[\frac{d(C_b^{-2})}{dU}\right]^{-1} \tag{2.20}$$

Formula (2.20) coincide cu formula (2.16).

a) Fie $N(x) = N_0$ = const. (joncţiune *p-n* formată prin lichefiere cu o bază omogenă). În acest caz din expresiile (2.7) şi (2.11) obţinem:

$$h = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s \cdot (U + U_k)}{q \cdot N_0}} \tag{2.21}$$

$$C_b = S \cdot \sqrt{\frac{q \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s \cdot N_0}{2 \cdot (U + U_k)}} \tag{2.22}$$

Relaţia (2.22) poate fi privita ca dependenţa direct proporţională tensiunii ($U + U_k$).

$$C_b^{-2} = \frac{2}{S^2 \cdot q \cdot \varepsilon_s \cdot \varepsilon_0 \cdot N_0} \cdot (U + U_k) \tag{2.23}$$

Tangenta unghiului care este $\Delta(C^{-2}_b)/\Delta U$ dă posibilitatea de a găsi concentraţia în baza diodei N_0.

Joncţiunea obţinută prin difuzie

Notăm prin N_o concentraţia iniţială a impurităţii în semiconductor. Pentru determinare se va considera că în semiconductor purtătorii de sarcină sunt electronii, iar impuritatea introdusă - acceptorii. Atunci distribuţia concentraţiilor impurităţilor în joncţiunea *p-n* se determină din relaţia:

$$N(x) = N_D - N_A = N_0 - n\left(1 - erf\left[\frac{x}{2\sqrt{D \cdot t}}\right]\right) \tag{2.24}$$

Să precăutăm două cazuri. În primul caz când joncţiunea este situată aproape de suprafaţa semiconductorului, distribuţia concentraţiilor impurităţilor este aproape de trecerea bruscă a *p-n* joncţiunii şi dependenţa capacităţii de tensiune se scrie după formula (2.23); de obicei la difuzia impurităţilor se ţine cont de condiţia $N_{supr} >> N_0$. În alt caz când adâncimea joncţiunii *p-n* e mare, distribuirea concentraţiei impurităţilor în joncţiunile *p-n* este aproape de dreaptă, chiar în cazul de grosimi mici a joncţiunii, care corespunde tensiunii maxime inverse. În acest caz de limită se poate primi, că concentraţia impurităţii în joncţiuni se schimbă pe grafic după o linie.

$$N(x) = N_D - N_A = a(x - x_0) \tag{2.25}$$

unde: $a = \left(\frac{dN}{dx}\right)_{x=x_0}$ - gradientul concentraţiei impurităţilor în joncţiuni *p-n*.

Folosind (2.7) şi (2.11) primim:

$$h = \sqrt{\frac{12 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s \cdot (U + U_k)}{q \cdot a}} \tag{2.26}$$

$$\frac{1}{C_b^3} = \frac{12 \cdot (U + U_k)}{S \cdot q \cdot a(\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s)} \tag{2.27}$$

Expresia (2.27) prezintă formula dreptei în coordonate $1/C^3_b$, U, unde înclinarea acestei drepte dă posibilitatea de a determina gradientul concentraţiei impurităţii în *p-n* joncţiune, iar singur dreapta secţională pe abscisă formează segmentul egal cu U_k.

Metoda de cercetare a parametrilor structurii metal-dielectric-semiconductor (MDS)

MDS ideală – structura se caracterizează cu curba C = f(U). forma curbei se lămureşte astfel, că capacitatea structurii prezintă legarea consecutivă a capacităţilor dielectricului C_d şi a capacităţii C_{sc}:

$$C = \frac{C_d \cdot C_{sc}}{C_d + C_{sc}} \tag{2.28}$$

La polarizarea directă – capacitatea de difuzie $C_{sc.dif} >> C_d$ şi atunci $C \sim C_{sc}$ atunci primim caracteristica Volt-Farad (CVF). Dacă în dielectric este infiltrată o sarcină fixă, care nu depinde de tensiunea aplicată, atunci capacitatea structurii se schimbă, în CVF se deplasează cu o anumită valoare a tensiunii. La existenţa pe frontieră a porţiunii dielectric-semiconductor a stărilor de suprafaţă (sarcina cărora de regulă se determină după curbura zonelor) CVF se mişcă, totodată se schimbă şi forma ei.

Determinarea sarcinii în dielectric

Tensiunea sumară U pe structură este egală cu suma căderii de tensiune pe dielectric U_d şi a potenţialului de suprafaţă a semiconductorului U_s:

$$U = U_d + U_s \tag{2.29}$$

În modelul stratului sărăcit potenţialul suprafeţei semiconductorului este:

$$U_s = \frac{q \cdot N \cdot h^2}{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s} \tag{2.30}$$

Câmpul de frontieră a semiconductorului cu dielectricul se determină din expresia:

$$E_s = \frac{q \cdot N \cdot h}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s}$$

şi atunci câmpul în dielectric în conformitate cu teorema Gauss va fi:

$$E_d = \frac{\varepsilon_s}{\varepsilon} \cdot E_s = \frac{q \cdot N \cdot h}{\varepsilon_d \cdot \varepsilon_0} \tag{2.31}$$

În felul următor tensiunea care cade pe dielectric cu grosimea d, avem:

$$U_d = \frac{q \cdot N \cdot h \cdot d}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s} \tag{2.32}$$

Prezentăm mărimea U_d în forma:

$$U_d = \frac{q \cdot N \cdot h \cdot d}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s} = 2\sqrt{\frac{q \cdot N \cdot h^2}{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s} \cdot \frac{q \cdot N \cdot d^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s}{2 \cdot (\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s)^2}} \tag{2.33}$$

şi introducem tensiunea caracteristică:

$$U^* = \frac{q \cdot N \cdot d^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s}{2 \cdot (\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s)} \tag{2.34}$$

Atunci obţinem:

$$U = U_s + U_d = U_s + 2\sqrt{U_s \cdot U^*} \tag{2.35}$$

De aici găsim:

$$U_s = (\sqrt{U + U^*} - \sqrt{U^*})^2 \tag{2.36}$$

Mărimea U_s determină grosimea stratului sarcinii de unde rezultă că capacitatea MDS – structura şi dependenţa ei de tensiune:

$$C = \left(\frac{1}{C_d} + \frac{1}{C_{sc}} \right)^{-1} = \left(\frac{d}{\varepsilon_d \cdot \varepsilon_0 \cdot S} + \frac{h(U_s)}{\varepsilon_d \cdot \varepsilon_0 \cdot S} \right)^{-1} \tag{2.37}$$

Astfel, metoda de determinare a sarcinii în dielectric conţin următoarele etape:

1. Din relaţia $C_d = \dfrac{\varepsilon_s \cdot \varepsilon_0 \cdot S}{d}$ se determină mărimea folosind mărimea experimentală C_d;
2. La o concentraţie cunoscută N după formula (2.34) se determină mărimea U^*, iar după acestea din relaţia (2.36) se determină dependenţa $U_s = f(U)$;
3. Utilizând relaţia (2.30) găsim mărimea h, după aceasta cu ajutorul (2.37) se construieşte dependenţa teoretică $C = f(U)$. Deoarece deplasarea curbei teoretice faţă de cea experimentală trebuie aflată la nivelul capacităţii zonelor plane C_{zp}, de unde găsim relaţia:

$$C_{zp} = \frac{\varepsilon_s \cdot \varepsilon_0 \cdot S}{\frac{d + \varepsilon_d}{\varepsilon_s} \cdot \sqrt{\frac{kT \cdot \varepsilon_s \cdot \varepsilon_0}{q^2 \cdot N}}} \tag{2.38}$$

aceeaşi mărime poate fi determinată după nivelul $U(0.95C_d) - 1V$ (experimental).

4. Pe graficul $C = f(U)$ se trasează o dreaptă orizontală, intersecţia cărei cu caracteristicile comparate dau mărimea deplasării după tensiune. Aceasta permite determinarea sarcinii în dielectric ca:

$$Q_d = \frac{C_d}{S} \cdot (U_{teor} - U_{\exp}) \cdot \left[\frac{Cl}{cm^2}\right] \tag{2.39}$$

Determinarea densităţii stărilor de suprafaţă

Densitatea stărilor de suprafaţă este caracteristica principală a structurilor semiconductoare, folosite în producţia de circuite integrate. Cu cât este mai mare densitatea stărilor de suprafaţă cu atât mai defectuoasă este suprafaţa, cu cât e mai mică densitatea – cu atât e mai perfectă suprafaţa, cu atât e mai mică grosimea stratului de suprafaţă a sarcinii de volum. Densitatea stărilor de suprafaţă se poate determina după relaţia:

$$N_{ss} = \frac{C_d}{q \cdot S} \cdot \frac{(tg\alpha_{curba.teor.} - 1)}{tg\alpha_{curba.\exp.}}, \tag{2.40}$$

unde $tg\alpha_{curba.teor}$ şi $tg\alpha_{curba.\exp.}$ - tangentele unghiului de înclinaţie a curbei teoretice şi experimentale a graficului C = f(U).

Partea experimentală

Pentru măsurări se foloseşte instalaţia L.C.R. digitală E7-12.

1. Pregătirea instalaţiei către lucru

1.1. Instalăm comutatorul „СЕТЬ" a aparatului în poziţia „ВКЛ", în rezultat trebuie să lumineze panelul cu indicaţii luminiscente.

1.2. Permiteţi încălzirea instalaţiei în decursul a 30 min.

1.3. După încălzire de efectuat calibrarea măsurătorului, pentru care de instalat întrerupătoarele dispozitivului în următoarele poziţii:

- ЭКВ.СХЕМА CG;
- ПРЕДЕЛЫ ИЗМЕР. 1;
- УРОВЕНЬ СИГНАЛА X1;
- ЗАПУСК

În afară de aceasta trebuie periodic să lumineze indicatorul „СЧЁТ".

1.4. De instalat în aşa fel indicaţiile ca să fie zero după C şi G corespunzător organelor de reglare (cuiburile sub şliţ C şi G). considerăm calibrarea finisată.

2. Măsurarea caracterului C(U)

2.1. De instalat comutatorul „СМЕЩЕН" pe panoul din spate în poziţia „ВНУТР".

2.2. De instalat comutatorul tipului de lucru în poziţia „V" (volţi), comutatorul mărimii deplasării în poziţia „00.0".

2.3. De instalat dioda cercetată în instalaţia de conectare luând în consideraţie că pe structură se aplică tensiune inversă (cu alte cuvinte, anodul se conectează în borna „-" iar catodul în „+").

2.4. De instalat comutatorul „ЗАПУСК" în poziţia (pF). De apăsat butonul „ЗАПУСК" şi de înregistrat de pe indicatorul din stânga mărimile capacităţii (pF)- în cazul când capacitatea obiectului e mai mare de 20 pF, de ales limita necesară permutând comutatorul „ПРЕДЕЛЫ ИЗМ." în poziţia în care se vor stinge LED-urile şi fotodiodele.

2.5. De înregistrat mărimile capacităţii diodei polarizând diferite tensiuni până la 10 V cu ajutorul comutatorului „volţi” de la panoul de comandă. După încheierea măsurilor asupra structurii date acest comutator de instalat în poziţia „00.0”.

2.6. De repetat măsurările pentru o altă diodă.

2.7. De efectuat măsurările caracteristicii C-V a structurii MDS. Pentru aceasta de conectat la instalaţie cutia de fixare a contactelor pentru TEC, ţinând cont de polaritate. Să se înregistreze valorile capacităţii structurii modificând tensiunea U_{gd} de la -10V până la +10V. Comutarea polarităţii se efectuează cu comutatorul respectiv „U_{gd-}, U_{gd+}” pe cutia de fixare a contactelor pentru TEC-MOS (tranzistor cu efect de câmp MOS).

După efectuarea măsurărilor de conectat instalaţia conform indicaţiilor profesorului sau inginerului.

SARCINA

1. De calculat coeficienţii numerici în relaţiile

$$\alpha = \frac{12}{S^3 \cdot q \cdot (\varepsilon_s \cdot \varepsilon_0)^2} \cdot \frac{dU}{d\left(1/C_b^2\right)} \tag{2.41}$$

$$N(h) = \frac{2}{q \cdot \varepsilon_s \cdot \varepsilon_0 \cdot S^2} \cdot \frac{dU}{d\left(1/C_b^2\right)} \tag{2.42}$$

$$h = \frac{\varepsilon_s \cdot \varepsilon_0 \cdot S}{C_b} \overline{}, \tag{2.43}$$

pentru $\varepsilon_s = 11.7$; $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ F/m; S = 0.19610 m.

2. De măsurat dependenţele experimentale a capacităţii de barieră de tensiunea polarizării $C(U)$ a modelelor Nr. 1 şi 2 în conformitate de regulile de aplicare din partea experimentală.
3. De determinat dependenţa $N(h)$, diferenţa de potenţial de contact U_k şi a, în conformitate cu dependenţele experimentale $C_b(U)$.
4. De măsurat caracteristica experimentală Volt-Farad a structurii Me-SiO_2-Si.
5. De determinat concentraţia după capacitatea zonelor plane.
6. Calcularea sarcinii fixe încorporată în SiO_2.
7. De determinat densitatea stărilor de suprafaţă.
8. folosind mărimile obţinute Q_d de apreciat calitatea dielectricului şi frontierele de separare.

BIBLIOGRAFIE

1. P. Gaşin, P. Gaugaş, A. Focşa. Fizica dispozitivelor semiconductoare; F.E.P. Tipografia centrală, Chişinău, 1998.
2. Зи С.М. «Физика полупроводниковых приборов» М., Мир, 1984.
3. Шишияну Ф. С. Диффузия и деградация в полупроводниковых материалах и приборов. Кишинёв: Штиинца, 1978, 18-22.