ISSN 0002-306Х. Изв. НАН РА и ГИУА. Сер. ТН. 2004. Т. LVII, № 3.

*Հ*SԴ 621.315

ՌԱԴԻՈԷԼԵԿՏՐՈՆԻԿԱ

Լ.Ա. ՄԻՔԱՅԵԼՅԱՆ

ԽԱՌՆՈւՐԴԱՅԻՆ ԽՈՐԸ ԵՎ ԿՊՉՈւՆ ՄԱԿԱՐԴԱԿՆԵՐ ՊԱՐՈւՆԱԿՈՂ ՍԻԼԻՑԻՈւՄ-ԿԱՐԲԻԴԱՅԻՆ ԴԱՇՏԱՅԻՆ ՏՐԱՆՉԻՍՏՈՐԻ ՍՏԱՏԻԿ ԲՆՈւԹԱԳՐԵՐԸ

Տեսականորեն հետազոտվել են սիլիցիում-կարբիդային Շոտկիի արգելքով կառավարվող դաշտային տրանզիստորներում ընթացող ֆիզիկական երևույթները ուղետարի տիրույթի կիսահաղորդչի արգելման գոտում լեգիրացնող խառնուրդների խորը և կպչուն մակարդակների առկայության դեպքում։ Բնութագրերի ուսումնասիրման և հաշվարկման համար առաջարկվել է նոր, ավելի ընդհանուր մոդել, որն ավելի Ճշգրիտ է բնութագրում ռեալ սիլիցիում-կարբիդային սարքերում ընթացող երևույթները։

Առանցքային բառեր. սիլիցիում կարբիդ, խառնուրդային խորը մակարդակ, կպչուն մակարդակ, աղքատացած շերտ, լիցքակիրների արագության հագեցում։

Մի շարք հիմնարար կառուցվածքային և էլեկտրաֆիզիկական կարևորագույն պարամետրերի (լայն արգելման գոտու՝ 2.2...3.2*էՎ*, մեծ ջերմահաղորդականության՝ ~ 5 *Վտ/Կսմ*, ծակման էլեկտրական դաշտի մեծ լարվածության՝ ~3.10⁶ *Վ/սմ*, աշխատանքային բարձր ջերմաստիձանների՝ ~900^oC, էլեկտրոնների հագեցման արագության մեծ արժեքի՝ V_s~2·10⁷ *սմ/վ*) շնորհիվ սիլիցիում-կարբիդը (SiC) շահեկանորեն տարբերվում է ներկայումս լայն կիրառում գտած Si, Ga As և մյուս կիսահորդչային նյութերից [1-2]:

Ներկայումս ինտենսիվ հետազոտություններ են կատարվում SiC-ին Շոտկիի և ուղղիչ հզոր դիոդների [3], p-i-n [4] դիոդների, լուսադիոդների [5], գազային և այլ տվիչների [6], բարձր հաձախականային հեղեղա- թռիչքային ինժեկցիոն և թունելաթռիչքային [6], դիոդների, տարբեր հետերո-կառուցվածքային սարքերի [7], երկբնեռ և դաշտային [8,9] տրանզիստորներում ընթացող ֆիզիկական երևույթների և այդ սարքերի բնութագրերի հաշվարկման, նախագծման, լավարկման ու մոդելավորման ուղղություններով։

Մասնավորապես, հիշյալ սարքերում ֆիզիկական ընթացող երևույթների վերլուծության և սարքերի պարամետրերի մոդելավորման և լավարկման ընթացքում միշտ ընդունվում է, որ լեգիրացնող խառնուրդները SiC-ում առաջացնում են ծանծաղ ջերմաստիձաններում իոնացված են) և մակարդակներ (որոնք բոլորը սենյակային բոյորովին հաշվի չի առնվում լայն արգելման գոտու lı տեխնոլոգիայի անկատարելությամբ պայմանավորված տարբեր բնույթի կպչուն մակարդակների (թակարդների) առկայությունը։ Հայտնի է [10-12], օրինակ, որ SiC-ի համար որպես դոնորային լեգիրացնող խառնուրդ օգտագործվող ազոտն առաջացնում է մակարդակներ E_c-E_d~100...130 *մեՎ* էներգետիկ հեռավորությամբ, Al-ը՝ E_a-E_v~300...400 *մԷՎ* և այլն։ Այս մակարդակները ծանծաղ համարվել չեն կարող։ Դրանք հանդես են գալիս որպես խորը մակարդակներ։ Մյուս կողմից, հայտնի է [12], որ դեռևս SiC-ի տարբեր այլափոխությունների և դրանց լեգիրացման, ցանկալի կառուցվածքով և տարբեր արատների կառավարելի խտությամբ մոնոբյուրեղների աՃեցման տեխնոլոգիան չի հասել, օրինակ, Si-ի մակարդակին, և SiC բյուրեղները պարունակում են արատներով պայմանավորված տարբեր էներգետիկ բաշխվածությամբ կպչուն մակարդակներ (թակարդներ)՝ մինչև 6.10¹³ սմ⁻³ խտությամբ։

Հետևաբար, իրական SiC-ին սարքերում ընթացող էլեկտրա-ֆիզիկական երևույթների ուսումնասիրման, դրանց պարամետրերի ավելի Ճշգրիտ հաշվարկման և մոդելավորման, փորձնական և տեսական արդյունքների իրատեսական համեմատման համար անհրաժեշտ է հաշվի առնել լեգիրացնող խառնուրդների 'խորը'' լինելու և արգելման գոտում անխուսափելիորեն գոյություն ունեցող թակարդների առկայությունը։

Այս աշխատանքում առաջին անգամ առաջադրվում և քննարկվում է SiC-ին Շոտկիի արգելքով կառավարվող դաշտային տրանզիստորներում ընթացող երևույթների և այդ սարքերի բնութագրերի վերլուծության ու հաշվարկման նոր, ավելի ընդհանուր մոտեցում, որում հաշվի են առնվում վերը նշված հանգամանքները։

Տեսական մաս։ Դիտարկեք դաշտային տրանզիստորի կտրվածքը (նկ.1)։ Ֆիզիկական երևույթների ավելի ձշգրիտ վերլուծության համար օգտվենք ուղետարի երկտիրույթային մոդելից [13,14]։ Կընդունենք, որ L₁ տիրույթում դաշտի լարվածությունը համեմատաբար փոքր է և լիցքակիրների շարժունակությունը կախված չէ դաշտից (μ₀-const) իսկ ուղետարի L₂ տիրույթում ՝

$$\mu = (\mathbf{E}) = \frac{\mu_0}{\left[1 + \left(\frac{\mu_0 \mathbf{E}_y}{\mathbf{V}}\right)^m\right]^{1/m}},$$
(1)

որտեղ (օ-ն լիցքակիրների (էլեկտրոնների) շարժունակությունն է ցածր լարվածությամբ դաշտում, V_s–ը՝ էլեկտրոնների հագեցման արագությունը, E_y-ը՝ էլեկտրական դաշտի լարվածությանը ուղետարի երկայնքով, իսկ m \leq 1 [11]։ Ընդունենք նաև, որ դոնորային N_d մակարդակները խորն են և արգելման գոտում առկա են էլեկտրոնային կպչուն մակարդակներ N_r խտությամբ և հաղորդականության գոտուց E_r էներգետիկ հեռավորությամբ։ Ըստ այս մոդելի, սենյակային ջերմաստիձաններում ոչ բոլոր դոնորները կլինեն իոնացված և, եթե, /E_d - E_t/<< /E_c - E_d/ կամ /E_d - E_t/<< /E_c – E_t/, ապա ցածր ջերմաստիձաններում թակարդները մշտապես զբաղված կլինեն էլեկտրոններով, իսկ բարձր ջերմաստիձաններում էլեկտրոններն իրենց հերթին նաև հաղորդականության գոտու հետ)։ L₁-տիրույթում, որտեղ դաշտի լարվածությունը հաստատուն է և անկախ է ուղետարում դաշտի լարվածությունից։ Ողետարի L₂ տիրույթում էլեկտրական դաշտի լարվածությունից։

Եթե դոնորների խտությունը Ν₄ է, ապա իոնացված դոնորների համար կունենանք՝

$$N_{d}^{+} = (N_{d} - n_{-})(1 - b), \qquad b = \frac{1}{1 + gep(\frac{E_{d} - E_{Fi}}{KT})}$$
(2)

որտեղ g=2 դոնորների համար, $E_{\rm Fi}$ -ն ֆերմիի էներգիան է սեփական կիսահաղորդչում, kն՝ Բոլցմանի հաստատունը, T-ն՝ բացարձակ ջերմաստիձանը (երբ դոնորները ծանծաղ են՝ E_d-E_{Fi}>>kT, N⁺d \approx Nd), n_{-} -ը՝ թակարդների վրա գրավված էլեկտրոնների խտությունը։



Նկ.1. Տրանզիստորի սխեմատիկ կտրվածքը (ա) և Էլեկտրական դաշտի բաշխումը (բ) Սց և Ud լարման կիրառման ռեժիմում

Մյուս կողմից, դոնորային խորը և կպչուն մակարդակների համար կինետիկ

$$\frac{\partial \mathbf{n}_{-}}{\partial t} = S_{n} V_{n} N_{d} (N_{t} - n_{-}) - n_{-} V_{n} S_{n} N_{t} f_{t}, \qquad (3)$$

հավասարումից, որտեղ ք.–ն թակարդների բաշխման ֆունկցիան է, N_t –ն` թակարդների խտությունը, S_n-ը` լիցքակիրների գրավման կտրվածքը, V_n–ը` լիցքակիրների ջերմային արագությունը, թերմոդինամիկ հավասարակշռության` $\frac{\partial n_{-}}{\partial t} = 0$ պայմանից կստանանք`

$$n_{-} = \frac{N_{d}}{2} \left(\sqrt{1 + 4\beta} - 1 \right), \qquad (= \frac{N_{t}}{N_{d}}:$$
(4)

Հետևաբար, փականի տակ ծավալային դրական լիցքի խտության համար կունենանք՝

$$qN_1 = q N_d^+,$$
 (5)

N₁ = N_d(1 - b) (1 - 0.5N_d
$$\beta_t$$
), (t = $\sqrt{1 + 4\beta} - 1$:

Տրանզիստորի նորմալ աշխատանքային ռեժիմում փականի տակ, ակունքի տիրույթում, X₁ աղքատացած շերտի և արտաբերի մոտ՝ X₂ աղքատացած շերտի հաստությունները հաշվարկելու համար անհրաժեշտ է լուծել Պուասոնի հավասարումը։

Առաջարկվող մոդելում հաշվի է առնվել նաև, որ փականին հակառակ լարում կիրառելու և այն մեծացնելու ժամանակ, թակարդային այն մակարդակները, որոնք աղքատացած շերտի ընդարձակման և էներգետիկ գոտու խիստ ծոման հետևանքով ընկնում են Ֆերմիի էներգիայից վերև, նրանք նունպես կարող են գտնվել դատարկ վիձակում։ Այսինքն, աղքատացման շերտի ձևավորմանը լրացուցիչ 'կմասնակցեն'' նաև այն թակարդային մակարդակները, որոնք փականի լարման ազդեցության տակ կներգրավվեն $\frac{x_0}{2}$ կամ $\frac{x_0}{2}$ շերտերում, ազատվելով գրավված լիզբերից։

կներգրավվեն
$$\frac{-6}{x_1}$$
 կամ $\frac{-6}{x_2}$ շերտերում, ազատվելով գրավված լիցքերից։

xօ-ն, փականի զրոյական լարման տակ աղքատացած շերտի հաստությունն է,

$$\mathbf{x}_{0} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{1}\mathbf{U}_{bi}}{qN_{1}}},\tag{6}$$

որտեղ $\mathbf{\varepsilon}_1 = \mathbf{\varepsilon}_0 \mathbf{\varepsilon}_s$ կիսահաղորդչի դիէլեկտրիկ թափանցելիությունն է, $\mathbf{\varepsilon}_0$ -ն՝ վակուումի դիէլեկտրիկ հաստատունը, U_{bi}-ն՝ մետաղ-կիսահաղորդիչ կոնտակտային պոտենցիալների տարբերությունը։

Լուծելով Պուասոնի հավասարումը (2)-(6) պայմանների հաշվառմամբ, ակունքի *հ* և արտաբերի *հ* մոտ աղքատացած շերտերի (նորմավորված ըստ ուղետարի *և* հաստության) հաստության համար համապատասխանաբար կստանանք՝

$$h_{s} = \frac{x_{1}}{\ell} = \frac{\Psi}{\sqrt{1-b}} \sqrt{\frac{4(U_{bi} + U_{g})}{U_{bi}}} + \frac{\Psi}{\sqrt{1-b}} \left[\gamma(1-H_{t}) - H_{t} \sqrt{\frac{4(U_{bi} + U_{g})}{U_{bi}}} \right], \quad (7)$$

$$h_{d} = \frac{\Psi}{\sqrt{1-b}} \sqrt{\frac{4(U_{bi} + U_{g} + U_{d})}{U_{bi}}} + \frac{\Psi}{\sqrt{1-b}} \left[\gamma (1-H_{t}) - H_{t} \sqrt{\frac{4(U_{bi} + U_{g} + U_{d})}{U_{bi}}} \right]:$$
(8)

$$\Psi = \frac{1}{2\ell} \sqrt{\frac{2\epsilon_1 U_{bi}}{qN_d}}, \ \gamma = \frac{\beta_t}{2(1-b)(1-\beta_t/2)} H_t = \frac{b\beta_t}{2(1-b)} + \frac{3b^2\beta_t^2}{16(1-6)^2}, U_g - u \ u \ U_d - u$$

համապատասխանաբար փականին և ակունքին կիրառված լարումներն են, Ս(Լւ)-ը` Լւ տիրույթի լարման անկումը։

Համանման ձևով կորոշվի նաև ուղետարի Լւ տիրույթի վերջում, հագեցման ռեժիմի սկզբին համապատասխանող ընթացիկ *հ*ւ աղքատացած շերտի հաստությունը։

Վոլտ-ամպերային բնութագիրը։ Եթե արտաքին կիրառված Ս₄ լարումը փոքր է և լիցքակիրները ուղետարում չեն հասել հագեցման (փականի Ս₈ լարումը նույնպես փոքր է), ապա L₁ տիրույթի հոսանքը՝

$$I_{d}(U_{g},U_{d})=I_{P}\frac{\left(\frac{L}{L_{1}}\right)\left[3\left(h_{1}^{2}-h_{s}^{2}\right)-2\left(h_{1}^{3}-h_{s}^{3}\right)\right]}{1+\beta\left(\frac{L}{L_{1}}\right)\left(h_{1}^{2}-h_{s}^{2}\right)},\beta=\frac{qN_{1}\ell^{2}\mu_{0}}{2\varepsilon_{1}L\nu_{s}},I_{P}=\frac{q^{2}N_{1}^{2}\mu_{0}z\ell^{3}}{6\varepsilon_{1}L},$$
(9)
540

որտեղ Լ-ը ուղետարի երկարությունն է (L=L1+L2), z-ը` փականի լայնությունը։ Օգտվելով (8) հավասարումից, U(L1)-ի համար կստանանք

$$U(L_1)_{1=} \frac{\ell N_1}{2\varepsilon_1} \Big[h_1^2 \ell \mp h_s \, \varkappa_0 \Big] - \Big(U_g + U_{bi} \Big): \tag{10}$$

Այդ կետին համապատասխանող (հագեցման) հոսանքը՝

$$I_{d}(L_{1}) = q N_{1} z \ell \chi (L_{1})(1 - h_{1}), \qquad (11)$$

որտեղ $\, \chi$ -ն արագության հագեցման գործոնն է՝ $\, \chi \leq 1 \, [10,12] :$

Հավասարեցնելով (9) և (11) արտահայտությունները, կորոշենք L_ տիրույթի երկարությունը (ուղետարի y_ ուղղությամբ).

$$L_{1} = BL \left\{ \frac{\left(h_{1}^{2} - h_{s}^{2}\right) - \frac{2}{3}\left(h_{1}^{3} - h_{s}^{3}\right)}{\vartheta(1 - h_{1})} - \left(h_{1}^{2} - h_{s}^{2}\right) \right\}^{2}$$
(12)

(12) հավասարումն անբացահայտ հավասարում է, որում ունենք 2 անհայտ՝ հւ, Լւ։ ՎԱԲ-ի և տրանզիստորի մյուս բնութագրերի հաշվառման և վերլուծության համար անհրաժեշտ է այդ պարամետրերի միջն ունենալ ևս մի հավասարում։ Այդ հնարավորությունն ընձեռում է փականի տակ պոտենցիալի ներկայացման երկչափ մոդելը, որը և կիրառվել է սույն աշխատանքում։

Ընդունելով, որ փականի տակ պոտենցիալի բաշխումը երկչափ է, Պուասոնի հավասարման համար կունենանք՝

$$\frac{\partial^2 U(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U(x, y)}{\partial y^2} = -\frac{qN_1}{\varepsilon_1},$$
(13)

որտեղ x-ը հոսանքի հոսմանն ուղղահայաց ուղղությունն էր՝ հաշված Շոտկիի արգելքից (փականից)։

y'=y–L1 կոորդինատի ձևափախություն շնորհիվ (13) հավասարումը վերածվում է Հապլասի հավասարմանը [16]։ Այնուհետև, որոշելով φ(y', x) ֆունկցիան որպես՝

$$\varphi(\mathbf{y}', \mathbf{x}) = U(\mathbf{x}, \mathbf{y}) + \frac{qN_1}{2\varepsilon_1} \mathbf{x}^2, \qquad (14)$$

և տեղադրելով (14) –ի մեջ, կստանանք հավասարում, որի լուծումն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\frac{\partial \varphi(\mathbf{y}', \mathbf{x})}{\partial \mathbf{y}}\Big|_{\mathbf{y}'=0} = \frac{\partial U(\mathbf{x}, \mathbf{y})}{\partial \mathbf{y}}\Big|_{\mathbf{y}=L_1} = E_s = A_0 D_0 \frac{\pi}{W(\mathbf{y}_1)} \cos\left(\frac{\pi \mathbf{x}}{2W(\mathbf{y}_1)}\right):$$
(15)

Հաշվի առնելով, որ երբ y=L, x=W(yı) և W(yı)=hı ℓ վիճակում U(L,W(yı))=Ud, վերջականապես կստանանք՝

$$U(L,h_{1}) = \frac{2E_{s}h_{1}\ell}{\pi} \sinh\left[\frac{\pi(L-L_{1})}{2h\ell}\right] + \frac{qN_{1}h_{1}^{2}\ell^{2}}{2\varepsilon_{1}}x - (U_{g}+U_{bi}) = U_{d}:$$
(16)

L₁-ի և հ₁-ի միջև ունենք $(U(L,h_1)=U_d)$ տրված յուրաքանչյուր արժեքին համապատասխան) կապ, որն օգտագործելով, (12) հավասարման միջոցով կարող ենք որոշել L₁-ը իսկ այնուհետև՝ (11) հավասարման օգնությամբ ՎԱԲ-ը հագեցման տիրույթում։

Անհրաժեշտ է նշել, որ (6)- (17) հավասարումները, որպես մասնավոր դեպքեր, ներառում են տարբեր հեղինակների [10-14] կողմից ստացված արդյունքները, երբ ընդունում ենք որ բոլոր դոնորային մակարդակները ծանծաղ են (և, հետևաբար՝ իոնացված), իսկ ուղետարի տիրույթում բացակայում է կպչուն (թակարդային) որևէ մակարդակ։

Արդյունքների քննարկում Տեսական հաշվարկները կատարվել են 4H-*SiC*-ային (6H-*SiC*-ային) Շոտկիի արգելքով կառավարվող դաշտային տրանզիստորների հետևյալ պարամետրերի համար. (N_d=1.7.10¹⁷ *uմ* ⁻³, L=0.3 *մկմ*, l=0.26 *մկմ*, Z = 0.0332 *uմ*, v_{tn} =0.8.10⁷ *ud/վ*, ε =9.7, v_s =2.10⁷ *ud/վ*, ΔE_t =0.26 *է4*,

ա) բերում է ակունքի և արտաբերի մոտ աղքատացած շերտերի հաստության աձման,

բ) փականի ավելի փոքր լարմամբ ուղետարի հաղորդականության փոփոխման (այսինքն, մեծանում է ուղետարի հաղորդականության մոդուլյացիայի խորությունը),

գ) ուղետարի ընդհանուր հոսանքի և հագեցման տիրույթի ծռման կետի (արտաբերի հագեցման լարման) արժեքի նվազման։

Համեմատության համար նկ.2-ում պատկերված է տեսական ՎԱԲ-ի տեսքն ըստ վերը նշված պարամետրերի, երբ ընդունվում է, որ բոլոր դոնորներն իոնացված են և կիսահաղորդչի արգելման գոտում բացակայում են թակարդները (հաստ կետագծերով), իսկ նուրբ կետագծերով պատկերված է մեր կողմից առաջարկված մոդելի համապատասխան ՎԱԲ-ը, փորձնական ՎԱԲ-ը [12,14] պատկերված է (հոծ գծերով)։ Ինչպես հետևում է նկ.2-ից, առաջարկված մոդելը բավականաչափ ձշգրտորեն համընկնում է փորձնական ՎԱԲ -ի հետ՝ ի տարբերություն դասական մոտավորությամբ հաշվարկված ՎԱԲ-ի։ Ստացված արդյունքները կարելի է կիրառել *SiC*-ային այլ սարքերի բնութագրերի հետազոտման և նախագծման համար։



Նկ.2.Տրանզիստորի վոլտ-ամպերային բնութագրերը փականի լարման տարբեր արժեքների դեպքում (հոծ գիծ՝ փորձնական ՎԱԲ-ը [10-12,14], նուրբ կետագծեր՝ առաջարկված մոդելով հաշվարկված ՎԱԲ-ը, հաստ կետագծեր՝ դասական մոդելով հաշվարկված ՎԱԲ-ը)

ԳՐԱԿԱՆՈւԹՅԱՆ ՑԱՆԿ

- Casady J. B., Johnson R.W. Status of Silicon Carbide as a Wide-Bandgap Semiconductor For High-Temperature Applications // Sol. St. Electron. –1996. – P. 1409-1422.
- Baliga B.J. Trends in Power Semiconductor Devices // IEEE Tranc Electron Devices. –1996. P. 1717-1731.
- Badila. M., Tudor B., Brezeanu Gh. et al. Current-voltage characteristics of large area 6H-SiC pin diodes // Material Science and Engineering B61-62. –1999. – P. 433-436,.
- 4. Futagi T., Matsumoto T., Katsuno M. et al. Visible light emission from a *pn* junction of porous silicon and microcrystalline silicon carbide // Appl. Phys. Lett. 1993. –P.1209-1211.
- 5. Spetz A. L., Tobias P., Baranzahi A. et al. Current Status of Silicon Carbide Based High-Temperature Gas Sensors // IEEE Trans. ED. –1999. – P. 561-566.
- Aroutiounian V. M., Buniatyan V.V., Soukiassian P. Microwave Characteristics of BARITT Diodes Based on Silicon Carbide // IEEE Trans. Electron Devices. –1999. – P.585-588.
- Yuan L., Cooper J. A. Jr., Webb K. J. and Melloch M. R. Demonstration of IMPATT Diode Oscillators in 4H-SiC // Material Science Forum. – 2002. – P.1359-1362.
- Aroutiounian V.M., Buniatyan V.V., Soukiassian P. On Silicon Carbide 10 heterostructure BARITT diodes // Proc. ISDRS. Dec. 1-3, WA. USA. – 1999. – P.359-363.
- 9. Song, S.-Ho and Kim D. M. A novel analytical model for short channel heterostructure field effect transistors. Solid-St. Electron. 1998. P.605-612.
- 10. Chiang T.K., Wang Y. H., Houng M.P. Modeling of threshold voltage and subthreshold swing of short-channel SOI MESFETT's // Solid-St. Electron. 1999. P.123-129,
- Murry S. P., Roeneker K.P. An analytical model for SiC MESFETs // Solid-St. Electron. –2002. – P.1495-1505,
- 12. Sze S. M. Physics of Semiconductor Devices. Second Ed. J.Wiley & Sons. 1981. 868 p.

- 13. Achtziger N., Grillenberger Y., Uhrmacher M. and Witthuhn W. On the existence of deep levels of the acceptors Ga and In and of the potential double acceptors Zn and Cd in SiC // Material Science Forum. 2000. P.749-752.
- 14. **Trew R.J.** Experimental and simulated results of SiC microwave power MESFETs // Phys. Stat. Sol. –1997. P. 409 419.

ՀՊՃՀ։ Նյութը ներկայացվել է խմբագրություն 20.07.2004։

Л.А. МИКАЕЛЯН

СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КАРБИД - КРЕМНИЕВЫХ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ С ГЛУБОКИМИ ПРИМЕСНЫМИ УРОВНЯМИ И УРОВНЯМИ ПРИЛИПАНИЯ

Теоретически исследованы физические процессы, происходящие в SiC полевых транзисторах с барьером Шоттки (ПТШ) при наличии глубоких уровней и уровней прилипания (центры захвата) в запрещенной зоне полупроводника. Предложена новая модель, позволяющая более точно характеризовать физические процессы, происходящие в реальных SiC ПТШ.

L.A. MIKAYELYAN

THE STATIC CHARACTERISTICS OF SCHOTTKY BARRIER MESFET'S WITH THE DEEP IMPURITY AND TRAP LEVELS

The physical processes in the Schottky barrier MESFET's are theoretically examined, when the deep impurity and trap levels in the bandgap of channel are present. A new common model allowing to characterize more exactly the processes which take place in real SiC MESFET's is suggested.