

## ПОВЪРХНОСТНИ ЯВЛЕНИЯ

### 1. Повърхностни енергетични нива

Нека да разгледаме контакт на полупроводник или диелектрик с газова среда или вакуум. На граничната повърхност се прекъсва периодичността в разположението на атомите в твърдото тяло, което води до образуване на дефекти. Тези повърхности съдържат и определено количество примеси, получени при химическата обработка, на която обикновено са подложени твърдите тела или в резултат на адсорбция на газове от обкръжаващата среда. При невисок вакуум във въздушна среда на повърхността на твърдото тяло се образува окисен слой.

Руският физик, носител на Нобелова награда за физика през 1958г., Игор Там теоретично е показал, че прекъсването на периодичността на повърхността на твърдото тяло води до образуване на разрешени енергетични нива в забранената зона. Вълновите функции на електроните за тези нива бързо затихват при отдалечаване от повърхността на твърдото тяло както във вакуум, така и в обема на тялото. Следователно тези състояния са характерни само за повърхността и електроните, които ги заемат, се намират само на повърхността на тялото. Затова тези енергетични нива или състояния се наричат повърхностни нива или нива на Там. Концентрацията на нивата на Там се определят от концентрацията на повърхностните атоми, които са от порядъка на  $10^{15}\text{cm}^{-2}$ . Нивата на Там са възможни за идеална повърхност на твърдото тяло. Реалните повърхности са покрити със слой адсорбирани или химически свързани атоми или молекули, различни от тези, които образуват твърдото тяло. Тези примеси също създават повърхностни нива. Различните дефекти на повърхността също създават повърхностни нива.

Тези нива могат да бъдат донорни, акцепторни или рекомбинационни уловки. Взаимодействието между тези нива може да доведе до образуването на примесни зони. Електроните от тази зона могат да се движат само по повърхността на полупроводника или диелектрика.

Повърхностните акцепторни нива  $N_{as}$  захващат електрони с вероятност  $f_{Fn}$  и повърхностната плътност на заряда се записва така:

$$Q_n = eN_{as}f_{Fn} < 0.$$

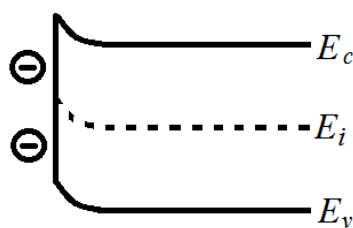
Повърхностните донорни нива  $N_{ds}$  отдават електрони с вероятност  $f_{Fp}$  и повърхностната плътност на заряда се записва така:

$$Q_p = eN_{ds}f_{Fp} > 0.$$

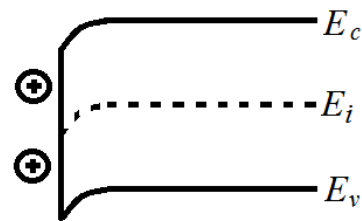
Повърхностният заряд на полупроводника или диелектрика ( $Q_n$  или  $Q_p$ ) отблъсква едноименните заряди от повърхностния слой и привлича разноименните. В резултат на това повърхностният слой обеднява на носители на заряд с такъв знак, с какъвто е заредена повърхността и се обогатява с носители с противоположен знак.

Тогава се наблюдава изкривяване на енергетичните зони и възниква обмен заряд – създава се област на пространствен заряд – ОПЗ.

Ако повърхността на полупроводника е заредена отрицателно, то в приповърхностния слой зоните се изкривяват нагоре – фиг.1, а ако е заредена положително – надолу – фиг. 2. В първия случай от фиг.1, в n-тип полупроводник се създава обеднен слой на основни носители на заряд, а в p-тип полупроводник се създава обогатен слой на основни носители на заряд. Във втория случай от фиг.2, ситуацията е обратна: в n-тип полупроводник се създава обогатен слой на основни носители на заряд, а в p-тип полупроводник се създава обеднен слой на основни носители на заряд.



**Фигура 1.** Енергетични зони при отрицателен заряд на повърхността на полупроводник.



**Фигура 2.** Енергетични зони при положителен заряд на повърхността на полупроводник.

Ако в обема на n-тип полупроводник всички донори са йонизирани и изкривяването на зоните не е голямо, то може да се отчитат само основните носители на заряд и тогава обемната плътност на заряда е:

$$\rho = en_0 \left[ 1 - \exp\left(\frac{e\phi}{kT}\right) \right].$$

Дълбочината на проникване на полето при малко изкривяване на зоните се характеризира с дебаевска дълбочина на екраниране – дължината, на която големината на потенциала намалява  $e$ -пъти. За полупроводници от n- и p- тип съответно тя е:

$$l_n = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon kT}{e^2 n_0}},$$

$$l_p = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon kT}{e^2 p_0}}.$$

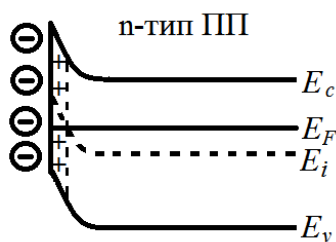
Общият изразът за дебаевската дълбочина на екраниране е:

$$l_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon kT}{e^2 (n_0 + p_0)}}.$$

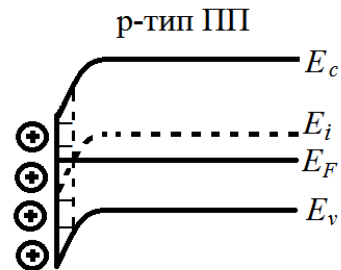
При значително изкривяване на зоните, възниква инверсен слой, който има малка дебелина и се различава по знак от този на основните носители.

Ако повърхността на n-тип полупроводник има голям отрицателен заряд, то близо до повърхността се изменя вида на основните носители и се създава тънък слой p-тип полупроводник с основни носители - дупки. Това е показано на фигура 3.

Ако повърхността на p-тип полупроводник има голям положителен заряд, то близо до повърхността се изменя вида на основните носители и се създава тънък слой n-тип полупроводник с основни носители - електрони. Това е показано на фигура 4.



**Фигура 3.** Енергетични зони при инверсен слой на повърхността на електронен (n-тип) полупроводник.



**Фигура 4.** Енергетични зони при инверсен слой на повърхността на дупчест (p-тип) полупроводник.

Изменението на електричния потенциал в тънкия инверсен слой е малко и дълбочината на проникване на полето (дебелината на инверсия слой) се определя от ефективната дължина на екраниране, която се характеризира с параметрите на неосновните носители на заряд.

За n-тип полупроводник:

$$l_e = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon k T}{e^2 p_0}}.$$

За p-тип полупроводник:

$$l_e = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon k T}{e^2 n_0}}.$$

За неизроден полупроводник равновесната концентрация на носителите на заряд се определя от разпределението на Болцман:

$$n = n_0 \exp\left(\frac{e\phi}{kT}\right), \quad p = p_0 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right), \quad (1)$$

като при изкривяване на зоните нагоре (фиг.1)  $e\varphi < 0$  и  $\varphi < 0$ .

Когато концентрацията на неосновните носители на заряд е достатъчно голяма, обемната плътност на заряда в приповърхностния слой се записва като алгебрична сума от двата типа носители:

$$\rho = en_0 \left[ 1 - \exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right) \right] - ep_0 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right) \right].$$

Тогава за големината на обемния заряд в приповърхностния слой, падащ се на единица напречно сечение се получава:

$$Q_{sc} = \int_0^{\infty} \rho(x) dx.$$

Повърхностната плътност на заряда  $Q_{ss}$  в повърхностните състояния по големина е равна на обемния заряд в приповърхностния слой  $Q_{sc}$ , падащ се на единица напречно сечение.

## 2. Изменение на повърхностната проводимост при изкривяване на зоните

За плоските енергетични зони концентрацията на носителите на заряд в приповърхностния слой не се отличава от концентрацията на носителите на заряд в обема на полупроводника. При изкривяване на зоните обаче, двете концентрации се различават.

При изкривяване на зоните надолу – фиг. 2, за n-тип полупроводник в приповърхностния слой се наблюдава обогатяване с основни носители на заряд (електрони) и обедняване с неосновни носители на заряд (дупки). При това концентрацията на основните носители в приповърхностния слой е по-голяма от тази в обема на полупроводника.

При изкривяване на зоните нагоре – фиг. 1, за p-тип полупроводник в приповърхностния слой се наблюдава обогатяване с основни носители на заряд (дупки) и обедняване с неосновни носители на заряд (електрони). При това концентрацията на основните носители в приповърхностния слой е по-голяма от тази в обема на полупроводника.

В противоположните случаи се наблюдава обедняване на основните носители и обогатяване на неосновните в приповърхностния слой.

В зависимост от това какъв процес се наблюдава и как се изменя концентрацията на токовите носители, се определя проводимостта на приповърхностния слой. Това е проводимостта на геометричната повърхност и на приповърхностния слой с дебелина равна на дебаевската дълбочина на екраниране  $l_D$  (това е областта на пространствен заряд – ОПЗ). Такава повърхност се нарича физическа.

Предполагаме, че в обема на полупроводника концентрацията на носителите на заряд е равновесна и при плоски енергетични зони такава ще бъде концентрацията и в

приповърхносния слой. При изкривяване на зоните съгласно ур.1 равновесната концентрация на носителите на заряд се записва така:

$$n = n_0 \exp Y, \quad p = p_0 \exp(-Y), \quad (2)$$

където  $Y = \left(\frac{e\varphi}{kT}\right)$  и при изкривяване на зоните надолу е  $Y > 0$ , а при изкривяване нагоре е  $Y < 0$ .

Допълнителната концентрацията на носителите в областта на пространствен заряд – ОПЗ се определя като интегрална величина:

$$\Delta n = \int_0^{\infty} (n - n_0) dx = n_0 \int_0^{\infty} (e^Y - 1) dx,$$

$$\Delta p = \int_0^{\infty} (p - p_0) dx = p_0 \int_0^{\infty} (e^{-Y} - 1) dx.$$

За плоските зони допълнителната повърхностна проводимост е равна на нула. При изкривяване на зоните се създава допълнителна концентрация  $\Delta n$  и  $\Delta p$  и се наблюдава изменение на специфичната повърхностна проводимост в областта на пространствен заряд:

$$\Delta \sigma_s = e\mu_{ns}\Delta n + e\mu_{ps}\Delta p,$$

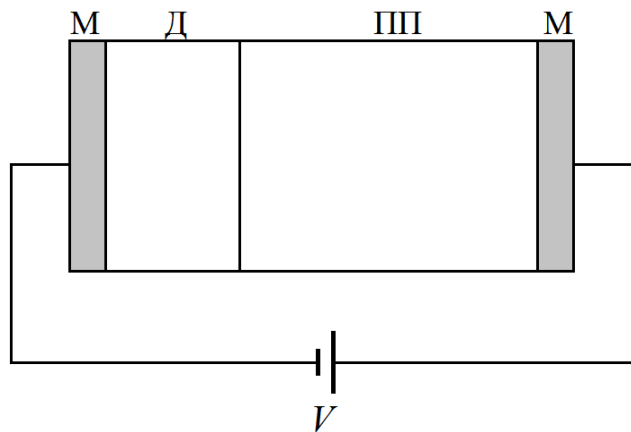
където  $\mu_{ns}$  и  $\mu_{ps}$  са подвижностите на електроните и дупките в приповърхносния слой, които в общия случай се отличават от обемната подвижност на електроните и дупките вследствие на разсейващото влияние на повърхността. От уравнението следва, че проводимостта  $\Delta \sigma_s$  зависи от величината  $Y$ , която определя изкривяването на зоните при повърхността на полупроводника.

В n-тип полупроводник при изкривяване на зоните надолу, когато повърхностният заряд е положителен, приповърхностният слой е обогатен на основни носители и  $\Delta \sigma_s$  е положителна величина. При плоски зони  $\Delta \sigma_s = 0$ . При изкривяване на зоните нагоре, когато повърхностният заряд е отрицателен, приповърхностният слой е обеднен на основни носители и  $\Delta \sigma_s$  е отрицателна величина. При достатъчно голямо изкривяване на зоните се наблюдава инверсна проводимост и  $\Delta \sigma_s$  нараства за сметка на допълнителните дупки в инверсия слой.

В p-тип полупроводник при изкривяване на зоните надолу, когато повърхностният заряд е положителен, приповърхностният слой е обеднен на основни носители и  $\Delta \sigma_s$  е отрицателна величина. При плоски зони  $\Delta \sigma_s = 0$ . При изкривяване на зоните нагоре, когато повърхностният заряд е отрицателен, приповърхностният слой е обогатен на основни носители и  $\Delta \sigma_s$  е положителна величина. При достатъчно голямо изкривяване на зоните се наблюдава инверсна проводимост и  $\Delta \sigma_s$  нараства за сметка на допълнителните електрони в инверсия слой.

### 3. Ефект на полето и повърхностни състояния

Изкривяването на енергетичните зони и допълнителната повърхностна проводимост в полупроводниците може да се наблюдават с помощта на външно електрично поле, приложено перпендикулярно на повърхността им. Това изменение на повърхностната проводимост се нарича ефект на полето. В чист вид ефектът на полето трябва да се реализира на плоски зони, т.е. до прилагането на външното електрично поле енергетичните зони на полупроводника трябва да са плоски. В действителност обаче това не може да се наблюдава, т.к. винаги има заредени повърхностни състояния, които изкривяват зоните и екранират действието на външното поле. Прилагането на външно поле в този случай изменя изкривяването на зоните.



**Фигура 5.** Схема на структурата МДП с омически ПП-М.

Ще разгледаме реализирането на ефекта на полето в структура метал – диелектрик – полупроводник (МДП) към която се включва източник на външно напрежение  $V$ , както е показано на фигура 5. Предполагаме, че

- десният контакт на полупроводника с метала е омически и не влияе на МДП структурата,
- диелектрият е идеален и няма свободни носители на заряд – нито равновесни, нито инжектирани,
- полупроводникът е нискоомен, т.е. с добра проводимост.

Тогава структурата може да се разглежда като плоскопаралелен кондензатор с активна среда – диелектрика, ляв електрод метала и десен електрод полупроводника. Капацитетът на този кондензатор е  $C$  и подаденото външно напрежение  $V$  се пада изцяло на диелектрика. Тогава на границите диелектрик-полупроводник и диелектрик-метал се натрупва равен по големина заряд  $Q$ , но с противоположен знак. Ако се пренебрегне контактната потенциална разлика, то зарядът  $Q$  се изчислява от елементарната формула:

$$Q = CV. \quad (3)$$

Величини  $C$  и  $Q$  се отнасят за единица площ и това са капацитетът и индуцираният заряд на единица площ.

Зарядът  $Q$  на границата диелектрик-полупроводник се натрупва в приповърхностния слой (т.е. в областта на пространствен заряд – ОПЗ) и на повърхностните състояния и може да се изрази така:

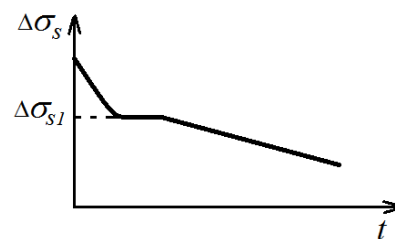
$$Q = Q_{sc} + Q_{ss}, \quad (4)$$

където  $Q_{sc}$  е зарядът на подвижните електрони и дупки, вследствие на натрупване на заряди в ОПЗ от обема на полупроводника или обратно при подаване на външно напрежение,  $Q_{ss}$  е зарядът на неподвижните носители на заряд захванати на повърхностните енергетични състояния, при подаване на външно напрежение.

Зарядът на подвижните носители  $Q_{sc}$  се натрупва за много кратко време, зависещо от диелектричната максуелова релаксация и за типичните полупроводници е  $\tau_M \approx 10^{-11} s$ . След това този заряд релаксира, т.к. част от него се захваща за повърхностните състояния и този процес може да продължава много дълго във времето. При включване на външното напрежение  $V$  зарядът  $Q$  се състои само от  $Q_{sc}$ , след това  $Q_{sc}$  намалява, но се увеличава зарядът  $Q_{ss}$ . След определено време се постигат равновесните стойности на  $Q_{sc}$  и  $Q_{ss}$ .

Ако диелектрият е достатъчно дебел и неговата диелектрична проникваемост не зависи от външното електрично поле, то големината на  $C$  е капацитетът на плоския кондензатор, като последователно свързаният капацитет на ОПЗ се пренебрегва. При това външното напрежение  $V$  се разпределя основно върху диелектрика. Следователно съгласно уравнение 3 при дадено  $V$  може лесно да се определи  $Q$ , а като се използва уравнение 4 може да се изучи кинетиката на зареждане или разреждане на повърхностните състояния.

Както показва опитът, релаксацията на повърхностната проводимост  $\Delta\sigma_s$  става с различна скорост. Най-напред се наблюдава бърз спад (релаксация) от максимална стойност на  $\Delta\sigma_s$  до  $\Delta\sigma_{s1}$ , а след това става бавна релаксация, както е показано на фигура 6.



**Фигура 6.** Релаксация на повърхностната проводимост  $\Delta\sigma_s$  при ефекта на полето.

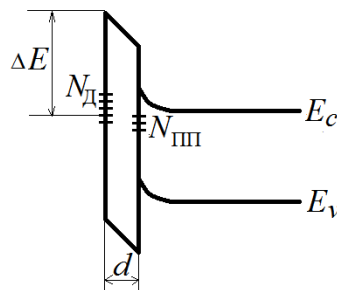
Релаксацията на повърхностната проводимост  $\Delta\sigma_s$  се обяснява с наличието на два типа повърхостни състояния:

- **Бързи състояния** се наричат енергетичните нива, на които се захващат (освобождават) електрони и дупки, разположени са в забранената зона на полупроводника и са локализирани на неговата повърхност. Процесът на

захващане на тези нива става за много кратко време, т.к. времето на релаксация е малко и е от порядъка на  $10^{-4} s - 10^{-8} s$ .

- **Бавни състояния** се наричат енергетичните нива, на които се захващат (освобождават) електрони и дупки, разположени са в забранената зона на диелектрика в МДП структурата и са локализирани на външната повърхност на окиса, както и вътре в диелектричния слой. Процесът на захващане на тези нива става бавно, т.к. времето на релаксация  $\tau$  е голямо и може да достигне от няколко минути до часове. То зависи от наличието на повърхността на полупроводника на тънък диелектричен окисен слой с дебелина  $d \approx (1,5 - 3) nm$ .

На фигура 7 е представена зонната диаграма на полупроводник с изобразени бързи състояния като отделни енергетични нива  $N_{III}$ , както и зонната диаграма на окисния диелектричен слой, какъвто обикновено има на повърхността на полупроводника и неговите бавни състояния като отделни енергетични нива  $N_D$ .



**Фигура 7.** Зонната диаграма на полупроводник и окисен диелектричен слой.

В показания на фиг. 7 случай на повърхността зоните са изкривени нагоре, което съответства на отрицателен заряд на повърхностните състояния. Забранената зона за диелектричния слой е по-широка от тази за полупроводника и тука има хетеропреход. Зоните в диелектрика също са наклонени нагоре, което съответства на достатъчно голямо количество отрицателен заряд, захванат на бавните повърхностни състояния, чиято концентрация е от порядъка на  $(10^{14} - 10^{15}) cm^{-2}$ . Зоните са линейни, т.е. предполага се, че полето в окисния слой е еднородно.

Времето на релаксация  $\tau$  на бавните състояния зависи от дебелината на слоя, през който минават носителите на заряд, преди да попаднат на енергетичните нива на бавните състояния. Противоположният процес – освобождаване на носителите от уловките и дрейф - също е възможен и се характеризира с подобно време на релаксация. Следователно времето на релаксация се определя от времето на тази миграция (дрейф) на носителите на заряд през окисния слой:

$$\tau_1 = \frac{d}{\mu E} \alpha,$$

където  $d$  е дебелината на окисния слой, през който мигрират носителите на заряд;  $v_{др} = \mu E$  е дрейфовата скорост, като  $\mu$  е подвижността на носителите на заряд в окисния слой и  $E$  е интензитетът на еднородното електрично поле в слоя.



Ако процесът има активен характер, то можем да запишем  $\alpha \approx \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right)$ , което характеризира времето на живот на носителите на заряд в неподвижно състояние на ниво с енергия на йонизация  $\Delta E$ . Следователно за елементарен релаксационен процес с определени  $d$ ,  $\mu$ ,  $\Delta E$  се получава:

$$\tau_1 = \frac{d}{\mu E} \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right).$$

#### 4. Повърхностна рекомбинация

Бързите повърхностни състояния могат да играят роля на нива (уловки) на захват или рекомбинационни нива (уловки) аналогично на обемните уловки.

Примеси като злато, мед, никел, желязо, образуват обемни рекомбинационни нива в германия и силиция, които могат да бъдат положителни, неутрални, еднократно или двукратно отрицателни. На тези примеси съответства система от нива в забранената зона, някои от които могат да бъдат рекомбинационни.

На повърхността на полупроводниците се появяват допълнителни нива и възможността за рекомбинация на повърхността се увеличава в сравнение с обема. Рекомбинационните нива на повърхността са дълбоки, т.е. намират се близо до средата на забранената зона, докато нивата на захват са плитки. Затова рекомбинационните нива не могат да бъдат бавни състояния, т.к. процесът на релаксация в този случай е разтегнат във времето.

Скоростта на повърхностната рекомбинация може да се определи като коефициент на „стока”, характеризиращ потока на носителите на заряд от обема към повърхността на полупроводника, където има голяма вероятност за рекомбинация.

Плътностите на тока на електроните и на дупките от обема към повърхността са съответно:

$$j_n = es_n \Delta n, \quad j_p = es_p \Delta p,$$

където  $\Delta n$  и  $\Delta p$  са добавъчните концентрации на електроните и дупките,  $s_n$  и  $s_p$  са скоростите на повърхностна рекомбинация на електроните и дупките. Предполага се, че насочеността на тези потоци към повърхността се определя от наличието на повърхността на полупроводника на рекомбинационни нива, наречени „стоци”.

Плътността на тока на носителите от повърхността към обема на полупроводника се определя от тока на отразените от повърхността носители на заряд и на носителите на заряд, генерирани на повърхността.

При стационарно състояние скоростите на генерация и на рекомбинация са равни и за скоростта на повърхностната рекомбинация за дупките може да се запише:

$$s_p = 0,25(1 - R_p)v_{pt},$$

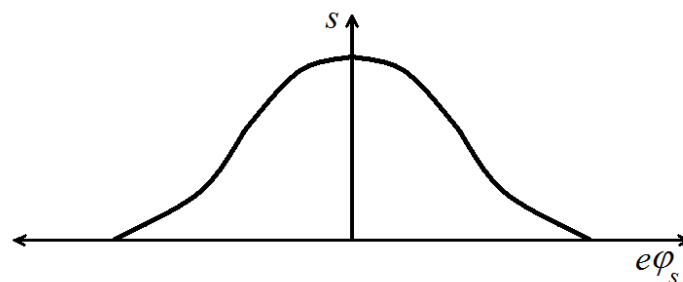
където  $R_p$  е средната вероятност за отражение на дупката при сблъсък с повърхността,  $v_{pt}$  - средна топлинна скорост на дупката. Следователно максималната скорост на повърхностната рекомбинация се ограничава от средната топлинна скорост на дифузия на носителите на заряд от обема към повърхността и при  $R_p = 0$  тя е  $s_p = 0,25v_{pt} \approx 10^4 \text{ m/s}$ .

В началото потоците на двата носители на заряд с различни знаци от обема към повърхността са равни, при това те се наблюдават до определено изкривяване на зоните, което съответства на потенциална бариера, която е непреодолима за единия вид носители при дрейф от обема към повърхността. С увеличаването на потенциалната бариера в преноса участват все по – високоенергетични (горещи) носители на заряд. Потокът на носителите на заряд с противоположен знак се регулират от първия поток.

Скоростта на повърхностната рекомбинация  $s$  зависи от:

- вероятността за захващане на електрони и дупки на рекомбинационни нива на повърхността на полупроводника,
- концентрацията на електроните и дупките на повърхността на полупроводника,
- обемната концентрация на електроните и дупките,
- нивото на инжекция,
- положението на уловките по отношение на нивото на Ферми,
- повърхностния потенциал.

Зависимостта на скоростта на повърхностна рекомбинация  $s$  от повърхностния потенциал (изкривяването на зоните) има типичен камбановиден вид – фигура 8. Величината  $s$  има максимална стойност при плоски зони и при зони с малки изкривявания, когато дифузията на носителите на заряд от обема към повърхността не е затруднена, т.к. потенциалната бариера или отсъства (плоски зони) или е малка.



**Фигура 8.** Качествена зависимост на скоростта на повърхностна рекомбинация  $s$  от повърхностния потенциал  $\varphi_s$ .

При малки абсолютни стойности на повърхностния потенциал  $\varphi_s$ , както за положителните, така и за отрицателните му величини, скоростта на повърхностна рекомбинация  $s$  е максимална, при това този максимум е плосък, т.е.  $s$  е постоянна за малък интервал на изменение на  $\varphi_s$ . След това се наблюдава рязък спад на  $s$ , който качествено лесно се обяснява. При големи положителни стойности на  $\varphi_s$  в ОПЗ на повърхността почти отсъстват дупки (фиг. 4) и скоростта на повърхностна рекомбинация става малка. При големи отрицателни стойности на  $\varphi_s$  в ОПЗ на повърхността почти отсъстват електрони (фиг. 3) и скоростта на повърхностна рекомбинация става малка. При достатъчно големи стойности на  $\varphi_s$  потокът на носителите на заряд от единия тип изобщо не може да преодолее потенциалната бариера при предвижването си към повърхността, така че носителите на заряд с противоположен знак не могат да рекомбинират поради липса на „партньор”. В този случай  $s = 0$  и рекомбинационните нива играят роля на нива на захват.

Когато генерацията на допълнителни носители на заряд в обема и по повърхността на полупроводника е една и съща, вследствие на повърхностната рекомбинация допълнителните носители на заряд имат минимална концентрация на повърхността на полупроводника. Това създава възможност за дифузия на носителите на заряд от обема към повърхността, т.е. за техния „сток”. Когато генерацията на допълнителни носители на заряд в обема е по-голяма от тази по повърхността на полупроводника, то повърхностната рекомбинация нараства.