

Ўзбекистон Республикаси
Олий ва ўрта махсус таълим вазирлиги

З.М.Бобур номли Андижон Давлат университети

А.Тешабоев, С.Зайнобидинов, С.И.Власов,
И.Н.Каримов, В.Абдуазимов

Яримўтказгичлар сирти физикаси

Ўзбекистон Республикаси Олий ва ўрта махсус таълим вазирлиги олий ўқув
юртлари талабалари учун ўқув қўлланма сифатида тавсия этган

Тошкент–2007

Т а қ р и з ч и л а р: -физика-математика фанлари доктори, НамДУ кафедра
мудирлари,
проф. Н.Раҳимов,
-физика-математика фанлари номзоди, АндДУ доценти
Э.А.Мусаев.

М у х а р р и р: -физика-математика фанлари доктори, ТошДТУ кафедра
мудирлари,
проф. М.К.Баҳодирхонов.

А. Тешабаев, С. Зайнабидинов, И. Каримов, С.Власов, В. Абдуазимов
Ярим ўтказгичлар сирти физикаси. Олий ўқув юртлари талабалари учун ўқув
қўлланма.

Ушбу ўқув қўлланма ярим ўтказгичли кристаллар сиртининг тузилиши
улардаги физик ва кимёвий жараёнлар сиртий ҳолатларнинг табиати уларга
атроф муҳитнинг таъсири, сиртий ҳолатларнинг электрон асбоблар
ишлашига таъсирлари ва уларни тадқиқлаш усулларини ўрганишига
бағишланган.

Қўлланма Давлат таълим стандартларининг бакалавр мутахассислигининг
Б-010404 – “физика” магистратура таълимининг М-010404-“ярим
ўтказгичлар ва диэлектриклар физикаси” йўналишларида таълим олувчи
талабаларига университет, педагогика ва техника олий ўқув юртларининг
ярим ўтказгичлар, микроэлектроника ва автоматига электрон асбоблар ва
бошқа соҳалар бўйича ихтисослашаётган талаба ва аспирантларга,
шунингдек ўқитувчи ва мутахассисларга мўлжалланган.

1-боб

Яримўтказгичлар сиртида электронлар ҳолатлари

Кириш

Яримўтказгичлар сирти физикасига қизиқиш пайдо бўлиши сиртда юз берадиган ҳодисаларнинг яримўтказгич ҳажмидаги жараёнларга шунингдек, кўпчилик яримўтказгичли асбоблар ишига таъсири аниқланганлиги бўлди. Кейинги даврда яримўтказгичлар электроникасида интеграл микросхемалар деб аталмиш қиёсан кичик ҳажмда ўз ичига кўп миқдордаги транзисторлар, сиғимлар, индуктивликлар ва бошқа элементларни олган тузилмалар кенг миқёсда ишлаб чиқилиши, уларнинг турли соҳаларга (компьютерлар, телевизорлар, алоқа ва энергетик қурилмаларга) жадал жорий қилиниши яримўтказгичлар сирти физикасини астойдил тадқиқланиши масаласини долзарб қилиб қўйди, чунки қўлланадиган яримўтказгич элементлар ҳажмининг тобора кичрайиб бориши улар сиртининг аҳамиятини ошириб бормоқда.

Яримўтказгич кристаллининг сиртида узук (дискрет) ва узлуксиз равишда тақсимланган энергетик сатҳлар тизими мавжуд бўлади. Уларнинг келиб чиқиш сабаблари турлича. Биз уларни қуйида айрим-айрим кўриб чиқамиз.

Сиртдаги маҳаллий энергетик сатҳлар ва улардаги сиртий заряд сирт яқинида энергия зоналарини эгади, бу эса кристаллар электр ўтказувчанлигини, чиқиш ишини, фотоэлектрик хоссаларини муҳим даражада ўзгартириб юборади.

Яримўтказгичлар сирти таъсирини ўрганиш бир неча ажойиб ҳодисаларни аниқлашга олиб келди. Сиртнинг ҳолати кўпинча кристалл ҳажмида содир бўладиган жараёнлар кечишини аниқлайди. Масалан, сиртий сатҳлар рекомбинация марказлари бўлиб, намунада мувозанатсиз заряд ташувчиларнинг яшаш даврига таъсир кўрсатиши мумкин. Сиртий сочилиш масалаларини тадқиқлаш ҳам муҳим муаммолардан биридир.

Хулоса қилиб айтганда, бир қатор сиртий ҳодисаларни ўрганиш яримўтказгичлар физикасининг муҳим ва долзарб масалаларидан иборатдир.

Яримўтказгичлар сирти хоссаларини ўрганиш физик кимёнинг баъзи масалаларини, хусусан катализ муаммоларини хал қилишда ҳам фавқулодда зарур.

Сиртнинг ҳолати қуёш энергиясидан фойдаланишга мўжалланган асбоблар ва қурилмалар ишида алоҳида аҳамиятга эга. Умуман айтганда, сиртий ҳолатлар яримўтказгичли диодлар, транзисторлар ишлашида муҳим омиллардир.

Ташқи таъсирдан асбобларни химоя қилиш учун уларнинг сиртини атрофидаги муҳитдан ажратиш (сақлаш) муаммоси ҳам энг зарур амалий вазифалардандир.

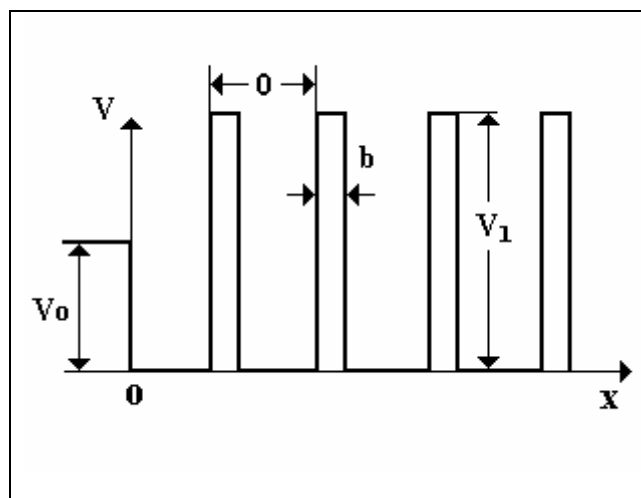
Хозирги замонда кристалларнинг атомар тоза сиртини хосил қилиш мумкин бўлди, бундай ҳолатни назорат қилиш усуллари ҳам ишлаб чиқилган.

Яримўтказгичлар сирти физикасини ўрганишда кўп ижобий натижаларга эришилди, аммо, бу соҳада тадқиқотлар давом этмокда, чунки техника ва технологиянинг ривожини, яримўтказгичлар электроникасининг тез ўсиши янги-янги масалаларни майдонга чиқармокда.

1.1. Тамм сиртий ҳолатлари

1932 йилда И.Е.Тамм чексиз ва чекли кристалда электронларнинг энергетик спектри муҳим даражада турлича бўлишлигини кўрсатган. Чексиз кристалдаги электронларнинг рухсатланган энергиялари зоналаридан бошқа чекли кристалда унинг узилиши оқибатида электронлар учун янги рухсатланган дискрет (узук-узук) энергетик ҳолатлар пайдо бўлади. Электрон ҳолатларнинг бу ҳолатларга мос келадиган тўлқин функциялари кристалл чегарасида энг катта (максимал) бўлиб, кристалл ичи томонга ва вакуум томонга сўниб боради.

Агар кристалл чегараланган ва четки элементар ячейкадаги потенциал тўсиқ кристалл ичидагисидан фарқли бўлса, чексиз кристалл ичида тақиқланган ҳолатлар ўрнига чекли кристаллар сиртида рухсат этилган энергетик ҳолатлар вужудга келиши мумкин. Маълумки, ҳар қандай квант тизимнинг энергетик спектрини хосил қилиш учун Шрёдингер тенгламасини ечиш керак. Бунинг учун тўлқин функция танлашдан ташқари кристалл ичидаги потенциал ўзгариш равишини билиш керак.



1-расм

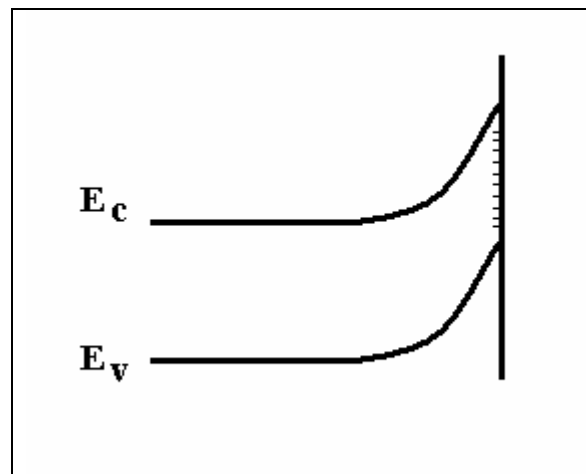
Е.И.Тамм ўзининг биринчи хисобида бир ўлчовли масalani ечишда Крониг-Пеннининг кучсиз боғланган электронлар моделини қабул қилган, бунда энг четки потенциал ички тўсиқлардан фарқ қилган. Шу тақрибда Тамм сатҳлари энергиясини аниқлаш учун тайинли тенглама олинган.

Сиртий электрон ҳолатлар назариясининг кейинги ривожидида назария уч ўлчовли фазо ҳолини умумлаштириш, тадқиқлаш, шунингдек, кристалл ичидаги даврий потенциалнинг турли кўринишлари ҳоллари қараб чиқилди.

Хулосалар:

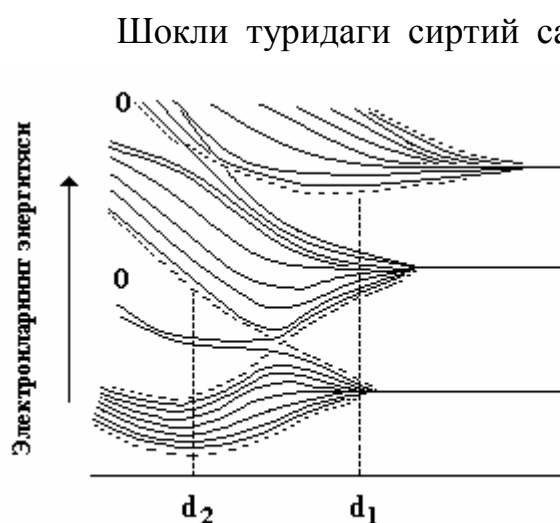
Чекли мунтазам кристалда сиртда кристалл атомларининг даврий жойлашиши кесилганлиги оқибатида узук-узук электрон энергиялари ҳолатлари спектри вужудга келади. Бу ҳолатларни Тамм ҳолатлари (сатҳлари) дейилади.

Тамм ҳолатларининг зичлиги (концентрацияси) ни сиртдаги атомлар зичлиги аниқлайди, яъни бу зичлик $\sim 10^{15} \text{ см}^{-2}$ тартибда бўлади. Бундай зичлик мавжуд бўлганида сиртий энергетик зоналар пайдо бўлиши ҳам мумкин.



1.2-расм

1.2. Шокли туридаги сиртий сатҳлар



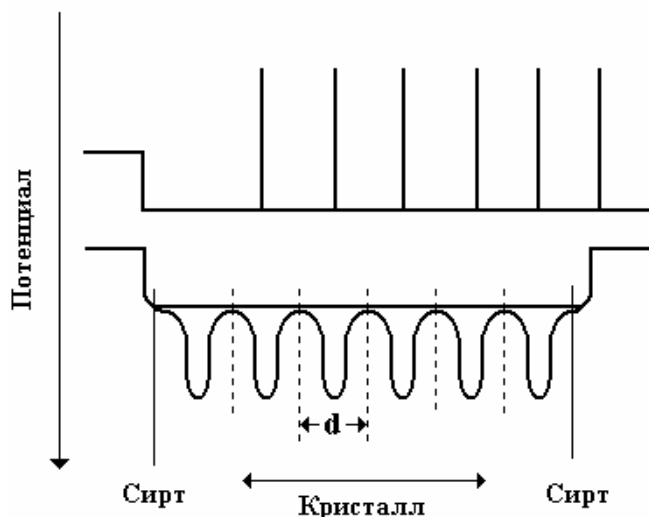
1.3-расм

Шокли туридаги сиртий сатҳлар ҳам, Тамм сатҳлари каби, сиртда даврий потенциалнинг чегараланиши оқибатида вужудга келади. Аммо, Тамм ва Шокли сиртий сатҳларининг келиб чиқишининг бевосита сабаблари турлидир. Шокли моделида 8 атомдан иборат бир ўлчамли чекли занжирга қадалган. Даврий потенциал ҳар бир атомга нисбатан симметрик бўлган ихтиёрий потенциал чуқурлар кўринишида тасаввур қилинган.

Энг муҳими потенциал ўра бузилмаган, унинг шакли ички чуқурларникидан фарқ қилмайди. Шокли бундай занжирча учун электронлар энергиялари спектрини топган ва бу спектрнинг панжара доимийси чексизидан то кичик катталиқкача кичрайганида қандай ўзгаришини тадқиқлаган. Занжирчадаги атомлар орасидаги масофа катта бўлганда тизимнинг энергетик спектри айрим атомлар учун хос дискрет (узук-узук) сатҳлар кўринишида бўлади ва ҳар бир сатҳ саккиз қарра айланиб бўлади.

Панжара доимийси камая борган сари айрим сатҳларга (зоналарга) парчаланани, бунда d_1 дан кичик бўлган атомлараро масофаларда сатҳлар кесишади.

Бу ҳолда кристалнинг тақиқланган зонасида иккита сатҳ пайдо бўлади, улардан бири пастки рухсатланган зонадан, иккинчиси юқориги зонада ҳосил бўлади.



Хулоса:

Шокли ҳолатлари панжара доимийси кичик бўлганда ва қатъий давр потенциал (четки чуқурники ҳам) бўлганида энергия зоналарининг кесишиши оқибати сифатида вужудга келади. Тамм ҳолатлари эса четки элементар катакларда даврий потенциалнинг шакли ўзгариши оқибатида келиб чиқади.

1.4-расм

1.3. Бошқа турдаги сиртий сатҳлар

Тамм ва Шокли туридаги сатҳлар мунтазам кристалл сиртида мавжуд бўлиши мумкин. Муайян технология бўйича олинган яримўтказгич кристаллининг ҳақиқий сиртида мазкур ҳолатлардан бошқа электронлар учун энергетик ҳолатлар ҳам вужудга келиши мумкин. Масалан, сиртда жойлашиб олган киришма атомлари, кристалл панжарасининг сиртий нуқсонлари, дислокациялар ва х.к.лар ана шуларга сабаб бўлади. Сиртий ҳолатларни келтириб чиқарадиган муҳим сабаблардан бири сиртга ёт атомларнинг адсорбланиши (ёпишиб олиши) бўлиб, бунда сиртий сатҳнинг энергетик вазияти панжара параметрларига, шунингдек, адсорбланувчи модда (адсорбант) га боғлиқ бўлади. Табиийки, бу ҳолларда сиртий сатҳлар зичлиги ҳар хил бўлиши мумкин. Зичлиги катта бўлганда бу сатҳлар ҳам энергетик зоналар ташкил қилиши мумкин.

Саволлар

1. Тамм сиртий ҳолатлари мавжуд бўлишлиги сабаби қандай?
2. Шокли туридаги сиртий ҳолатлар келиб чиқиши қандай?

3. Тамм ва Шокли сатҳларидан бошқа сатҳларни ҳосил қилувчи сабабларни эслаб ўтинг.

2-боб

Яримўтказгичлар сиртида фазовий заряд соҳаси

Кристалл сиртида энергетик сатҳлар тизими борлиги уларда жойлашган электрик заряд бўлишлигига олиб келади. Кристалнинг ҳақиқий сирти унда оксид қатлами ҳосил бўлиши ва атроф муҳит билан ўралганлиги, ионлар адсорбланиши оқибатида зарядланиб қолиши мумкин.

Эркин заряд ташувчилар кристалл ҳажмидан унинг сирти соҳасига тортилади. Шу йўсинда кўш зарядланган қатлам ҳосил бўлади.

Фараз қилайлик, сиртдаги ҳар бир атом битта сиртий сатҳ беради, бу сатҳлар зарядланган бўлсин, бу ҳолда уларнинг зичлиги 10^{15} см^{-2} чамасида.

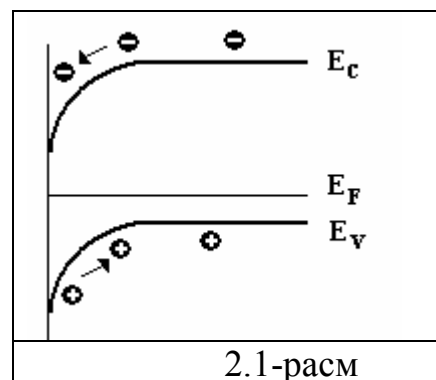
Металларда эркин электронлар зичлиги ҳажмида 10^{22} см^{-3} , бир атом текисликда 10^{14} см^{-2} чамасида бўлади. Металда сиртдаги зарядни камайтириш учун 10 атом текисликдаги яъни 10^{-7} см қатламдаги эркин зарядлар иштирок этиши кифоя. Бу ҳажмий заряд қатлами метал хоссаларига муҳим таъсир кўрсата олмайди, албатта.

2.1. Яримўтказгичларда сиртий фазовий заряд қатлами

Яримўтказгичларда аҳвол бошқача. Уларда металдагига нисбатан эркин заряд ташувчилар зичлиги анча кичик. Масалан, n-тур яримўтказгичда эркин электронлар зичлиги $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ёки бир атом текисликка $N_1 = 10^7 \text{ см}^{-2}$ тўғри келади десак, сиртий сатҳлар зичлиги $N_{ss} = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ бўлса, сиртий зарядни нейтраллаш учун 10^{-4} см қалинликдаги қатламдан, яъни 10^4 чамасидаги атом текисликни ўз ичига олган қатламдан эркин заряд ташувчилар узоқлаштирилиши керак бўлиши мумкин. Бу қатламни фазовий заряд қатлами дейилади. Эркин заряд ташувчилар зичлиги яна ҳам кам бўлган яримўтказгичларда фазовий (ҳажмий) заряд қатлами анча ичкарига кириши мумкин.

Шундай қилиб, яримўтказгичларда вужудга келадиган сиртий фазовий заряд қатлами мавжуд бўлиб, у яримўтказгичлар хоссаларига муҳим таъсир кўрсатиши мумкин. Бу соҳада энергия зоналари эгилади Ордината ўқи бўйича кристалда электронларнинг потенциал энергияси, абсцисса ўқи бўйича эса сиртдан кристалл ичига томон масофа қўйилган.

Фазовий заряд соҳаси чуқурлиги хусусий яримўтказгич учун Дебай экранлаш узунлиги L га тенг деб олинади:



ковакларга нисбатан классик Болцман статистикасини қўллаш мумкин;

- 2) сирт яқинида зоналар эгрилиги етарлича кичик, бу жойда ҳам яримўтказгич айнамаган, сирт яқинида зоналар чегараси Ферми сатҳидан етарлича узоқда;
- 3) кристалл ҳажмида киришмалар тўла ионлашган деб ҳисобланади. Кремнийда III ва V гуруҳ элементлар киришмалари сатҳи хона температурасида (300 K) тўла ионлашган бўлади. Сирт яқинида электростатик потенциал $\varphi(x)$ нинг ўзгариши қонуниятини топиш учун Пуассон тенгламасини ечиш керак:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{4\pi}{\varepsilon} \rho(x) \quad (2.2)$$

бунда ε -диэлектрик доимий, $\rho(x)$ - зарядлар зичлиги.

Ўлчамсиз катталиқлар киритилади:

$$Y = \frac{e}{kT}(\varphi - \varphi_0) = \beta(\varphi - \varphi_0), \quad \lambda = \left(\frac{P_0}{n_0}\right)^{1/2}, \quad P = \beta(F_p - F_0), \quad N = \beta(F_n - F_0)$$

Бунда $\beta = \frac{e}{kT}$, F_p, F_n – Ферми квази сатҳлари.

Пуассон тенгламасини тақрибан ечиш ҳам анча мураккаб.

(2.2) тенглама бир қатор ҳисоблашлардан кейин

$$\frac{dY}{dx} = \pm \frac{2}{L} \Phi(Y, \lambda, P, N) \quad (2.3)$$

кўринишга келади, бунда $\Phi(Y, \lambda, P, N)$ қавс ичидаги аргументларнинг муайян функцияси:

$$\Phi(\cdot) = [\lambda e^P (e^{-4} - 1) - \lambda^{-1} e^{-N} (1 - e^{+4}) + (\lambda - \lambda^{-1}) Y]^{\frac{1}{2}} \quad (2.4)$$

Сиртнинг энергетик схемасидан кўринишича, сирт яқинида зоналар эгилиши:

$$Y_s = \beta(\varphi - \varphi_0) = \beta F_s + \ln \lambda \quad (2.5)$$

тахлитда ифодаланиши мумкин. Хусусий яримўтказгич учун $\lambda = 1$ ва $Y_s = \beta F_s$. Яримўтказгич қай даражада хусусийликдан фарқ қилса, $Y_s = \beta F_s$ шунча бир биридан фарқ қилади. Яримўтказгич сиртидаги ўтказувчанлик, ортикча заряд ташувчилар зичлиги ва бошқа катталиқлар βF_s га боғлиқ равишда қаралади.

2.2. Фазовий заряд соҳасининг кўриниши

(2.3) тенгламадан

$$x = \frac{1}{2} L \int_0^{Y_s} \frac{1}{F(Y, \lambda, P, N)} dY \quad (2.6)$$

Интеграллашни бажарилса, сатҳий потенциал φ нинг x га боғланиши топилган бўларди. Аммо, бу ҳисоб анча мураккабдир. Бунинг ўрнига фазовий заряд қатламини бир неча алоҳида соҳаларида $\varphi(x)$ функциясини топиш

қулайроқдир. Одатда уч соҳа: камбағалланиш соҳаси, инверсион қатлам ва бойиш соҳаси қаралади.

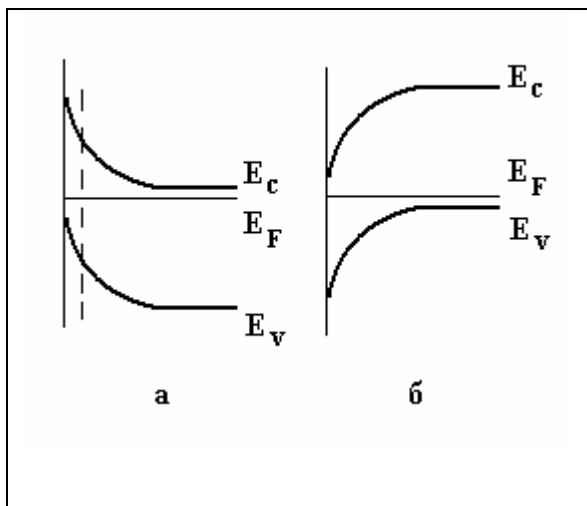
1) Камбағаллашган соҳада зоналардаги эркин заряд ташувчилар зичлиги компенсирланмаган киришмалар зичлигидан анча кичик бўлади. Агар n-тур яримўтказгичда зоналар юқорига эгилган ($Y_s < 0$) бўлса, p-тур яримўтказгичда зоналар пастга ($Y_s > 0$) эгилган бўлса, ана шундай камбағаллашган соҳа мавжуд бўлади.

Бу соҳада $F(Y, \lambda, P, N)$ функцияда биринчи ва иккинчи хадлар учинчидан кичик, бинобарин:

$$\frac{dY}{dx} = \pm \frac{2}{L} (Y, \lambda - \lambda^{-1}) \frac{1}{2} Y \frac{1}{2} \quad (2.7)$$

мусбат ишораси зоналар юқорига, манфий эса зоналар пастга эгилган ҳоллар учун. (2.7) ифодани интеграллашдан

$$Y = Ax^2 \quad (2.8)$$



соҳада ифода келиб чиқади. Аммо, бу қонуният бажариладиган соҳа торгинадир. (2.3-расм).

2) n-тур яримўтказгични қарайлик. Зоналарнинг етарлича юқорига катта эгилгани холида валент зона ўтказувчанлик зонасига нисбатан Ферми сатҳига яқинлашган бўлсин.

Бу қатламда ковак ўтказувчанлик электрон ўтказувчанликдан катта бўлиши мумкин. Бундай қатламни инверсион қатлам дейилади.

2.3. а-б-расм

Бу қатламда потенциал ўзгариши қонуниятини топиш учун $F(Y, \lambda, P, N)$ да биргина қўшилувчини – ё биринчи, ёки иккинчини ҳисобга олиб, (2.3) тенглама ечилади. Бу танлаш яримўтказгичнинг ўтказувчанлиги турига боғлиқ. Зоналарнинг эгилиши қийматини намунанинг легирланиши даражасига (электронлар берувчи ёки коваклар ҳосил қилувчи киришмалар зичлигига) боғлиқ бўлади. Умуман айтганда, инверсион қатлам учун (2.3) тенглама тақрибан ечилади. 2) агар n-тур яримўтказгичда зоналар пастга, p-тур ярим ўтказгичда зоналар юқорига эгилган бўлса, бу ҳолларда бойиш соҳа ҳосил бўлади, яъни асосий заряд ташувчилар зичлиги ҳажмдагига нисбатан сирт яқинида катта бўлади, аммо, инверсион қатлам холидагидек бойиш соҳа кенглиги ҳам етарлича кичик. $F(Y, \lambda, P, N)$ функцияда учинчи хадни ташлаб юбориб, (2.3) тенгламани ечиб $\phi(x)$ потенциал тақсимоти топилади. Умуман айтганда, (2.3) тенгламани соний ҳисоблаб, бутун фазовий заряд соҳасида $\phi(x)$ боғланишни олиш мумкин.

2.3. Сиртий электрик ўтказувчанлик

Сиртдаги заряд ташувчиларнинг ортиқча зичлиги деб сиртдаги ҳақиқий зичлик билан ҳажмдаги зичлик орасидаги фарқни айтилади. Ортиқча зичликларни аниқлаш сиртий ўтказувчанликни аниқлаш имкониятини беради.

Зоналар эгилиши катта бўлган хол учун (юқорига) коваклар ва электронларнинг ортиқча зичликлари Γ_p ва Γ_n ифодалари топилган:

$$\Gamma_p = Ln_i e^{\frac{1}{2}\beta(F_p - \phi_s)} \quad (2.9)$$

$$\Gamma_n = Ln_i e^{\frac{1}{2}\beta(\phi_s - F_n)} \quad (2.10)$$

Бу ортиқча зичликлар сиртий ўтказувчанлик ўзгаришини аниқлайди:

$$\Delta\sigma_c = e\mu_p (\Gamma_n + b\Gamma_p) \quad (2.11)$$

бунда $b = \mu_n / \mu_p$, μ_n ва μ_p - электронлар ва коваклар ҳаракатчанлиги. Бу ҳисобда заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги ҳажмда ва сиртда бир хил деб олинган. Аммо, сиртдаги ҳаракатчанлик ҳажмдагисидан кичикроқ бўлади (сиртий қўшимча сочилиш ҳисобига), шунинг учун $\Delta\sigma_c$ нинг қийматлари (2.11) бўйича ҳисоблаганидан кичик бўлади.

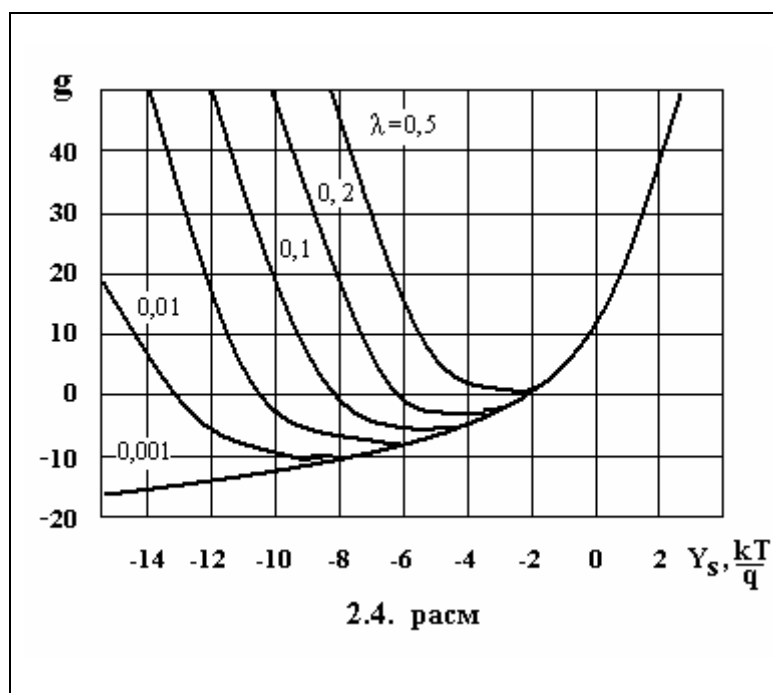
Стационар ҳолда ($P=N=0$)

$$\Delta\sigma_c = \frac{1}{2} e\mu_p Ln_i g \lambda^{-\frac{1}{2}} \quad (2.12)$$

$$g = \lambda^{-\frac{1}{2}} \int_{Y_s}^0 \frac{\lambda(y^{-Y} - 1) + e\lambda^{-1}(e^Y - 1)}{F(Y, \lambda)} dY \quad (2.13)$$

g нинг турли λ қийматларига тегишли қийматлари ҳисобланиб, жадваллари тузилган. n -тур ярим ўтказгич учун сиртий ўтказувчанлик интеграллари (2.13) ифоданинг зоналар эгилиши Y_s га боғланиши эгри чизиқлари кўрсатилган. Бунда $g(Y_s)$ эгри чизиқда минимумларнинг мавжуд бўлиши қуйидагича тушинтирилади.

Y_s нинг мусбат кийматлари ўсиб борган сари (зоналар пастга эгила боради). n -тур яримўтказгич сиртий ўтказувчанлиги сиртда элементлар сони ортиб бориши ҳисобига ортади. Зоналар юқорига эгила борганда эса $\Delta\sigma_c$ ўтказувчанлиги камаяди. У инверсион қатлам ҳосил бўлгунча давом этади. Y_s яна катталаша борганда сиртий ўтказувчанлик инверсион қатлам ўтказувчанлиги ўсиши ҳисобига ўса боради.



$\Delta\sigma_c (Y_s)$ ўтказувчанлик эгри чизигининг минимуми

$$Y_{s,\text{мин}} = \ln \lambda^{2/3} \quad (2.14)$$

кийматга мос тушади. Бу ифодани таҳлил қилиш унча қийин эмас. Шунини айтиш керакки, $\Delta\sigma_c (Y_s)$ кристалнинг хоссаларига, (λ ва b га) боғлиқ холос.

Майдон эффекти (у ҳақда кейинроқ тўхталамиз) ёрдамида сиртий потенциални ўзгартириб сиртий ўтказувчанликнинг зоналар эгилишига боғлиқ равишда ўзгаришини тажрибада ўрганиш мумкин.

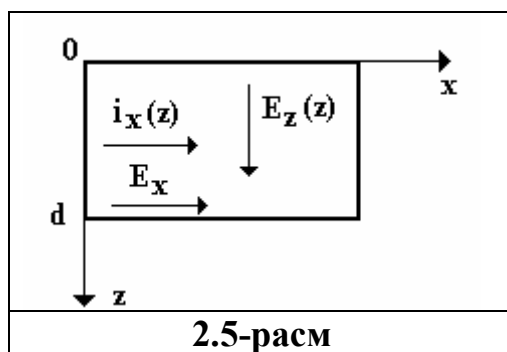
2.4. Фазовий заряд соҳасида заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги

Олдинги бобда ҳажмдаги ва сиртдаги ҳаракатчанлик бирдай бўлади деб ҳисобланган эди. Агар эркин заряд ташувчиларнинг эркин югириш йўли ℓ фазовий заряд соҳаси L кенглигидан анча кичик ($L \gg \ell$) бўлганда юқоридаги фарз тўғри бўлади.

Аммо, бу шарт қаноатланмаслиги мумкин. Агар сирт яқинида заряд ташувчиларни ушлаб турувчи потенциал чуқур мавжуд бўлса, бу чуқур кенглиги эркин югириш йўли узунлиги билан қиёсланарли бўлса, заряд ташувчилар бу соҳада қўшимча сочилишга (тўқнашишларга) дучор бўлади. Фазовий заряд соҳасида заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги зоналар эгилиши катталигига, яъни потенциал ўра чуқурлигига боғлиқ бўлади.

2.4.1. Фазовий заряд соҳасида заряд ташувчиларнинг омик ҳаракатчанлиги

Фазовий заряд соҳасида сиртий сочилиш эвасига заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги ўзгариши, ҳисоб қилинган μ ҳаракатчанлик ва σ ўтказувчанлик орқали қаралади: $\mu = \sigma / en$ d қалинликли намунага x йўналишида кучсиз электик E_x майдон қўйилган ва y i_x токини беради.



2.5-расм

Сирт яқинидаги фазовий заряд E_z майдон пайдо қилади. Сиртий ток зичлиги интеграл бўйича

$$I_x = \int_0^{\infty} i_x(z) dz \quad (2.15)$$

ҳисобланади. Бу интеграл икки ҳол учун ҳисобланган.

1) $\varphi(t) = E_{zs} Z$ E_{zs} доимий. Бунда сиртий ўтказувчанлик $\sigma_c = \frac{I_x}{E_x} = enN_1$ ($\mu_{эфф}$) кўринишида ($\mu_{эфф}$) ҳаракатчанлик орқали ҳисобланади. Сирт яқинидаги потенциал ўрадаги заряд ташувчилар сони

$$N_1 = C \left(\frac{2\pi kT}{m} \right)^{1/2} \frac{kT}{eE_{zs}} \quad (2.16)$$

I_x ток ифодаси ҳам аниқланган:

$$I_x = \pi^{1/2} D_1 \alpha kT \left[1 - e^{-\alpha^2} (1 - \operatorname{erf} \alpha) \right] \quad (2.17)$$

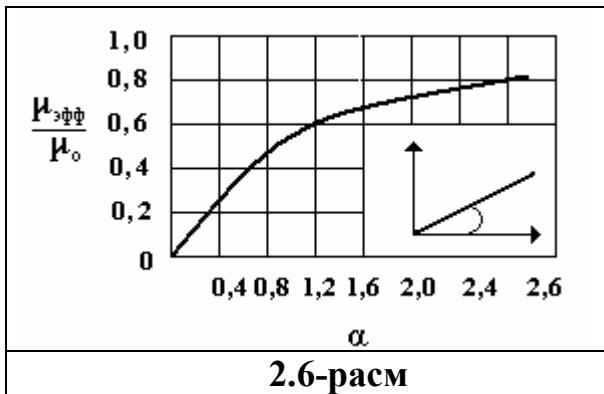
Ҳажмий ҳаракатчанлик $\mu_0 = q\tau/m$ эканлигини эътиборга олсак, қуйидаги натижани оламиз:

$$\left(\frac{\mu_{эфф}}{\mu_0} \right)_{\sigma} = 1 - e^{-\alpha^2} (1 - \operatorname{erf} \alpha) \quad (2.18)$$

$$\alpha = \frac{(2mkT)^{1/2}}{eE_{zs}\tau} \quad (2.19)$$

E_{zs} катта бўлган ҳолларда

$$\left(\frac{\mu_{эфф}}{\mu_0} \right)_{\sigma} \approx \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} \quad (2.20)$$



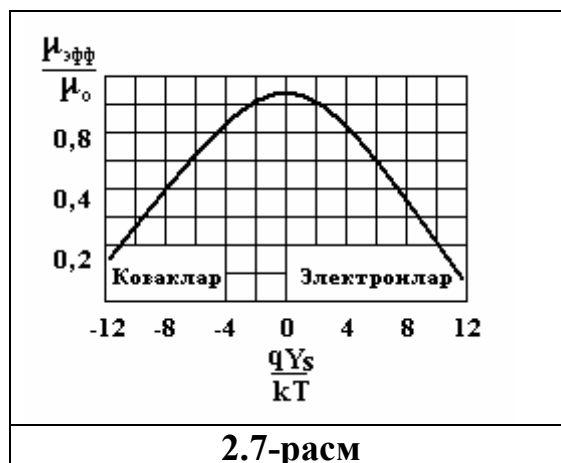
Тақрибий нисбат ўринли. $(\frac{\mu_{эфф}}{\mu_0})_{\sigma}$ нинг α га, яъни E_{zs} га боғланиши тасвирланган. Расмдан кўринишича, α катта (зоналар эгилиши кичик) бўлганда сиртий сочилиш муҳим эмас, эффектив ҳаракатчанлик амалда ҳажмий

ҳаракатчанликка тенг ($\mu_{эфф}/\mu_0 \rightarrow 1$).

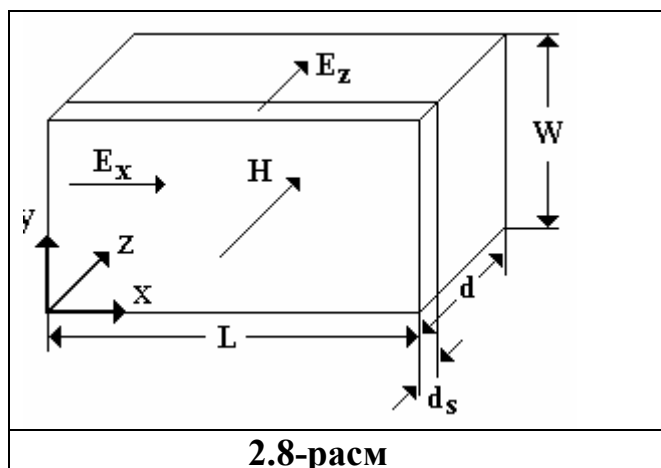
Аммо, α кичик (зоналар эгилиши катта) бўлганда эффектив ҳаракатчанлик ҳажмийсидан бир неча марта кичик бўлиши мумкин.

2) $\varphi(z)$ ни Пуассон тенгламасидан топилади. Бу ҳолда $(\mu_{эфф}/\mu_0)_{\sigma}$ учун ифода анча катта. 2.7-расмда Хусусий ўтказувчанликли германий учун ҳисобланган боғланиш келтирилган. $Y > 0$ (зоналар пастга эгилган) бўлган ҳолда потенциал ўрада (сирт қатламида) эркин электронлар жойлашган. Эркин чизикнинг томони электронлар ҳаракатчанлигининг ўзгаришини тасвирлайди. $Y_S < 0$ бўлганда

коваклар ҳаракатчанлиги ўзгаради. Расмда кўринишича, $Y_S \sim 12 \frac{kT}{e}$ бўлганида электронларнинг эффектив ҳаракатчанлиги ҳажмдагидан 10 марта кичик бўлиши мумкин. Хона температурасида ва сиртий потенциал 0,25 В бўлганида коваклар ҳаракатчанлиги ҳажмдагидан 2 марта кичик.



2.4.2. Фазовий заряд соҳасида Холл ҳаракатчанлиги



Холл эффекти бўйича ўлчашлар бажарилиб, ҳаракатчанликни аниқлаш мумкин: $\mu_n = R\sigma$. Бунда R – Холл доимийси, σ – ўтказувчанлик. μ_n – микроскопик ёки ўтказувчанлик бўйича μ (омик) ҳаракатчанликдан фарқ қилади: $\mu_n = \chi \mu$, бундаги χ кўпайтгич 1 дан 2 гача ўзгаради, унинг қиймати сочилиш характерга боғлиқдир. Сферик зонали айнамаган яримўтказгичларда ℓ эркин югуриш

йўли энергияга боғлиқ бўлмаган ҳолда $\chi = \frac{3\pi}{8}$ бўлади. Агар $\ell \sim v$ бўлса,

бундай намуналарда параметр 1 га яқин бўлади. Эллипсоидал (Ge ва Si да шунақа) изоэнергетик сиртли айнамаган яримўтказгичларда

$\chi = \frac{3\pi}{8} \frac{3(2\chi + 1)}{(\chi + 2)^2}$ бунда χ – кўндаланг ва бўйлама эффектив массалар нисбати.

χ нинг қиймати фазовий заряд соҳасида ҳажми учун ҳисобланган қийматдан фарқ қилиши мумкин.

2.8-расмда кўрсатилганидек, узунлиги L , кенглиги W , қалинлиги d бўлган намунага x йўналишида E_x электр майдон, z йўналишида H_z магнит майдон қўйилган, y ҳолда x йўналишида ток ўтиб турса y йўналишида E_y Холл майдони вужудга келади. Холл майдони магнит майдони томонидан заряд ташувчиларга таъсир қилувчи Лоренц кучини мувозанатлагани учун ушбу йўналишида ток бўлмайди $E_y = 0$.

Токлар ифодалари:

$$I_x = \int_{0d}^d ix(z) dz \quad (2.22)$$

$$I_y = \int_0^d iy(z) dz = 0 \quad (2.23)$$

σ – ўтказувчанлик ва R – Холл доимийси маълум

$$\sigma = \frac{I_x}{E_x W d} \quad (2.24)$$

$$R = \frac{E_y W d}{I_x H} \quad (2.25)$$

ифодаларга эга.

I_x ни (2.22) ифодадан ва E_y ни (2.23) ифодадан аниқланади, уни (2.24) ва (2.25) ларга қўйиб сиртий ўтказувчанлик σ ва Холл доимийси R ни ҳисоблаш мумкин.

σ учун ифода σ_c учун олинган (2.24) ифодага мос тушади, ammo,

$$R = \frac{1}{\sigma^2} Ne\mu_b^2 H \left[1 - \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} - (1 - 2\alpha^2)e^{\alpha^2} \operatorname{erfc} \alpha \right] \quad (2.26)$$

Бу жойда $\operatorname{erfc} \alpha = 1 - \operatorname{erf} \alpha$.

μ_{BH} – ҳажмий Холл ҳаракатчанлиги. Қуйидаги ифода бўйича эффектив Холл ҳаракатчанлиги киритилади:

$$R = \frac{eN(\mu^2)_{\text{эфф}}}{\sigma^2} \quad (2.27)$$

Биобарин,

$$\left(\frac{\mu_{\text{эфф}}}{\mu_b} \right)_H = \left[1 - \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} - (1 - 2\alpha^2)e^{\alpha^2} \operatorname{erfc} \alpha \right] \quad (2.28)$$

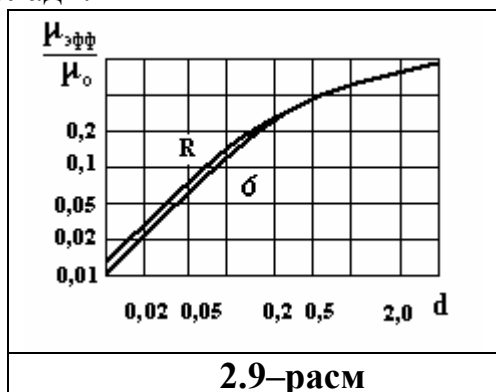
Соний ҳисоб кўрсатишича, $\left(\frac{\mu_{\text{эфф}}}{\mu_b} \right)_H$ нисбат $\left(\frac{\mu_{\text{эфф}}}{\mu_b} \right)_\sigma$ дан бир мунча фарқ қилади. α катта бўлганда (E_z кичик, зоналар эгилиши ҳам кичик) иккала нисбат ҳам 1 га интилади.

Кичик α ларда (зоналар эгилиши катта) $\left(\frac{\mu_{\text{эфф}}}{\mu_b} \right)_\sigma$ эгри чизик бир мунча юқорида. $\alpha \rightarrow 0$ бўлганда:

$$\left(\frac{\mu_{\text{эфф}}}{\mu_b} \right)_\sigma = \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}}, \quad \left(\frac{\mu_{\text{эфф}}}{\mu_b} \right)_H = \alpha \quad (2.29).$$

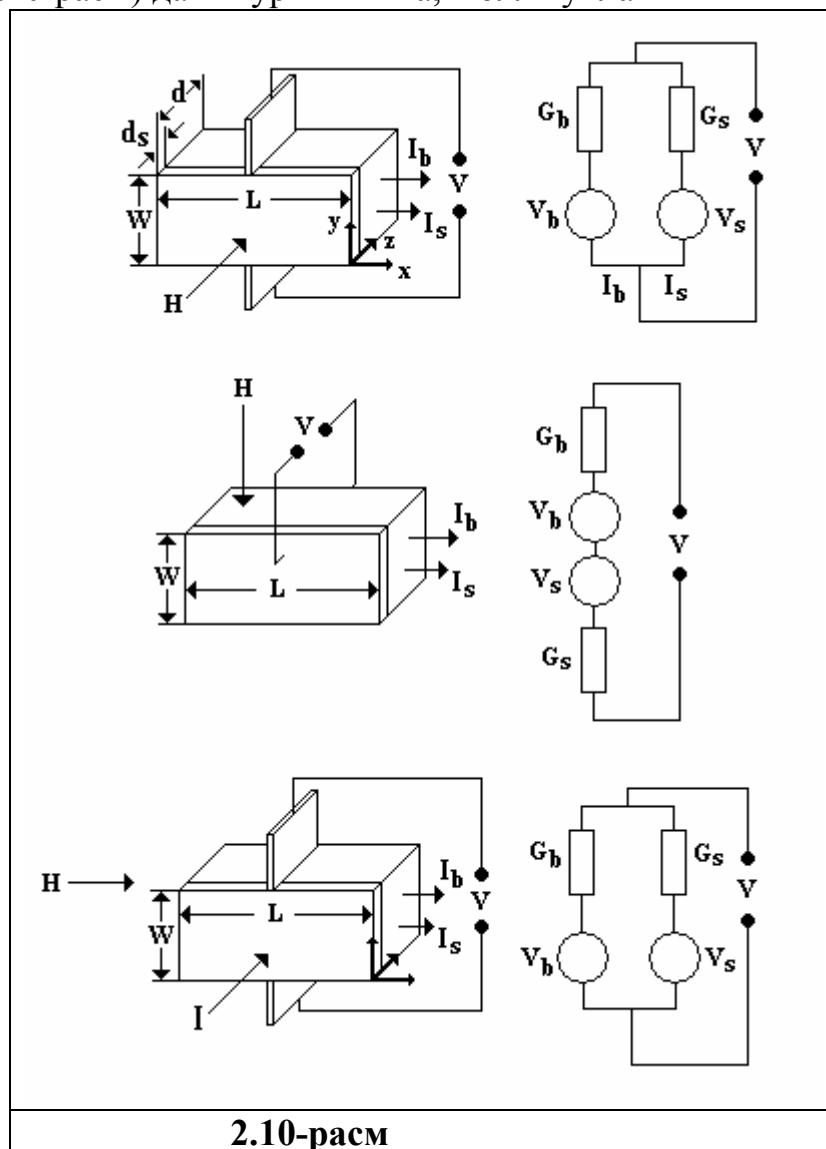
2.4.3. Сиртий соҳада заряд ташувчилар ҳаракатчанлигини тажрибада ўрганиш

Мумкин бўлган ўлчаш схемаларидан қулай кўриниши (2.9–расмда) тасвирланган. Унда заряд ташувчилар эффектив ҳаракатчанлиги юпқа намуналарда ўлчанади, чунки бундай намуналарда сиртий сочилиш муҳим бўлади.



Бу ҳолдаги эквивалент схемани қарайлик. Кристални z ўқи бўйлаб икки соҳага – экранлаш узунлиги d_s тартибидаги сирт яқинидаги соҳага ва d_b қалинликдаги ҳажмий соҳага ажратилади. Иккала соҳа ҳам Холл Э.Ю.К.га ҳисса қўшади, улар параллел уланган. Кейинчалик s индекс сиртий катталикларга, b индекс ҳажмий катталикларга тегишли бўлади.

(2.10-расм) даги кўринишича, Холл кучланиш



2.10-расм

$$V = \frac{RIH}{d} = \frac{I}{G} = \frac{V_b G_b + V_s G_s}{G_b + G_s} \quad (2.30)$$

кўринишида ёзиш мумкин, бундаги I —кўйилган электрик майдон пайдо қилган тўла ток, G —намунанинг тўла ўтказувчанлиги, R —Холл доимийси. Қуйидаги ифодалар ўринли.

$$V_b = \frac{R_b I_b H}{d_b}; G_b = \sigma_b \frac{L d_b}{W}; \frac{I_b}{I} = \frac{G_b}{G} = \frac{\sigma_b d_b}{\sigma_b d_b + \sigma_s d_s} \quad (2.31)$$

$$V_s = \frac{R_s I_s H}{d_s}; G_s = \sigma_s \frac{L d_s}{W}; \frac{I_s}{I} = \frac{G_s}{G} = \frac{\sigma_s d_s}{\sigma_b d_b + \sigma_s d_s} \quad (2.32)$$

(2.31) ва (2.32) ифодаларни (3.17) га қўйсақ,

$$R = d \frac{R_b d_b \sigma_b^2 + R_s d_s \sigma_s^2}{(d_b \sigma_b + d_s \sigma_s)^2} \quad (2.33)$$

солиштирма ўтказувчанлик учун $\sigma = \frac{1}{d} (d_b \sigma_b + d_s \sigma_s)$ ифодани олиш қийин эмас.

Зоналарнинг сирт яқинида эгилиши ўзгарганида σ_s ва R_s катталиклар ўзгаради, аммо σ_b ва R_b лар ўзгармай қолади.

Агар дастлабки эгилиш нолга тенг дейилса ($R_b=R_s$, $\sigma_b=\sigma_s$), Холл доимийсининг нисбий ўзгариши

$$\frac{\Delta R}{R_b} = \frac{d_s}{d} \frac{\Delta R_s}{R_b} \quad (2.35)$$

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma_b} = \frac{d_s}{d} \frac{\Delta \sigma_s}{\sigma_b} \quad (2.36)$$

$$\frac{\Delta R}{R_b} = \frac{d_s}{d} \frac{\Delta n_s}{n_b} \quad (2.37)$$

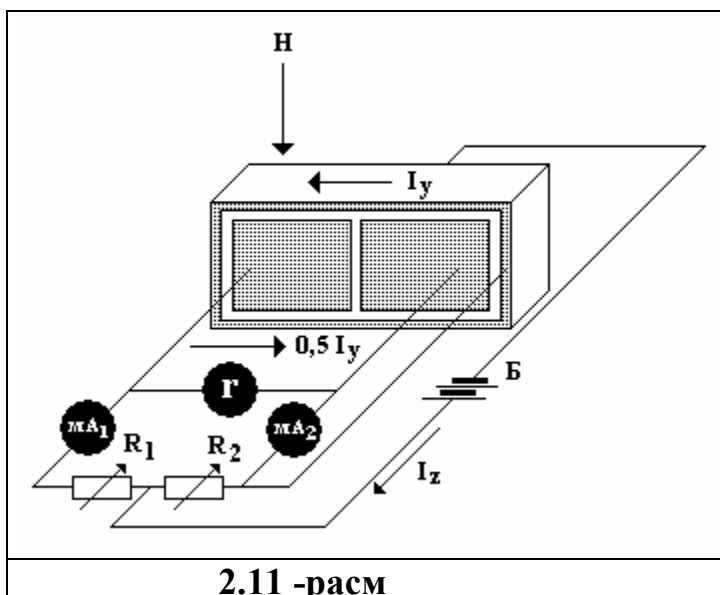
$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma_b} \approx \frac{d_s}{d} \left(\frac{\Delta n_s}{n_b} + \frac{\Delta \mu_s}{\mu_b} \right) \quad (2.38)$$

Холл эффектини юпқа намуналарда ва ўтказувчанлиликни турли зонавий эгилишар ҳолида ўлчаб, сиртий ҳаракатчанлик (асосий мақсад!) қийматини олиш мумкин. Бундай бир вақтли ўлчашлар ўтказиб назариянинг адолатлилигини тажриба тасдиқлаган. Агар Δn_s ни зоналар эгилиши Y_s орқали, μ_s ни эса турли Y_s ларда баҳоланса, бу ҳолда масала соддалашади. n_b ва μ_b катталиклар R ва σ ни қалин намуналарда ўлчашдан топилади.

$\frac{R}{R_{\max}} \frac{\sigma - \sigma_{\min}}{\sigma_{\min}}$ ифоданинг $\frac{\sigma - \sigma_{\min}}{\sigma_{\min}}$ га тажрибавий боғланиши топилган ва назария билан таққосланган, бунда яхши мувофиқлик кузатилган.

Одатда сиртий ҳаракатчанлик Холл Э.Ю.К. ини ўлчаш орқали аниқланади. Шунингдек сиртий ҳаракатчанлик Холл токини ўлчаш орқали аниқланиши ҳам мумкин. Бу усул шундай: агар кристалдан x йўналишида ток ўтказаётиб, уни z ўқи бўйича йўналган H магнитик майдонга жойланса, заряд ташувчиларга таъсир этувчи Лоренц кучи y йўналишида Холл токи пайдо қилади, E_y майдон вужудга келади. Намунанинг ўрта қисмида $I_y = 0$, чунки бу жойда E_y Холл майдони Лоренц кучини мувозанатлайди.

Намунанинг четларида эса Холл майдонини электродлар қисқалайди, Холл токи I_y максимал бўлади. Қисқа ва кенг намунада E_y майдон четки электродлар томонидан тўла қисқаланади ва I_y ток фақат Лоренц кучи таъсири натижасида бўлади. Холл токи I_y катталиги заряд ташувчиларнинг Холл ҳаракатчанлигига боғлиқ. Шу I_y токни ўлчаб Холл ҳаракатчанлиги топилади.



Тажрибада ён контактлардан бири кесилади ва галванометр (2.11 -расм) дагидек уланади. Агар кесик контактнинг қоқ ўртасидан бўлса, магнитик майдон йўқлигида $R_1=R_2$, $I_g=0$. Магнитик майдон пайдо қилинганда галванометр $I_g=0,5 I_y$ токини қайд қилади.

I_y ток ҳажмий (I_{yb}) ва сиртий (I_{ys}) Холл токлари йиғиндисидир. Агар бу тоklarнинг ҳар бирини ўлчанса, у ҳолда ҳажмий ва сиртий ҳаракатчанликлар катталигини аниқлаб олиш мумкин.

Холл ток усулининг Холл Э.Ю.К. усулига нисбатан афзаллиги шундаки, у I_s ва I_b тоklarни осон ажратади.

Саволлар

1. Яримўтказгичлар сиртида фазовий заряд соҳаси пайдо бўлиши ҳақида қандай мулоҳазалар бор?
2. Сиртий электрик ўтказувчанлик ва унинг ҳажмий ўтказувчанликдан фарқлари қандай?
3. Фазовий заряд соҳасида заряд ташувчиларнинг омик ҳаракатчанлиги хусусиятлари.
4. Фазовий заряд соҳасида заряд ташувчиларнинг Холл ҳаракатчанлигининг омик ҳаракатчанликка муносабати қанақа?
5. Сиртий ҳаракатчанликни ўрганишнинг қандай усуллари бор?

3-боб

Яримўтказгич сиртида адсорбция ҳодисалари

3.1. Адсорбция ва унинг асосий қонуниятлари

Классик Ленгмюр назариясининг асосий фаразлари ҳақида тўхталиб ўтамиз. Яримўтказгич газ муҳит билан тегишганда унинг сирти газ молекулалари билан тўла бошлайди. Бу жараёни адсорбция (сиртга ёпишиш ёки сўрилиш) дейилади. Бу жараён мувозанат ўрнашгунча, яъни сиртга келаётган ва ундан кетаётган газ молекулалари сонлари тенглашгунча давом этади. Яримўтказгич сиртида адсорбланган молекулалар пайдо бўлиши унинг ҳоссаларини ўзгартиради.

Баъзи ҳолларда адсорбция жараёни жуда тез боради, мувозанат деярли бир онда ўрнашади. Бошқа ҳолларда бу жараён етарлича секин кечади ва сирт билан газ муҳит орасида мувозанат ўрнашгунча анча вақт ўтади. Бу ҳолда адсорбланган зарралар сони N вақтга боғлиқ яъни $N(t)$ бўлади. Биз бунда адсорбция кинетикаси ҳақида гап юритамиз.

Адсорбцион мувозанат ўрнатилганда сирт бирлигида ютилган газ молекулалари сони босим P ва температура T га боғлиқ:

$$N = N(P, T) \quad (3.1)$$

(3.1) тенглама ҳолат тенгламаси дейилади.

Ленгмюрнинг классик адсорбция назарияси қуйидаги фаразларга асосланган:

1. Адсорбция айрим адсорбцион марказларда юз беради. Ҳар бир марказ биргина газ молекуласини ушлаб тура олади. Сирт фақат мазкур молекулаларга нисбатан бирдай боғланиш энергияли бир хил адсорбцион марказларга эга. Бундай сиртни энергетик бир жинс сирт дейилади.
2. Адсорбланган молекулалар бир - бири билан ўзаро таъсирлашмайди, яъни боғланиш мустаҳкамлиги фақат марказ ва молекула табиатига боғлиқ
3. Сиртдаги адсорбцион марказлар сони мазкур сирт учун доимий берилган катталиқ. У температурага боғлиқмас ва сиртнинг тўлдирилиши уни ўзгартирмайди.
4. Молекуланинг адсорбланган ҳолатда бўлган вақтида унинг адсорбцион марказ билан боғланиш энергияси ўзгармайди.

3.2. Адсорбция кинетикаси

Бу тушунча олдинги бандда келтирилган эди, адсорбция жараёни етарли секин борганида адсорбланган молекулалар (зарралар) сони вақт бўйича ўзгаради: $N = N(P, T)$. Сирт бирлигида адсорбция марказлари сони N^* бўлсин. Бу ҳолда адсорбция кинетикаси тенгламаси

$$\frac{dN}{dt} = \alpha P(N^* - N) - \beta N \quad (3.2)$$

бунда

$$\alpha = \chi s / \sqrt{2\pi M k T}, \quad \beta = \eta e^{-E_0 / k T} \quad (3.3)$$

(3.2) тенгламадаги биринчи ҳад 1 с да сиртнинг 1 см² га келувчи молекулалар сонини, иккинчи хад эса шу вақтда шу сиртдан кетувчи молекулалар сонини билдиради. М- адсорбланган молекула массаси, s- унинг эффектив юзи, χ - газ молекуласининг марказда ушлаб қолиш эҳтимоллиги, η - молекуланинг десорбцияси (ажралиб чиқиш) эҳтимоллиги, E₀-боғланиш энергияси.

Жараённинг бошланишида сиртнинг тўлдирилиши кичик (N << N*), десорбцияни эътиборга олмасан бўлади ва адсорбция тезлиги учун

$$\frac{dN}{dt} = \alpha P N^* \quad (3.4)$$

ТЕНГЛАМАНИ ОЛАМИЗ.

(3.2) тенгламани t=0 да N=0 бошланғич шартда ечсак,

$$N(t) = \frac{N^*}{1 + b/p} (1 - e^{-at}) \quad (3.5)$$

бунда $a = \alpha P + \beta$, $b = \beta / \alpha$ t << 1/a бўлганда (3.5) ечим (3.4) ифодадаги мос тушади. Бу Ленгмюр ифодалари ҳақиқатда кузатилади аммо баъзи ҳолларда Рогинский –Зелдович тенгламаси

$$\frac{dN}{dt} = C e^{-\gamma / N} \quad (3.6)$$

ва унинг ечими

$$N(t) = \frac{1}{\gamma} \ln \left(1 + \frac{t}{t_0} \right) \quad (3.7)$$

қўлланилади, бунда $\gamma > 0$. Дастлаб бу ечим СО нинг MnO₂ сиртида адсорбланиш кинетикаси учун қўлланган ва тўғри натижа берган. Бошқа ҳоллар учун ҳам айрим қонуниятлар таклиф қилинган, биз бу ерда улар тўғрисида тўхталмаймиз.

3.3. Адсорбцион мувозанат

Агар t = ∞ (адсорбцион мувозанат ўрнашган) деб ҳисобланса, (3.5) дан изотерма тенгламаси ҳосил қилиниши мумкин:

$$N(t) = \frac{N^*}{1 + (b/p)} \quad \text{ёки} \quad N(t) = N^* \frac{P/b}{1 + P/b} \quad (3.9)$$

бунда $b = b_0 \exp(-E_0/kT)$

Кичкина босимлар соҳасида (P << b ёки N << N*):

$$N = N^* P / b . \quad (3.10)$$

Агар адсорбция вақтида молекула иккита атомга ажралса (масалан, H_2 молекула иккита H атомга), (3.9) ўрнига

$$N = \frac{N^*}{1 + \sqrt{b/P}} \quad (3.11)$$

ифода ўринли бўлиб, паст босимлар соҳасида

$$N(t) = N^* \sqrt{\frac{P}{b}} \quad (3.12)$$

бўлади.

Газ муҳит бир қанча газлар аралашмасидан иборат бўлса, ҳар бир газ учун изотерма

$$N(t) = N^* \frac{P_i / b_i}{1 + \sum_i P_i / b_i} \quad (3.13)$$

кўринишида бўлиб, агар ҳамма газлар бир хил марказларда адсорбланса, у ҳолда

$$N(t) = N^* \frac{P_i / b_i}{1 + \sum_i P_i / b_i} \quad (3.14).$$

Ленгмюрнинг (3.9) изотермаси ҳамма вақт ҳам тажрибада тасдиқланмайди. Кўпинча Фрейдлихнинг

$$N = C P^n \quad (3.15)$$

даражали изотермаси (бунда C ва $n < 1$ - доимийлар) ёки

$$N = C \ln(P/P_0) \quad (3.16)$$

логарифлик изотерма (C ва P_0) ўринли бўлади. Юқорида адсорбцион мувозанат ўрнашганда қандай қонуниятлар бўлишлиги ва уларнинг бажарилиши ҳақида қисқача тўхталдик.

Энди адсорбция кинетикаси ҳақида маълумот берамиз. Фараз қилайлик, сирт ва газ муҳити орасида адсорбцион мувозанат ўрнашгандан сўнг босим кескин камаяди - адсорбланган молекулалар сиртни ташлаб кета бошлайди, десорбция жараёни бошланади.

(3.2) тенгламани $t=0$ да $N=N_0$ бўлади (N_0 мувозанатий тўлдирилганлик) деган бошланғич шартга таяниб ечилса,

$$N = N_0 e^{-\beta t} \quad (3.17)$$

кинетика тенгламасини оламиз. Десорбция (адсорбция температурасида) натижасида ҳақиқатда сиртдан ҳамма адсорбатни узоқлаштириб бўлмайди.

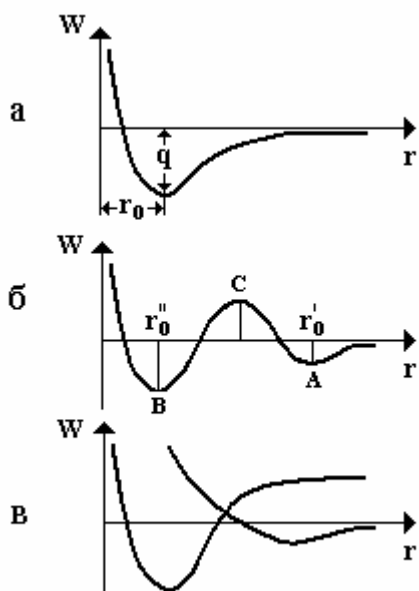
Молекулаларнинг бир қисми қайтмас равишда адсорбланганича қолади. Уларни сиртдан узоклаштириш учун температуранинг етарлича кўтариш керак.

3.4. Физик ва кимёвий адсорбция

Физик ва кимёвий адсорбциялар орасида қандай фарқ бор? Бу фарқ адсорбланган молекулани сиртда тутиб турувчи кучлар табиати ҳар хиллигидан келиб чиқади.

Ҳақиқатан, қаттиқ жисм билан молекула орасида вужудга келиб адсорбцияни тақозо қилувчи кучлар турли табиатли бўлади. Бу кучлар электростатик, Ван дер Ваалс, электрик тасвир кучлари бўлса, бу ҳолда адсорбцияни физик адсорбция дейилади. Агар адсорбция учун жавобгар кучлар кимёвий табиатга эга бўлса, бу ҳолда адсорбцияни кимёвий адсорбция (хемосорбция) дейилади. Бу ҳолда адсорбция молекуланинг қаттиқ жисм билан кимёвий бирикувидан иборат. (3.1,а-расмда) система W энергиясининг адсорбент сирти ва адсорбланувчи зарра орасидаги r масофа функцияси сифатидаги адсорбцион эгри чизик тасвирланган, бунда E_0 – адсорбция иссиқлиги (боғланиш энергияси), r_0 – мувозанатий масофа.

Хемосорбция, физик адсорбциядан фарқли равишда кичикроқ r_0 ва анча катта E_0 роқали ифодаланади. Физик адсорбция ҳолида $E_0 \sim 0,01-0,1$ эВ тартибида бўлса, кимёвий адсорбция ҳолида $E_0 \sim 1$ эВ чамасида. Физик адсорбция ҳолида адсорбцияланувчи (сиртга ютилувчи) молекула ва адсорбент панжараси икки мустақил система тариқасида қаралиши мумкин.



3.1-расм

Кўпинча адсорбцион эгри чизик $W=W(r)$ ги 3.1.б-расмдагидек чизилади, унда энергетик (активацион) тўсиқ билан ажралган иккита минимум бор. Бунда биринчи чуқурмас $r=r_0^1$ минимумни физик адсорбция деб аталади, чуқурроқ $r=r_0^1$ минимумни кимёвий адсорбцияга тегишли деб ҳисобланади

Кимёвий адсорбция ҳолида адмолекула ва панжара битта квантомеханик системани ташкил этади.

3.1-расмда кўрсатилган адсорбцион минимумларни ҳисоблаш масаласи устида тўхтайлик. 3.1.а- расмдаги $W=W(r)$ эгри чизикдаги физик (Ван дер Ваалс) адсорбция минимумини ҳисоблашда мувозанатий r_0 масофа учун адсорбланадиган зарра ва адсорбент атоми радиуслари йиғиндисига тенг ёки кичикроқ қийматлар олинган. Радиуслар йиғиндисидан кичик масофаларда Ван дер Ваалс ўзаро таъсири (физик адсорбция тушинилади) маъносини йўқотади, бунда

алмашинув ўзаро таъсири кучга киради.

($r_0^{11} < r_0^1$). Зарранинг А нуктадан энергетик тўсиқ орқали В нуктага ўтиши зарранинг физик адсорбция ҳолатига ўтишини билдиради. Аммо, бундай адсорбция эгри чизиғи бўлиши мумкин эмас. Физик ва кимёвий адсорбциялар, албатта, системанинг икки турли электрон ҳолатини ифодалайдиган икки турли адсорбцион минимумни ажратадиган энергетик тўсиқ, 3.1.в-расмда кўрсатилганидек, икки адсорбцион эгри чизиқлар кесишиши оқибатида вужудга келиши мумкин.

Энди хемосорбцияни қараб чиқамиз.

Системани даставвал кўзгатиш (фаоллаш) дан сўнг амалга ошадиган адсорбцияни фаоллашган (активлашган) адсорбция дейилади, бунда муайян энергия сарфланади.

Одатда кимёвий адсорбция фаоллашган адсорбция бўлади, аммо бу зарурий шарт эмас.

Фаоллашган адсорбция кинетикаси оддий (фаоллашмаган) адсорбцияникидан фарқ қилади. Оддий адсорбция жуда тез боради, адсорбцион мувозанат амалда бир онда ўрнашади, температура қанча паст бўлса, шунча тезроқ юз беради. Фаоллашган адсорбция ҳамда мувозанат секин ўрнашади, адсорбция тезлигини ўлчаш мумкин, температура қанча юқори бўлса, бу тезлик шунча катта. Иситиш адсорбцияни тезлаштиради.

Адсорбция жараёни бошида, (3.3.) ва (3.4.) ифодага мувофиқ, адсорбция тезлиги учун

$$\frac{dN}{dt} = \chi \frac{sN^*}{\sqrt{2\pi MkT}} P \quad (3.18)$$

муносабат ўринлидир. χ кўпайтувчи газдан адсорбцион марказга ўтган молекуланинг шу марказда маҳкамланиб қолишилиги эҳтимолини ифодалайди. Фаоллашган ва оддий адсорбциялар фарқи χ кўпайтувчи кўринишига боғлиқ. Оддий адсорбция ҳолида χ коэффициент температурага боғлиқ эмас ва $\chi = 1$.

Демак, оддий адсорбция тезлиги температура ошганида секин камайиб боради. Фаоллашган адсорбция ҳолда

$$\chi \sim \exp(-E/kT) \quad (3.19)$$

деб фараз қилинади, бунда E -фаоллаш энергияси. Демак, T ортганда фаоллашган адсорбция тезлиги жуда тез экспоненциал ортиб боради. Одатда фаоллаш тўсиғи тушунчаси киритилиб, унинг баландлиги E га тенг бўлади.

Фаоллаш тўсиғининг табиати қандай?

Фаоллаш тўсиғи молекула адсорбцияси унинг атомларга ёки радикалларга парчаланиши ҳолида вужудга келади. Бу масала водород молекуласи H_2 нинг иккита H атомга ажралиши мисолида кўриб чиқилган. Умумий ҳолда

$$N^* \sim e^{-E_1/kT}, \chi \sim e^{-E_2/kT} \quad (3.20)$$

Фаоллаш энергияси $E = E_1 + E_2$

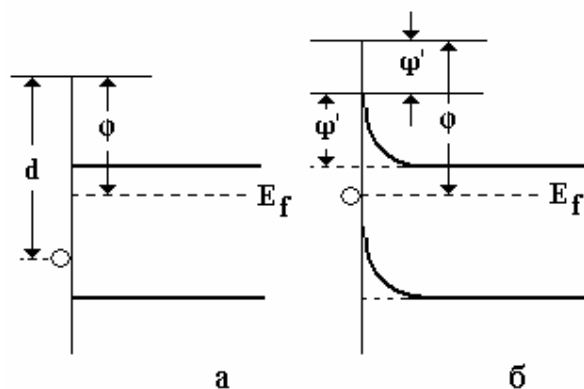
Фаоллаш тўсиғи физик ва кимёвий адсорбция (хемосорбция) ҳолларида вужудга келиши мумкин.

3.5. Яримўтказгичда анион ва катион адсорбция

Кўпинча, кимёвий адсорбция (хемосорбция) ҳолида адсорбланадиган молекула ва яримўтказгич орасида заряд ташувчилар алмашинуви юз беради деб ҳисобланади, бунда албатта сирт зарядланади. Агар N_M адсорбент сиртининг 1 см^2 юзига адсорбланадиган молекулалар сони бўлса, сиртий заряд зичлиги $e N_M$ бўлади.

Хемосорбция вақтида электрон қаттиқ жисмдан адсорбланган (ютилган) атомга ўтса унда манфий ион адсорбланади. Буни анион адсорбция дейилади ва у n-тур яримўтказгичда содир бўлиши мумкин.

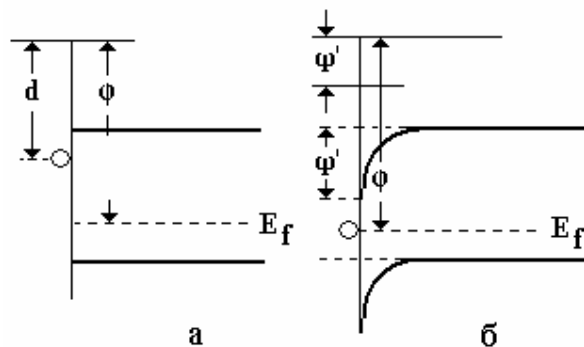
Анион адсорбцияда сиртнинг манфий зарядланиши электрон потенциал энергиясининг ҳажмдагига нисбатан сиртда юқори бўлишига олиб келади. Бинобарин, электроннинг чиқиши учун ϕ га кўшимча ϕ^1 потенциал тўсиқ вужудга келади.



3.2-расм

Адсорбциянинг давомида ϕ^1 то кристалнинг ва адсорбатнинг Ферми сатҳлари тенглашгунча ортиб боради. Бунда мувозанат ўрнашади. ϕ^1 кўшимча тўсиқ баландлигини адсорбланган атомлар N_M сони аниқлайди.

Хулоса шуки, анион адсорбция оқибатида электроннинг яримўтказгичдан чиқиши ϕ^1 миқдорга ортади, электрон (n-тур) яримўтказгич ўтказувчанлиги камаяди.



3.3-расм

Катион адсорбция р-тур яримўтказгичда юз беради. Агар яримўтказгичдан чиқиш иши адсорбланган атомнинг ионланиш энергиясидан катта бўлганда катион адсорбция кузатилади. Бу ҳолда кристалл сиртида мусбат ион адсорбланади. Адсорбланган атомлар сони орта борган сари сирт яқинида зоналар пастга эгилади, р-тур яримўтказгичдан чиқиши ва унинг ўтказувчанлиги камаяди.

Пуассон тенгламасини ечиб,

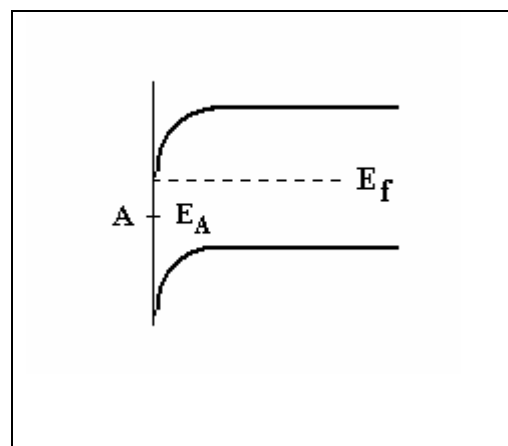
$$N_M = \left[\frac{\varepsilon}{2\pi e} n_0 \phi^1 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.21)$$

боғланиш олинган. Бунга кўра, тажрибадан ϕ^1 ни аниқлаб, N_M ни топиб олиш мумкин. N_M нинг $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ бўлишлиги топилган. Асосий атомлар сиртий зичлиги 10^{15} см^{-2} деб ҳисобланса, N_M унинг 1% дан камроғини ташкил қилади. Бошқа усуллар ёрдамида N_M қийматлари аниқланади. Улар юқоридагисидан анча катта бўлишлиги маълум бўлган.

3.6. Хемосорбциянинг замонавий назарияси

Бу назарияга асосан, хемосорбция вақтида яримўтказгич кристали сиртида маҳаллий энергетик сатҳ вужудга келади.

Бу сатҳ сиртий нуқсонлар билан боғлиқ сатҳларга ўхшашлиги бор. Аммо, улар орасида тафовут ҳам бор. Хемосорбцион зарралар сиртга келади ва ундан кетади, оддий нуқсонлар эса жойида қолаверади. Адсорбция вақтида ҳосил бўладиган сатҳ (E_a) нинг вазияти адсорбент кристалл панжараси хоссаларига ҳамда атомнинг табиатига боғлиқ.



3.4-расм

Агар адсорбцион сатҳга кристалнинг эркин электрони жойлаша олса, у ҳолда бу сатҳ акцептор сатҳ бўлади. Агар адсорбцион сатҳ ўзига эркин ковакни қабул қиладиган бўлса, у ҳолда бу сатҳ донор вазифасини ўтайди.

Хемосорбциянинг икки шакли фарқ қилинади.

- 1) Кучсиз (суст) хемосорбция ҳолида адсорбланган зарра электрик жихатдан нейтрал қолади ва бинобарин, у билан каттиқ жисм орасидаги алоқада эркин заряд ташувчилар қатнашмайди.
- 2) Мустаҳкам хемосорбция ҳолида адсорбланган заррача электрик зарядланган бўлади, кристалл панжарасининг эркин заряд ташувчилари хемосорбцион боғланишда бевосита иштирок этади.

N_m - кристалл сиртида адсорбланган молекулаларнинг умумий сони, N_m^{\perp} зарядланган ҳолатдаги молекулалар сони бўлсин. Адсорбланган молекуланинг зарядланган ҳолатда бўлиши эҳтимоллиги $\eta = \frac{N_m^{\perp}}{N_m}$.

Агар бу сатҳ E_a акцептор бўлса, у ҳолда

$$\eta = 1 / (1 + \exp \frac{E_F - E_a}{kT}) \quad (3.22)$$

агар бу сатҳ E_d донор бўлса, у ҳолда

$$\eta = 1 / (1 + \exp \frac{E_d - E_F}{kT}) \quad (3.23)$$

бўлади, E_F - Ферми сатҳи.

Электрик ўлчамлардан (масалан, адсорбцияда чиқиш ишининг ўзгаришини ўлчаб) η N_m катталикини аниқлаш мумкин.

3.7. Тажрибада адсорбциянинг чиқиш ишига ва ўтказувчанликка таъсирини тадқиқлаш

Адсорбцияда сиртнинг қопланиш даражаси тўғрисида маълумот берадиган тажрибалар ўтказувчанликни ва чиқиш ишини ўлчашлардир.

Яримўтказгичларнинг электрик хоссаларига адсорбциянинг таъсирини ўрганиш учун тадқиқланувчи кристалли вакуумга жойланади. Бундай тадқиқотларда намунига ўтказувчанлиги қуйидаги усуллар ёрдамида ўлчанади:

1) Ўзгармас ток кўприги усули. Олдиндан даражалаб олинган мувозанатсиз кўприкни қўллаш қулай, чунки бу услуб жараён кинетикаси-адсорбция вақтида намуна қаршилигининг вақт бўйича ўзгаришини ўрганиш имконини беради.

2) Компенсацион усул. Одатда ўтказувчанликни ўлчашнинг икки зондли усули қўланилади.

3) Намунада ўзгармас кучланиш тутиб турилгани ҳолда намуна орқали токнинг адсорбция оқибатида ўзгаришини аниқлаш усули. Бу энг содда усул катталиклар тартибини баҳоловчи ўлчашларда қўлланади.

Контакт потенциаллар айирмасини ўлчашнинг бутун бир қатор усуллари мавжуд.

Адсорбция жараёнида чиқиш ишининг ўзгаришини тадқиқлашда яримўтказгич-металл контактининг металл қатламида чиқиш иши ўлчашлар вақтида ўзгармаслигига ишонч бўлиши керак. Тажрибалар натижалари кўрсатишича бу шарт бажарилади.

Бикутбий (бир вақтда электрон ва ковак) ўтказувчанликли яримўтказгич учун адсорбция вақтида сирт заряди ишорасини аниқлашда бир вақтда ҳам чиқиш иши, ҳам ўтказувчанлик ўлчанса яхши натижа олинади.

Сув буғлари, спирт, ацетон ва бошқа бир қатор моддаларнинг яримўтказгичга адсорбланиши (сиртига ютилиши) унинг зоналарини пастга

эгади, бу эса ўтказувчанлик ва чиқиш ишини ўлчашларда намоён бўлади. Кислород одатда чиқиш ишини ва р-тур кристалл ўтказувчанлигини амалга оширади, яъни кислород ютилганда сирт манфий зарядланади.

Дипол моментли молекулалар муайян йўналишда адсорбланганда зоналар эгилишига молекулаларнинг кристалл билан боғланиши донор ёки акцептор ҳарактерли бўлишига таъсир кўрсатади. Адсорбция жараёнида сиртга ҳар хил ориентирланган молекулалар зоналар эгилишини бир томонга ўзгартириши мумкин.

Сув буғи муҳитида германийнинг сиртий ўтказувчанлиги n-тур, озон атмосферасида р-тур бўлади, куруқ кислород муҳитида ўтказувчанлик минимуми кузатилади. Баъзи ҳолларда босим кенг ораликда ўзгарганида ҳам ўтказувчанлик минимумини олиш ва адсорбция вақтида ҳосил бўладиган сиртий сатҳлар параметрларини аниқлаш мумкин.

Молекулалар адсорбланганда сиртий потенциалнинг ўзгариш усули сиртий электрон ҳолатлар ҳақида бир қатор муҳим маълумот беради. Аммо, бу усул ҳам бекамикўст эмас.

Саволлар

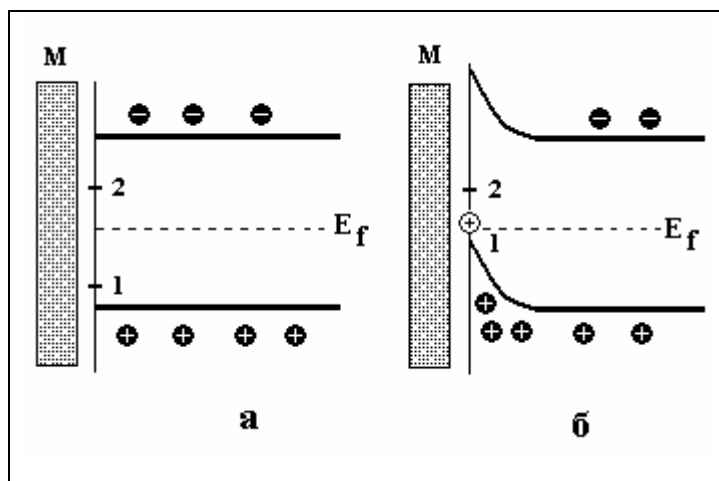
1. Адсорбция ҳодисаси нима?
2. Адсорбциянинг асосий қонуниятларини баён қилинг.
3. Адсорбция жараёни боришини (кинетикасини) тавсифланг.
4. Адсорбцион мувозанат шароитини баён қилинг.
5. Физик адсорбция деб қандай адсорбцияга айтилади?
6. Кимёвий адсорбция (хемосорбция) деб қандай адсорбцияга айтилади?
7. Анион ва катион адсорбцияларни таърифланг.
8. Хемосорбция назарияси асосларини тушунтиринг.

4 - боб

Яримўтказгичларда майдон эффекти

Сиртий потенциални ўзгартиришининг мукамалроқ усули майдон эффекти деб аталган ҳодисадир.

У куйидагидан иборат: агар бир қопламаси намуна, иккинчиси металл бўлган, қопламалар орасига катта диэлектрик сингдирувчанлик (ϵ) ли изолятор (диэлектрик) жойланган конденсатор йиғилса ва унга кучланиш берилса, бу ҳолда яримўтказгич сирти яқинида ҳажмий заряд ҳосил бўлиб, у металл пластинкасидаги зарядни нейтраллайди.



4.1, а-б-расм

Фараз қилайлик, майдон (кучланиш) кўйилгунча мазкур (р-тур) ўтказгич учун энергия зоналарининг бошланғич эгилиши нолга тенг эди. (4.1,а-расм). Майдон (кучланиш) берилганда (4.1.б-расм) сирт яқинидаги соҳада коваклар зичлиги ҳажмдагидан ортиқ бўлади, энергия зоналари юқорига эгилади.

Яримўтказгич намунаси сиртида ҳосил қилинадиган майдонни ўзгартириб сиртий потенциални кенг ораликларда ўзгартириш мумкин. Бу ўзгаришда сирт соҳасидаги зарядлар тақсимооти ўзгаради. Электрик майдон таъсирида яримўтказгич кристали ўтказувчанлигининг ўзгариши ҳодисасини майдон эффекти дейилади.

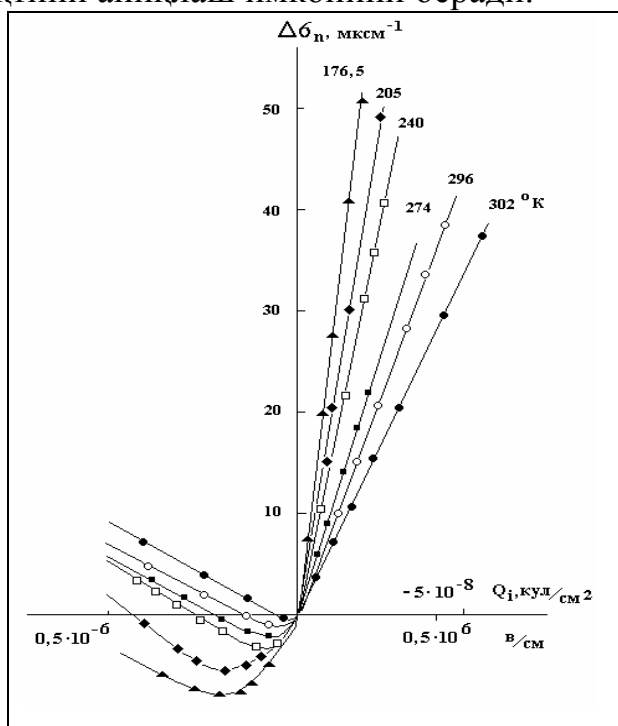
Маълумки, яримўтказгич сиртида электрон ҳолатлари мавжуд бўлади. Майдон таъсирида пайдо бўлган зарядларнинг бир қисми ана шу ҳолатларга ўтиради. Сиртий ҳолатлар зичлиги қанча катта бўлса, майдон эффекти ҳодисасида ўтказувчанликнинг кузатилган стационар ўзгариши шунча кичик бўлади. Шу воқеа туфайли сиртий ҳолатлар параметрлари ҳақида маълумотни олиш учун майдон эффектини ўлчашлардан фойдаланиш мумкин. Ташқи электрик майдон ёрдамида сиртий потенциални ўзгартириш усули олдин қаралган молекулалар адсорбцияси усулига нисбатан қатор афзалликларга эга:

1) Майдон эффекти усулида текширишлар ўтказилганда сиртий ҳолатлар тизими ўзгармайди, адсорбция холида ўзгариш бўлар эди. Бунда фақат сиртий ҳолатларнинг тўлдирилганлиги ўзгаради. Аммо, жуда катта майдон ҳосил қилинганда электроадсорбция ҳодисаси юз беради.

2) Майдон эффекти усулида етарлича ораликда сиртий потенциални амалда узулуксиз ўзгартириб бориш ва хохлаган зоналар эгилишини ҳосил қилиш мумкин.

4.1. Майдон эффекти усули ёрдамида яримўтказгичлар сиртининг энергетик тузилишини ўрганиш

Стационар (вақт бўйича доимий) ҳолда майдон эффектини ўлчашлар асосида сиртий ўтказувчанлик турини (n-турми, p-турми) аниқлаш, сиртда зоналар бошланғич эгилишини топиш ва зоналар эгилишининг қўйилган кучланишга боғлиқлигини аниқлаш мумкин. Майдон эффекти маълумотлари асосида зоналар эгилишига боғлиқ равишда сиртий соҳадаги заряд ва сиртга ўтган заряд миқдорини аниқлаш мумкин. Ниҳоят, майдон эффекти кинетикасини (ностаціонар ҳол!) ўрганиш сиртий ҳолатлар релакция вақтини аниқлаш имконини беради.



Бу усул сиртдаги электрон ҳолатлар зичлиги унча катта бўлмаган ($\sim 10^{10}-10^{12}$ см⁻²) ҳолда яхши натижалар беради. Ҳажмдаги зоналар ва сиртий ҳолатлар орасида мувозанат ўрнашган ҳолни қарайлик. Тажрибада намуна ўтказувчанлиги $\Delta\sigma$ ўзгаришининг конденсаторга қўйилган кучланиши V кучланишга боғланиши $\Delta\sigma = f(V)$ ёки майдон пайдо қилган умумий заряд Q га боғланиши $\Delta\sigma = \varphi(Q)$ ўлчанади. $Q = CV$, бунда C -конденсатор (намуна- майдоний электрод) сиғими одатда C бир неча ўн пикофарада қийматга эга

4.2-расм

бўлади.

4.2-расмда (n-Ge), 4.3- расмда (n-Si) майдон эффектининг тажрибада олинган эгри чизиқлари тасвирланган.

4.2 - 4.3- расмларни қараганда муайян ишорали кучланиш берилган

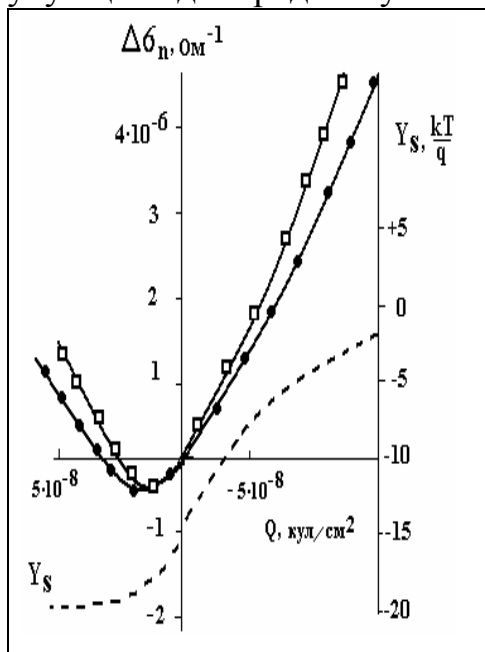
$$Q_{sc} = 2en_i L F(Y_s U_B) \quad (4.1)$$

$$E_s = \frac{2en_i L}{\epsilon} F(Y_s, U_B), \quad (4.2)$$

$$\Gamma_p = n_i L G(Y_s, U_B), \quad \Gamma_n = n_i L G(-Y_s U_B) \quad (4.3)$$

ҳолда сиртий ўтказувчанликнинг ўзгариш ишораси сиртий ўтказувчанлик турини бир қийматли аниқлаб беради. Сиртий ўтказувчанликнинг зоналар

эгилишига боғланиши минимуми вазияти кристалнинг ҳажмий хоссаларигагина боғлиқ ва зоналарнинг дастлабки эгилишига боғлиқ эмас. Шунинг учун минимум нол нуқта бўлиб, ундан бошлаб ўтказувчанликнинг тажрибавий ва назарий қийматлари ҳисоб қилиниши мумкин. Ҳажмда тўла ионлашган киришмали материал учун назарий эгри чизикни ҳисоб қилиш учун ҳажмда заряд ташувчилар зичлиги ва ҳаракатчанлигини билиш керак.



4.3-расм

Экранланиш чуқурлигида ҳажмий заряд Q_{sc} , сиртдаги майдон E_s ва электронлар ҳамда коваклар зичликлари Γ_n ва Γ_p , зоналар эгилиши Y_s бўлса, бу ифодаларда $U_B = \ln \lambda / \beta$ -Ферми сатҳи ва ҳажмда тақиқланган зона ўртаси орасидаги kT/e бирликдаги масофа. Сиртий ўтказувчанлик ҳисоби

$$\Delta\sigma = e(\mu_p \Gamma_p + \mu_n \Gamma_n) \quad (4.4)$$

ифода асосида бажарилади.

Ҳажмида киришмалар ионлашиш даражаси ихтиёрий бўлганда ҳисоб анча мураккаб бўлади.

4.2. Майдон эффекти ўлчашлари асосида сиртий сатҳлар параметрларини аниқлаш

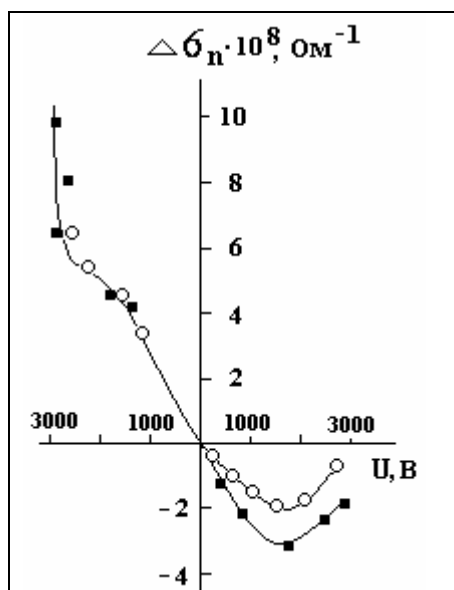
Ташқи электрик майдон (майдоннинг ичкарига кириши) экранлаш чуқурлигидаги Q_{sc} зарядни ўзгартириб юборади. Майдон таъсирида ҳосил бўлган умумий заряд

$$Q = Q_{sc} + Q_{ss} \quad (4.5)$$

электродга (металга) қўйилган ҳар бир кучланиш қиймати учун Q нинг катталиги $Q = CV$ асосида ҳисобланиши мумкин. Y_s (V) боғланишдан мазкур майдонга мос келувчи зоналар эгилишини аниқлаш мумкин. Топилган Y_s учун Q_{sc} ҳисобланади. Сиртий заряд

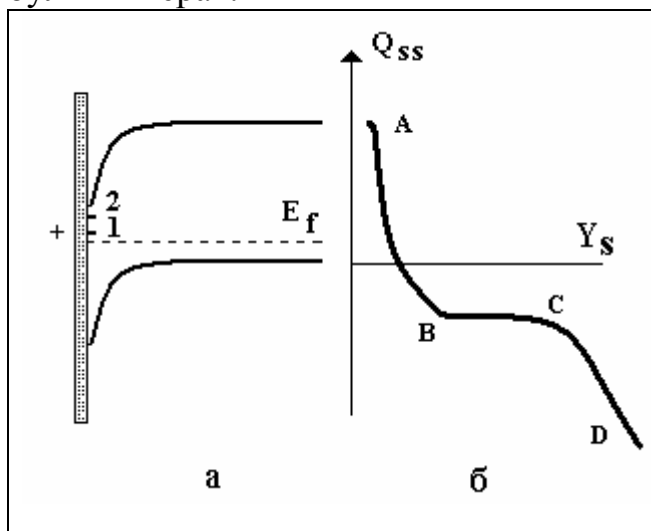
$$Q_{ss}(Y_s) = CV - Q_{sc} Y_s \quad (4.6)$$

ифодадан топилади. Шу равишда германий учун олинган $Q_{ss}(Y_s)$ боғланиш 4.4-расмда тасвирланган. Бир қатор ҳолларда $Q_{ss}(Y_s)$ боғланиш намунадаги сиртий сатҳлар дискретлиги ёки узлуксизлигини аниқлаб



4.4-расм

беради. Агар сиртий сатҳлар дискрет (айрим-айрим) бўлса ва бир биридан етарлича катта масофада жойлашган бўлса, $Q_{ss}(Y_s)$ эгри чизик поғонасимон бўлиши керак.



4.5-расм

Буни 4.5-расмда кўриш мумкин. Зона пастга эгилади дейилганда ($Y_s > 0$) дастлаб Ферми сатҳига яқин сиртий 1 сатҳ тўлдирилади (4.5,б- расм, АВ қисми).

Бирор Y_s қийматида у тўла тўлдирилади, аммо 2 сатҳ Ферми сатҳидан анча йироқда. Y_s ортиб борган (зона эгилиши ортган сари) Q_{ss} заряд ВС қисмда доимий қолади, кейин эса (CD қисм) 2 сатҳ тўлдирилиши ўзгара боради.

Шундай поғонасимон $Q_{ss}(Y_s)$ боғланиш CH_2O учун кузатилган эди.

Кремний ва германий учун $Q_{ss}(Y_s)$ нинг силлиқ (поғонасиз) ўзгариб бориши ҳосдир. Бундай ўзгариш:

- 1) сиртдаги энергетик сатҳлар узуликсиз спектрга эга бўлганда;
- 2) бир бирига яқин жойлашган сиртий сатҳлар ҳолида ўринли бўлади. Паст температурада германийда дискрет сатҳлар кузатилади. Майдон эффекти ўлчашлари натижаларини ҳаракатчанлик ўлчамлилигига эга катталиқ

$$M_{мэ} = \frac{d\Delta\sigma_c}{dQ} \quad (4.7)$$

ёрдамида тавсифлаш баъзан қулайлик беради. Уни майдон эффекти ҳаракатчанлиги дейилади. Унинг учун куйидаги назарий ифода олинган:

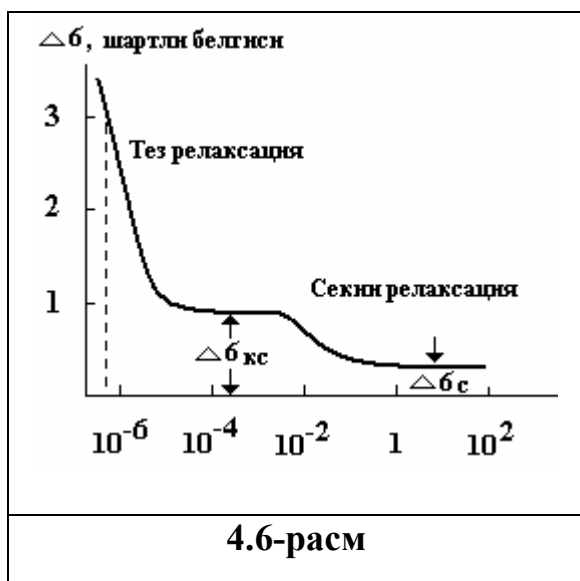
$$\mu_{мэ} = \mu \frac{b^{-1} - \lambda^{-2} \exp Y_s}{1 + \lambda^{-2} \frac{Z}{\exp Y_s} \varphi \exp \varphi_s} \quad (4.8)$$

бунда

$$Z = 2F / \lambda n_i L; \quad \varphi = \frac{\exp \varphi_s}{e} \frac{dQ_{ss}}{d\varphi_s} \quad (4.9)$$

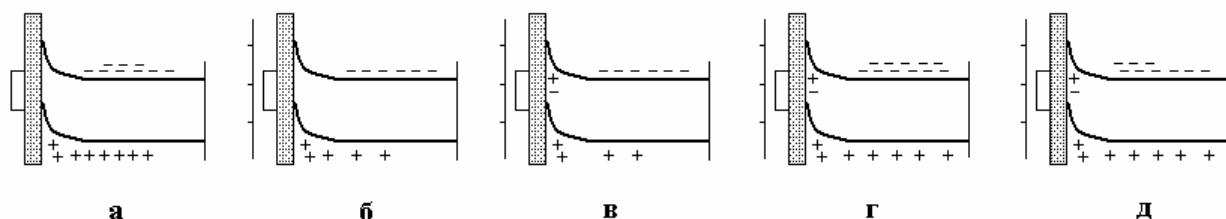
Кремний учун сиртий сатҳлар параметрлари $\mu_{эп}$ ни ўлчашлар асосида ва оддий йўл билан –сиртий сатҳларга ушланиш эгри чизиғи таҳлили асосида аниқланган.

4.3. Майдон эффеќти кинетикаси



Майдон эффеќтини дастлабки тадќикотлардаёк сиртий ўтказувчанлик майдон ҳосил қилинган пайтда етарли тез ўзгаради, сўнгра аввал жуда тез, кейин секин равишда қандайдир стационар қийматгача (баъзан нолгача) камаяди деб тасдиқланган эди. Майдон эффеќтининг бундай ўзгариши германий, кремний, Cu_2O , PbS , CdS , GaAs яримўтказгичларда кузатилган. 4.6-расмда $\Delta\sigma_c$ нинг τ га боғланиши тасвирланган 10^{-8} с тартибидаги ваќтда сиртий ўтказувчанлик дастлабки

қийматидан анча пастга тушади, $\sim 10^{-5}$ с да қандайдир $\Delta\sigma_c$ квазистационар қиймат ўрнашади. Кейин яна 10^{-3} с дан секундгача, ҳатто соатларгача давомда стационар қиймат $\Delta\sigma_c^{\text{cm}}$ ўрнашади.



$\Delta\sigma_c$ нинг ваќт ўтши билан камайиши сабаби: майдон ҳосил қилган заряд ташувчиларнинг бир қисми сиртий сатҳларга ўтади, улар энди ўтказувчанликда қатнаша олмайди. Майдон эффеќти кинетикасининг бу ҳослиги германий ва кремнийда сатҳларнинг икки тизими борлигини, уларнинг релаксация ваќтлари бир биридан кучли даражада фарк қилишлигини тасдиқлайди. $\tau_s \leq 10^{-8}$ с релаксация ваќтига эга бўлган сатҳларни “тез” сатҳлар деб, $\tau_s \geq 10^{-3}$ с бўлганларини секин сатҳлар деб номланган.

Бу катта тофовут сатҳларнинг жойлашиши билан боғлиқдир. Маълумки, германийнинг ҳақиқий сиртида едириш кимёвий ишловидан кейин $\sim 10\text{\AA}$ қалинликдаги оксид қатлами мавжуд бўлади. Ҳавода бу қатлам қалинлиги $\sim 50\text{\AA}$ гача ортади, термик ишловдан сўнг у яна ҳам қалин бўлиши мумкин. Оксиднинг ташқи сиртидаги ҳолатлар “секин” ҳолатлар бўлади, чунки уларнинг ҳажмдаги зоналар билан заряд ташувчилар алмашинуви қийин, релаксация ваќти катта.

Оксид-яримўтказгич чегарасида жойлашган сиртий ҳолатлар *“тез” ҳолатлар* бўлади, чунки уларнинг τ_s кичикдир. 4.7-расмдаги диаграммалар ёрдамида майдон эффекти кинетикасини батафсил қараб чиқамиз.

Майдон киритилгунча n-Ge намунаси сиртида инверсион қатлам мавжуд бўлсин (зоналар бошланғич эгилиши юқорига, 4.7,а-расм).

Металл пластинка манфий бўладиган қилиб майдон киритамиз (кучланиш берамиз) (4.7, б-расм). Пластинадаги зарядни нейтраллаш учун ноасосий заряд ташувчилар (коваклар) ҳажмдан сирт яқинидаги соҳага, электрон эса-ҳажмдан металл электродга ўтади.

Сирт яқинидаги потенциал тўсиқнинг баландлиги шундай ўзгарадики, бунда ҳажмий заряд соҳасида N та ортиқча коваклар, ҳажмда эса N тага кам электронлар ва коваклар пайдо бўлади. Бинобарин, намуна ўтказувчанлиги ўзгаради:

$$\Delta\sigma_c = e N (\mu_{ps} - \mu_{nb} - \mu_{ps}) \quad (4.10)$$

Бу $\Delta\sigma_c$ нинг ўрнашиш жараёни диффузион – дрейф мувозанат ўрнашиши (максвелл релаксация вақти) $\tau_m = \varepsilon/4\pi\sigma_0$ вақти давомида юз беради, бунда σ_0 – намунанинг солиштирма қаршилиги.

Бу вақт заряд ташувчиларнинг экраниланиш масофасига тенг масофага диффузияси вақтига тўғри ва мазкур материалнинг RC си билан аниқланади. Тадқиқланган Ge намуналари учун $\tau_m \sim 10^{-11}-10^{-12}$ с бўлган.

Бундан кейин $\tau_s \sim 10^{-8}$ с реланция вақти давомида зоналар ва *“тез”* сатҳлар орасида мувозанат ўрнашади (4.7, в-расм): *“тез”* сиртий сатҳлар ва ҳажмий ҳаряд соҳасидаги умумий заряд eN га тенг. Агар умумий заряднинг сиртда ўрнашган қисмини x орқали белгиласак, у ҳолда майдон пайдо қилингандан 10^{-8} с кейин ўтказувчанлик ўзгариши

$$\Delta\sigma_c = e N [(1-x)\mu_{ps} - \mu_{nb} - \mu_{pb}] \quad (4.11)$$

бўлади. Намунада ортиқча заряд ташувчилар яшаш вақтига τ га тенг (Ge учун $\sim 10^{-5}$ с) вақтда ҳажмда, майдон киритилгунча мавжуд бўлган, коваклар ва электронлар зичликлари мувозанати ўрнашади (4.7,г-расм).

Ўтказувчанликнинг $\sim 10^{-5}$ с ўтгач ўзгариши

$$\Delta\sigma_c = eN(1-x)\mu_{ps} \quad (4.12)$$

$\Delta\sigma_c$ нинг кейинги ўзгариши заряд ташувчиларнинг *“секин”* сиртий сатҳларга ўтиши билан боғлиқ бўлади (4.7, д-расм). Уларнинг зичлиги катта бўлганлиги учун оқибат натижада майдон пайдо қилган барча зарядлар *“секин”* сатҳларга ўтиб олиши мумкин.

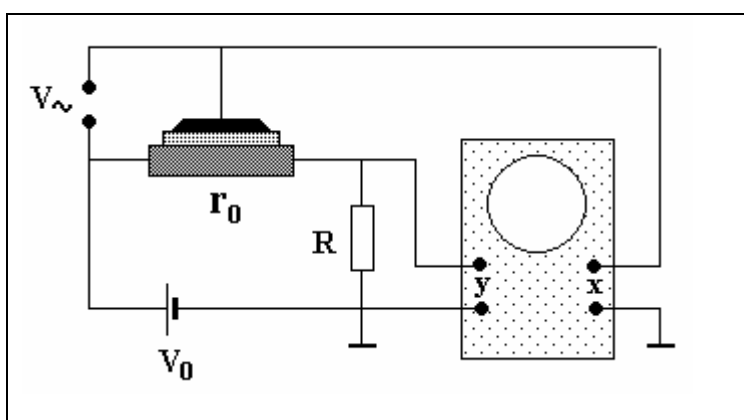
Зоналарнинг сирт яқинида эгилиши ўзининг олдинги қийматига қайтади, $\Delta\sigma_c$ эса нолга интилади. Бу жараён кенг ораликда (минутлардан соатларгача) ўзгарадиган *“секин”* ҳолатлар релаксацияси вақти давомида юз беради.

Баён қилинганидан кўринишича, майдон эффекти кинетикасини турли вақт оралиқларида тадқиқлаш асосида бир қатор муҳим параметрларни олинади, “тез” ва “секин” сиртий сатҳлар релаксация вақтларини аниқланади, ортиқча заряд ташувчилар яшаш вақти топилади.

Бу ҳолда майдон эффекти ҳаракатчанлигига тенг бўлган заряд ташувчилар сиртий ҳаракатчанлигини ҳам аниқлаб олса бўлади.

4.4. Майдон эффектини тадқиқлашнинг тажрибавий услубияти

Майдон эффектини ўлчаш учун намуна-майдоний электроддан иборат конденсатор йиғилади. “Тез” ҳолатлардаги зарядни аниқлаш учун ўзгарувчан кучланишга асосланган майдон эффекти усули қўлланилади. Унинг принципиал схемаси (4.8-расмда) тасвирланган.



4.8-расм

Ге намунасига бир неча вольт V_0 ўзгармас кучланиш берилади. Майдоний электродга V - ўзгарувчан кучланиш уланади. Оқибатда юклама қаршилик R да V ўзгарувчан сигнал пайдо бўлиб, у Y - осциллограф пластинасига узатилади. Агар осциллографнинг X пластинасига ўшандай кучланиш берилса, экранда ўтказувчанлик ўзгаришининг V ўзгарувчига боғланишини бевосита кузатиш мумкин. Сигнал билан намуна қаршилиги орасидаги боғланишни топиш қийин эмас:

$$\Delta\sigma = \frac{v(R + r_0)^2}{r_0^2 V_0 R - v r_0 R (r_0 + R)} \quad (4.13)$$

Бу боғланиш анча мураккаб. Биз икки хусусий ҳолни кўраемиз.

1. Ўзгармас кучланиш режими. Агар $R \ll r_0 - \Delta r$ бўлса, майдон таъсирида намуна ўтказувчанлигининг ўзгариши намуна ва юклама орасида кучланиш тақсимотини деярли ўзгартирмайди. Намунада майдон ўзгармас, занжирда ток ўзгаради. (4.13) ифода бу ҳолда

$$\Delta\sigma = \frac{v}{V_0 R} \sim v \quad (4.14)$$

содда кўринишга келади.

2. **Ўзгармас ток режими.** Агар $R \gg r_0$ бўлса, занжирдаги ток ўзгармас, уни юклама қаршилиги аниқлайди. (4.13) ифода бу ҳолда

$$\Delta\sigma = \frac{vR}{r_0^2 V_0 - vr_0 R} \quad (4.15)$$

кўринишини олади. Фақат $r_0^2 V_0 \gg vr_0 R$ бўлгандагина $\Delta\sigma \sim v$ бўлади ҳолос.

Демак, ўзгармас кучланиш режимида майдон эффектини ўлчаш қулайроқ экан.

Майдон эффектини ўзгарувчан кучланиш бериб ўрганишини тажрибавий энг мухим усуллари қараб чиқайлик.

а) Майдон эффектини П-импульслик кучланишда ўлчаш. Бу усулда майдоний электродга П-импульслар шаклида кучланиш бериледи. Импульсларни етарли катта вақтли қилиб танлаб, бу усул ёрдамида майдон эффектини тадқиқлаш ва $\Delta\sigma_c$ камайиши ҳусусий вақтини аниқлаш мумкин. Унинг баъзи камчиликлари ҳам бор.

б) Майдон эффектини синусоидал кучланишда ўлчаш. Бу усул майдон эффекти эгри чизиғини осциллограф экранда бевосита кузатиш имконини беради. Бу усулнинг асосий афзаллиги шундаки, майдон эффекти эгри чизиғини расмга олиш вақти осциллограммани фотосуратга олиш вақтига амалда тенг ва сиртий сатҳлар параметрларининг мумкин бўлган секин ўзгаришлар натижаларни бузмайди ва х.к.

в) Зоналар дастлабки эгилиши ўзгаргани ҳолда ўзгарувчан сигналларда майдон эффектини ўлчаш усули. Кичик сигнал деб амплитудаси kT/e дан кичик бўлган ўзгарувчан кучланишга айтилади. Сирт энергетик тизимини ўрганишда майдон эффектини кичик синусоидал ёки импульсли кучланишлардан (кичик сигналлардан) фойдаланиш усули энг кўп тарқалган. Бу усулни қўллаш афзалликлари: назария билан таққослаш қулайлиги, элементар эффектларни ажратиб олиш имкониятлари, майдон ёрдамида, сиртда, тақиқланган зонанинг кичкина қисмидагина сиртий сатҳларни тўлдирилиш даражасини ўзгартириш имконияти.

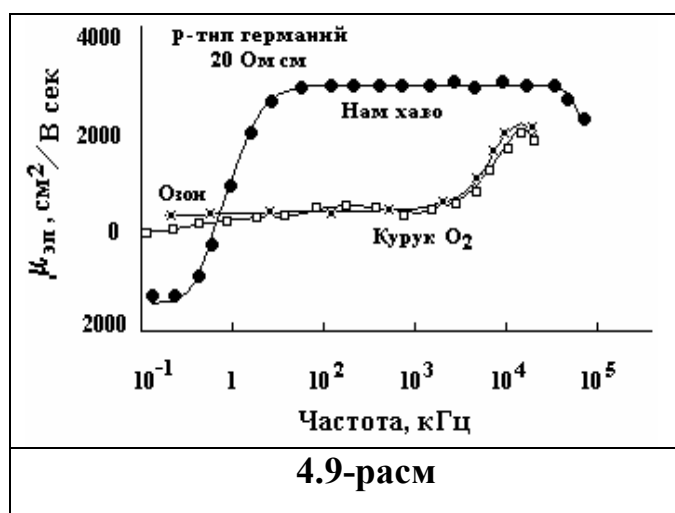
Бу усулдан фойдаланиб сиртий потенциаллар ўзгариш эгри чизиғини олиш учун молекулалар адсорбцияси ёки кўндаланг электрик майдон ёрдамида зоналарнинг дастлабки эгилиши ўзгартирилади. Майдон эффектини ўлчаш кичик ўзгарувчан сигналда (кучланишда) бажарилади.

Майдон эффектини ўлчашда жамғарилиш эффекти мавжуд бўлишини эътиборга олиш зарур, бу эффект ҳамма усулларда кузатилади. Жамғарилиш эффекти шундан иборатки, сиртий сатҳларда ўрнашган заряд критик V_k кучланишдан катта кучланишларда майдон таъсирида қайтмас тарзда ўзгаради. Афтидан, бу эффект электрик майдон таъсирида атроф мухит молекулаларнинг қўшимча адсорбцияси билан боғлиқ. Кетма-кет импульслар давомида сиртий сатҳларда заряд жамғарилади, у импульслар оралиғида сўрилиб (кетиб) улгурмайди.

Ўтказилган тадқиқотларнинг кўрсатишича кўпинча сув молекулаларининг электроадсорбцияси туфайли мусбат сиртий заряд жамғарилиши юз беради. $1 \cdot 10^{-6}$ мм.сим.уст. дан паст босимларда жамғарилиш эффекти тўла ғойиб бўлади.

4.5. Майдон эффектининг частотавий боғланиши

Юқори частотали кучланишлар берилганда “тез” сиртий сатҳлар ва ҳажмдаги зоналар орасида заряд ташувчилар алмашинуви юз бериб улгурмайди бу ҳолда майдон эффекти ўлчашлари заряд ташувчиларнинг сиртий ҳаракатчанлиги ҳақида маълумот беради. Частоталарнинг кенг оралиғидаги майдон эффектининг частотавий боғланишини тадқиқлаш мазкур сатҳларнинг релаксацияси вақтини, шунингдек, намунада заряд ташувчиларнинг яшаш вақтини аниқлайди.



4.9-расм

Майдон эффекти кинетикасини тадқиқлаш яна сиртий ҳолатларнинг энергетик вазиятини ва электронлар, ковакларни ушлаш кесими ҳақида маълумот беради. Тажрибадан “майдон эффекти ҳаракатчанлиги” нинг частотавий боғланиши ҳам ўрганиб чиқилган. Махсус ишлаб чиқилган усуллар ёрдамида майдон эффекти

ҳаракатчанлигининг частотага

боғланиши ўрганилган. Масалан, р-Ge учун бу боғланиш 300 Гц-10МГц оралиқда турли газ муҳитларда ўтказилган ўлчашлар натижаси (4.9. расмда) тасвирланган. Юқори частоталар соҳасида (10МГц чамасида) майдон эффекти ҳаракатчанлиги $\mu_{мэ}$ атроф муҳитга боғлиқмас ва ҳажмдаги асосий ташувчилар ҳаракатчанлигига яқин. Бу частоталарда зоналар ва “тез” сатҳлар орасида заряд ташувчилар алмашинуви юз бермайди, $\tau_s \sim 10^{-8}$ с. Сиртда инверсион қатлам мавжуд бўлганда юқори частоталар соҳасида $\mu_{мэ}$ ковакларнинг ҳажмдаги ҳаракатчанлигидан 50 % ортиқ. Бирор ω оралиғида $\mu_{мэ}$ ўзгармас, аммо $\omega \sim 1/2\pi\tau$ частоталарда кескин пасаяди ва ҳажмдагининг ~ 30 % ни ташкил қилади.

Сиртда бойиган қатлам мавжуд бўлганида асосий заряд ташувчилар сиртга чиқади, $\mu_{мэ}$ нинг ишораси ўзгармас бўлади.

Тажрибада кузатилган $\mu_{мэ}$ нинг частотавий боғланишларини назария билан таққослаб, “тез” сиртий сатҳлар параметрларини миқдоран аниқлаш мумкин. Аммо, назарияда бир тур сатҳ бор деб фараз қилинган, аслида сатҳда бир қанча турли сатҳлар бўлади. Бу тажриба билан назария орасида

номослик келтириб чиқаради. Бироқ, назария етарлича яхши даражада сифатан тажриба маълумотини тавсифлайди.

Саволлар

1. Майдон эффекти қандай ҳодиса?
2. Майдон эффекти усули ёрдамида яримўтказгичлар сирти энергетик тузилиши қандай ўрганилади?
3. Майдон эффекти ўлчамлари орқали сиртий сатҳлар параметрлари қандай ўрганилади?
4. Майдон эффекти жараёни бориши қандай бўлади?
5. Майдон эффектини тажрибада ўрганишни тасвирланг.
6. Майдон эффекти электрик кучланиш частотасига қандай боғланган?

5- боб

Яримўтказгичларда сиртий рекомбинация

Кўпчилик яримўтказгичларда заряд ташувчилар рекомбинацияси асосан киришмавий марказлар (рекомбинация марказлари) орқали юз беради, улар ҳажмда тақиқланган зона ўртаси яқинида жойлашган бўлади. Бундай рекомбинациянинг назариясини Шокли ва Рид ишлаб чиққан. Зоналараро рекомбинация имконияти ҳам бор, аммо унинг эҳтимоллиги анча кичик.

Тоза кристаллар ҳажмида рекомбинация марказлари кам, шу сабабли сиртий сатҳлар орқали рекомбинация муҳим бўлиши мумкин. Юпқа намуналарда электрон ва коваклар асосан сиртда рекомбинацияланади ва шунинг учун заряд ташувчиларнинг эффектив яшаш вақти ана шу рекомбинация орқали аниқланади. Сиртий рекомбинацион марказлар вазифасини сиртий электрон ҳолатлар бажаради, улар ҳажмдаги зоналар билан яхши алоқада бўлади ва заряд ташувчиларни ушлаб олиш етарлича катта кесимларига эгадир.

Сиртий рекомбинация жараёнларини ўрганиш сиртий сатҳлар табиати, уларнинг энергетик тизими ҳақида маълумотлар беради. Баъзи махсусликлардан қатъий назар, сиртий ва ҳажмий рекомбинация асосан бир хил қонуниятларга бўйсунди. Бироқ, айрим ҳолларда сиртий рекомбинацияни тадқиқлаш ҳажмий рекомбинацияни тадқиқлашдан қулайроқдир. Шундай сиртий рекомбинация тезлигининг рекомбинацион сатҳнинг электронлар билан тўлдирилишига (яъни шу сатҳнинг Ферми сатҳига нисбатан вазиятига) боғланиши қиёсан содда тарзда олиниши мумкин.

Сиртий рекомбинация назарияси Шокли –Рид назарияси асосида ишлаб чиқилган.

5.1. Сиртий рекомбинация тезлиги

Сиртда N_s зичлик ва E_s энергия сатҳига эга бўлган бир тур рекомбинация марказлари бўлсин. Ҳажмда генерацияланган ва Δn зичликка эга бўлган ортиқча заряд ташувчилар сиртдаги марказлар

орқали рекомбинацияланади, шу рекомбинация тезлигини ҳисоблаймиз. Агар E_s сатҳда электроннинг бўлиш эҳтимоллигини f_s билан белгиласак, унинг термодинамик мувозанат ҳолатидаги ифодаси қуйидагича бўлади:

$$f_{s0} = 1 / \left[\exp \frac{-E_s - E_F}{kT} + 1 \right] \quad (5.1)$$

Электронларнинг ўтказувчанлик зонасидан E_s сатҳига ўтишлари сурати сирт яқинида n_s зичликка, E_s сатҳнинг банд бўлмаган қисмига пропорционал бўлади:

$$-\left(\frac{dn_s}{dt}\right)_1 = \chi_{ns} n_s N_s (1 - f_s) \quad (5.2)$$

бунда χ_{ns} –электроннинг E_s сатҳда ушланиш коэффициенти, электронларнинг шу сатҳдан кетиш сурати:

$$\left(\frac{dn_s}{dt}\right)_2 = \beta_{ns} f_s N_s \quad (5.3)$$

бунда β_{ns} –мазкур ўтиш коэффициентлари. Равшанки, электронлар зичлиги ўзгариши деб

$$-\left(\frac{dn_s}{dt}\right)_1 = -\left(\frac{dn_s}{dt}\right)_1 - \left(\frac{dn_s}{dt}\right)_2 = \chi_{ns} (1 - f_s) n_s N_s - \beta_{ns} f_s N_s \quad (5.4)$$

мувозанат шароитида:

$$\chi_{ns} (1 - f_s) n_{s0} N_s = \beta_{ns} f_{s0} N_s \quad (5.5)$$

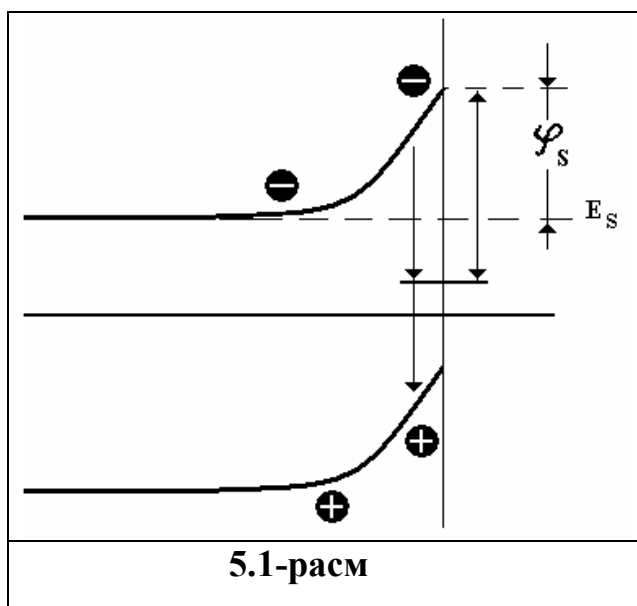
(5.1) ифодадан фойдалансак

$$\beta_{ns} = \chi_{ns} N_s \left(\frac{-E_s}{kT} \right) \quad (5.6)$$

энди $\beta_{ns} = \chi_{ns} N_s \exp\left(\frac{-E_s}{kT}\right)$ белгилаш киритсак,

$$-\frac{dn_s}{dt} = \chi_{ns} n_s N_s [(1 - f_s) n_s - n_{1s} f_s]_1 \quad (5.7)$$

бундаги



$$n_{1s} = N_s \exp(-E_s/kT) \quad (5.8)$$

Худди шунингдек йўл билан коваклар зичлигининг ўзгаришини топамиз:

$$-\frac{dP_s}{dt} = \chi_{ns} N_s [P_s f_s - P_{1s} (1 - f_s)] \quad (5.9)$$

бунда

$$p_{1s} = N_s \exp(E_s/kT) \quad (5.10)$$

Электронлар ва коваклар зичлиги ўзгаришлари рекомбинация оқибатида бир бирига тенг, яъни $\frac{dn_s}{dt} = \frac{dp_s}{dt}$ ва бундан f_s топилади:

$$f_s = \frac{\alpha_{ns} n_{1s} + \alpha_{ps} P_{1s}}{\alpha_{ns} (n_s - n_{1s}) + \alpha_{ps} (P_s + P_{1s})} \quad (5.11)$$

Рекомбинация натижасида электрон зичлиги ўзгариши энди

$$\frac{dn_s}{dt} = \frac{\alpha_{ns} \alpha_{ps} N_s (n_s P_s - n_{so} P_{so})}{\alpha_{ns} (n_s - n_{1s}) + \alpha_{ps} (P_s + P_{1s})} \quad (5.12)$$

кўриниш олади. $-\frac{dn_s}{dt} = \frac{\Delta n_s}{\tau_s} = s$ сиртий рекомбинация тезлигини билдиради,

яъни 1 с да сиртнинг 1 см² юзида рекомбинацияланаётган электронлар ва коваклар сонини билдиради ва см/с бирликка эга. Ҳажмий p ва n зичликлар билан сиртий p_s ва n_s зичликлар орасидаги боғланишлар:

$$p_s = p e^{+\varphi/kT}, \quad n_s = n e^{-\varphi/kT} \quad (5.13)$$

бўлгани учун n_s·p_s - n_{so}·p_{so} айирмани p·n - n_o·p_o айирма билан алмаштириш мумкин.

$$p = p_o + \Delta p, \quad n = n_o + \Delta n, \quad \Delta n = \Delta p_s \quad (5.14)$$

Натижада s учун узил –кесил куйидаги ифода олинади:

$$s = \frac{(P_o + n_o + \Delta n) N_s \gamma_{ns} \gamma_{ps}}{\gamma_{ns} n_1 + \gamma_{ps} P_1 + [\gamma_{ns} n \exp(-\varphi_s/kT) + \gamma_{ps} P \exp(\varphi_s/kT)]} \quad (5.15)$$

Кучсиз генерация ҳолида $\Delta p \ll P_o$, $\Delta n \ll n_o$ аммо $\Delta p = \Delta n$ бўлади ва рекомбинация тезлиги

$$s = \frac{\gamma_{ns} \gamma_{ps} N_s (p_o + n_o)}{\gamma_{ns} (n_s + n_1) + \gamma_{ps} (p_s + p_1)} \quad (5.16)$$

содда кўринишни олади. Бу жойда

$$p_1 n_1 = n_i^2, \quad p_s n_s = pn \quad (5.17)$$

Сиртий рекомбинация тезлиги тушунчасини қўллаш чегараси борми? Ҳа, бор. Уни куйидаги таҳлилдан кўрамиз. Бу масалани микдоран тадқиқи куйидаги хулосаларга олиб келади.

1) Агар бутун ҳажм бўйича генерация бир текис бўлса, сиртий потенциал унча катта бўлмаса, юқорида киритилган сиртий рекомбинация тезлиги тушунчаси адолатли.

2) Агар ортиқча заряд ташувчилар генерацияси L экранлаш қалинлигидаги сиртий соҳадагина юз берса, у ҳолда $p_s n_s = r n$ тенглик бажарилмайди, яъни ҳажм билан сирт орасидаги мувозанат бузилади.

3) Агар заряд ташувчилар диффузион силжиш узунлиги $\ell_{др}$ фазовий заряд соҳаси L_c узунлигидан кичик бўлса, бу ҳолда ана шу катламдаги рекомбинация муҳим бўлиб қолади, ҳажм ва сирт мувозанати бузилади.

Ҳисобнинг натижасига кўра, $p_s n_s = r n$ тенгликнинг бажарилиши шарти

$$L_1 = (1 + L_2 + \frac{s}{v_D}) \ll 1; \quad (5.18)$$

$$L_1 = \frac{1}{l_{др}} \int_0^p e^{-Y} dx; \quad L_2 = \frac{1}{l_{др}} \int_0^{l^1} e^Y dx; \quad v_D = \frac{l_{др}}{\tau_p} \quad (5.19)$$

бунда l^1 -сиртдан $Y=1$ бўладиган текисликкача масофа,

$\ell_{др}$ - диффузион силжиш узунлиги,

τ_p – электрон яримўтказгичларда коваклар яшаш вақти,

v_D - диффузион силжиш тезлиги.

Германий учун амалда фойдаланиладиган зоналар эгилиши соҳасида (6.18) шарт бажарилиши тасдиқланган. Аммо, етарлича катта Y_s ва жуда катта s бўлганда рекомбинация тезликлари бўлганда мазкур тушунча маъносини йўқотади. Юқори ом.ли кристалларда (паст ом.лиларга нисбатан) кичик эгилишларда (6.18) бажарилмаслиги мумкин. Кремний учун амалда фойдаланадиган сиртий потенциал қийматларида s тушунчасидан эҳтиёткорлик билан фойдаланиш керак. Яна тақиқланган зонасигача кенг бўлган яримўтказгичларда сиртий рекомбинация тезлиги тушунчасини жуда катта кичик зоналар эгилиши ҳолидаёқ қўлланиб бўлмайди.

5.2. Сиртий рекомбинацияни тадқиқлаш

Сиртий рекомбинация тезлиги зоналарнинг сирт яқинида эгилиши катталигига боғлиқ, чунки у сирт яқинида қанча ортиқча электронлар ва коваклар бўлишлигини, сиртий рекомбинация марказларининг заряд ташувчилар билан тўлдирилишини аниқлайди.

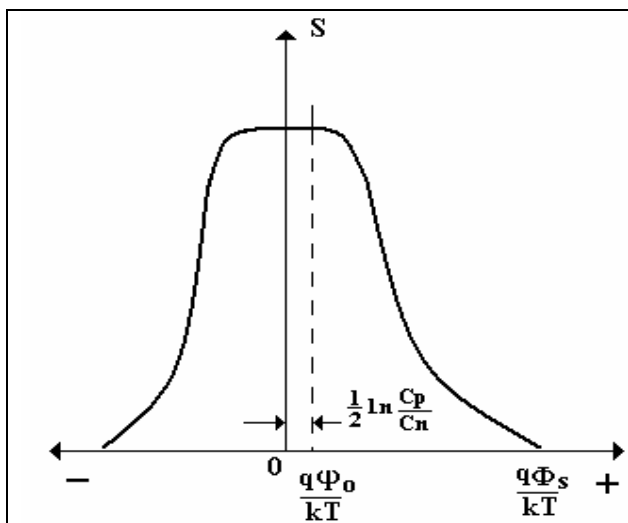
Сиртий рекомбинация тезлигининг сиртий Φ_s потенциал боғланиши тадқиқ қилинган. Бундай боғланишнинг кўриниши 5.2-расмда тасвирланган.

Ундан коваклар ва электронлар ушланиши эффектив кесимлари нисбатини s (Φ_s) боғланиш максимуми силжиши катталиги бўйича ушбу

$$\varphi_0 = \frac{kT}{2l} \ln \frac{\gamma_{ps}}{\gamma_{ns}} \quad (5.20)$$

ифода ёрдамида аниқланади.

Рекомбинацион сатҳ энергияси E_s ни аниқлаш учун $s(\Phi_s)$ боғланишни турли икки температура T_1 ва T_2 да ўлчанади. Бу ҳолда ҳар бир температура



учун Φ_s нинг иккита қиймати олинади, бунда $s = \frac{1}{2} s_{\max}$.

Яна рекомбинацион сатҳ вазиятини s_{\max} нинг температуравий боғланишидан аниқласа ҳам бўлади, чунки

$$s_{\max} T = \text{const} \exp \frac{E_c - E_s}{kT} \quad (5.21)$$

Биргаликда олиб борилган мазкур иккала ўлчашлар E_s ни бир қийматли аниқлаш имконини беради.

5.2-расм

Сиртий рекомбинация марказлари N_s зичлигини одатда сиртий сатҳларга ушланган заряднинг зоналар эгилишига боғланишидан топилади. Бу боғланиш майдон эффеќти ўлчашларидан олинади.

γ_p / γ_n нисбат $s(\Phi_s)$ боғланиш максимуми силжишидан аниқланади, s_{\max} қийматларидан ҳар икки γ_p ва γ_n ушланиш кўндаланг кесимларини аниқлаш мумкин.

Шундай қилиб, майдон эффеќти ва сиртий рекомбинация тезлигини тадқиқлаш бўйича биргаликда ўтказиладиган ўлчашлар натижалари асосида сиртий сатҳни характерловчи барча тўрт параметрни -сиртий сатҳнинг зичлиги N_s , унинг энергетик вазияти E_s , бу сатҳга коваклар ва электронлар тутиб олиниши (ушланиши) γ_{ps} ва γ_{ns} кўндаланг кесимларини аниқлаб олиш мумкин.

Сиртий рекомбинация тезлигини ўлчаш сиртий сатҳлар параметрларини аниқлашда кенг қўлланиладиган усулдир.

Баъзи мулохазаларни айтиб ўтайлик. Мазкур усул ёрдамида фақат рекомбинацион сатҳлар тўғрисида маълумот олиш мумкин. Агар ушлаш (ушланиш) кесимларидан бири (γ_{ps} ёки γ_{ns}) анча кичик бўлса, у ҳолда бу сатҳ рекомбинацияда иштирок қилмайди, ёпишиш ёки ушланиш сатҳи бўлади.

Бундай сатҳлар параметрларини сиртий сатҳларга ушланган зарядларнинг (майдон эффеќти ўлчамларидан аниқланадиган) зоналар эгилишидан топилади.

Олдин айтганимиздек, сиртий рекомбинация тезлиги қўлланилиши шартини доимо эсдан чиқармаслик керак.

Масалан, кремний яримўтказгичи ҳолида зоналар эгилиши етарлича кичик бўлганда ҳам s тушунчаси ўз маъносини йўқотади, демак, s нинг ўлчанишларидан кремний учун сиртий сатҳлар параметрларини аниқлаш ҳамма вақт ҳам мумкин бўла бермайди.

Бу мулохазалар бошқа кенг тақиқланган зонали яримўтказгичларга ҳам тегишлидир.

5.3. Сиртий рекомбинация тезлиги s ни ўлчашнинг тажрибавий усуллари

Бу усуллар Г.П.Пека нашр қилган “Физика поверхности полупроводников” (из-во Киевского университета, 1967) ўқув қўлланма китобида анча батафсил тавсифланган. Биз шу усулларнинг асосий таърифи ва берадиган натижалари ҳақида қисқача маълумот бериб ўтамиз. Сиртий потенциалнинг қийматлари турли бўлган ҳолларда сиртий рекомбинация тезлиги s ни ўлчаш сиртий сатҳларнинг рекомбинацион параметрларини аниқлаш имкониятини беришлигини кўрдик.

s (Y_s) тажрибавий боғланишни олиш учун молекулалар адсорбцияси ёки ташқи электрик майдон ёрдамида зоналар эгилишини ўзгартириб ўлчашлар бажариш керак. Агар майдон эффектининг тажрибавий эгри чизиғини назарияси билан солиштириб зоналар эгилишининг майдонга боғланишини топилса, бу ҳолда ундан s (Y_s) боғланишини топиш қийин эмас.

5.3.1. s ни импульсли усуллар ёрдамида эффектив яшаш вақти ўлчашларидан аниқлаш

Юпқа намуналарда эффектив яшаш вақти ва сиртий рекомбинация тезлиги s орасидаги муносабат.

Агар намуна L баландликли ва $W \cdot d = S$ асосли тўғри бурчакли параеллепипед шаклида бўлса, бу ҳолда $s \ll 2D/d$ шарт бажарилса, қуйидаги муносабат адолатли бўлади:

$$\frac{1}{\tau_f} = \frac{1}{t_b} + \frac{2s}{\tilde{d}} \quad (5.22)$$

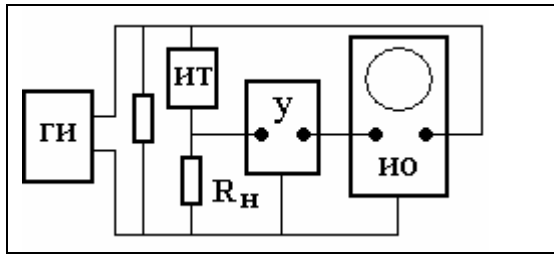
бунда

$$\tilde{d} = \frac{d}{1 + \alpha + \beta}, \quad \alpha = \frac{d}{L}, \quad \beta = \frac{d}{w} \quad (5.23)$$

D - диффузия коэффиценти, τ_f -эффектив яшаш вақти, t_b -ҳажмий яшаш вақти. (5.22) ифодага асосан, s ни ўлчаш τ_f ва t_b ни ўлчашдан иборат бўлади.

τ_f ни ортиқча ўтказувчанликнинг сўниши бўйича аниқлаш

Усул қуйидагидан иборат. Тўғри тўртбурчакли параллелепипед шаклидаги яримўтказгич намунасига заряд ташувчилар тўдаси киритилади (пуркалади) ва вақт давомида намунанинг ортиқча ўтказувчанлиги ўзгариши кузатилади. Қурилманинг блок-схемаси 5.3-расмда тасвирланган.



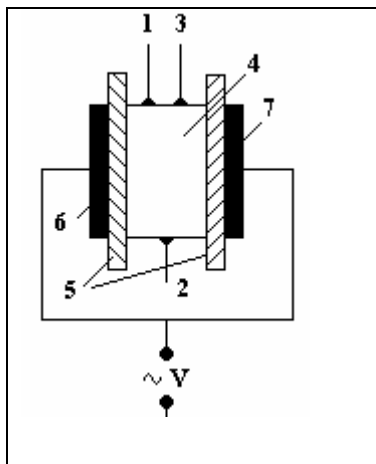
5.3 –расм

Ўлчашлар ташқи (тортувчи) V_o кучланишнинг кичик қийматларида бажарилади. Агар τ_f етарлича катта ёки ўлчагич майдон катта бўлса, у ҳолда майдон заряд ташувчиларни тортиб чиқаради. Бу эффектни эътиборга олинса,

$$\frac{1}{\tau_f} = \frac{1}{\tau_1} - \frac{\mu V_o}{L^2} \quad (5.24)$$

бунда τ_f –ўлчагич майдон йўқ бўлгандаги, τ_1 эса–ўлчагич $E_o = \frac{V_o}{L}$ майдон борлигидаги ортиқча ўтказувчанлик пасайиши вақти доимийлари.

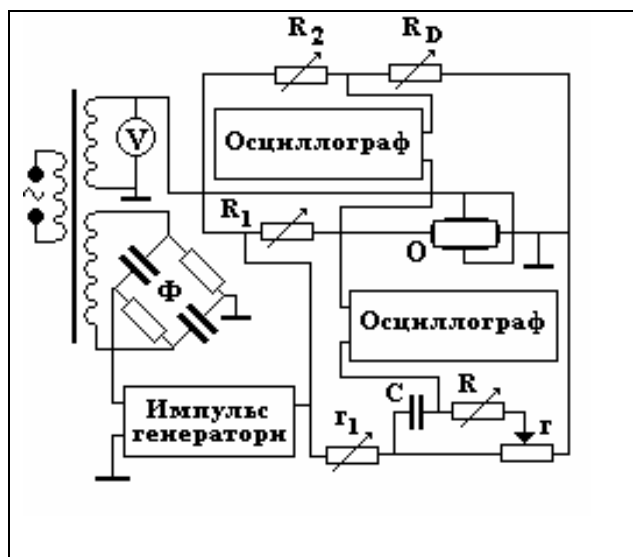
Эффектив яшаш вақти τ_f ни Мэни кўприги ёрдамида ўлчаш



5.4-расм

Эффектив яшаш вақтини ўлчашда, бионбарин s ни зоналар эгилиши турли бўлганда ўлчашда, τ_f ни Мэни кўпригида ўлчанади, ўтказувчанлик ўзгариши оддий ўзгарувчан ток кўпригида ўлчанади. Намунани бундай ўлчашларга қуйидагича тайёрланади. Намунанинг четларига омик контактлар ўтказилади. Четлардан бирида омик контакт ёнида суст инженциялайдиган (кам заряд ташувчилар кирита оладиган) контакт кавшарланади. Ўтказувчанлик ўзгаришини ошириш учун кўндаланг майдон пайдо қилинишида кучланиш намунанинг иккала сиртига уланади.

Бир вақтда τ_f ва майдон эффектини ўлчаш учун йиғиладиган қўшалок кўприк схемаси (5.5-расмда) тасвирланган. Майдон электродларга ва импульсли генераторни юрғазиб юборишга бериладиган ўзгарувчан кучланишлар биргина трансформаторнинг иккита иккиламчи ўрамаларидан олинади. Фаза айлантргич ФА шундай бошқариладики, П-импульслар кўприкка берилган пайтда синусондал кўндаланг майдон мусбат ёки манфий максимумга эришади. Импульснинг давомийлиги синусиндал кучланиш давридан анча кичик қилиб берилади, бунда импульс берилганда кўндаланг майдонни ўзгармас деб ҳисоблаш мумкин. Синусиндал сигнал (кучланиш) амплитудасини ўзгартира бориб τ_f ва сиртий ўтказувчанликнинг сиртга қўйилган майдонга (кучланишга) боғланишини аниқлаш мумкин. Бундай услубиятни қўллаш ўлчаш вақтини қисқартиради, ўлчашлар жараёнида майдон эффекти эгри чизиғи ўзгаришини назорат қилиш имконини беради. Махсус услубни қўллаб майдон эффектини бевосита экранда кузатиш мумкин. Агар фаза айлантргич ёрдамида Мэни кўпригини ишга туширувчи импульс вақтини синусиндал кўндаланг кучланишга нисбатан ўзгартирилса τ_f ни турли кучланишларда ўлчаш мумкин.



5.5-расм

5.3.2. s ни магнитоконцентрацион эффектни ўлчаш ёрдамида аниқлаш

Қалинлиги d диффузион узунлик ℓ_0 билан таққосланурли бўлган юпка намуналарда галваномангнитик эффектларни ўрганганда сирт яқинида заряд ташувчилар зичлиги (концентрацияси) мувозанатий қийматдан четланиши мумкин - бу аномал ҳодисадир. Агар кристалнинг икки сиртида сиртий рекомбинация тезликлари тенг бўлмаса ($s_1 \neq s_2$), у ҳолда бу намунанинг магнитик майдонидаги солиштирма қаршилиги $\Delta\rho_n$ ўзгариши учун ифодада икки ҳад - одатдаги H^2 га пропорционал ҳад, ундан бошқа яна H га пропорционал ҳад мавжуд бўлади:

$$\frac{\Delta\rho_n}{\rho_0} = \alpha H^2 + 4ALHE_r \frac{s_1 - s_2}{s_1 + s_2 + d/\tau} \quad (5.25)$$

бунда ρ_0 –магнитик майдон бўлмаганда намуна солиштирма қаршилиги; A -намуна параметрлари (p , n , μ_n , μ_p) га, температурага, намуна геометриясига боғлиқ кўпайтувчи; E_r –намунадаги электик майдон. Бу эффектни магнитоконцентрацион эффект дейилади. (5.25) ифодада иккинчи ҳад s га боғлиқ бўлгани учун бу эффектдан s ни ўлчаш мақсадида фойдаланиш мумкин. (5.25) ифода

$$d \ll \ell_0 = \sqrt{D\tau}; \quad d \ll \frac{D}{s} \quad (5.26)$$

шартлар бажарилганда адолатли, бунда s катталиқ s_1 ва s_2 лардан энг кичиги, D -амбикутбий диффузия коэффиценти:

$$D = \frac{kT(n+p)\mu_n\mu_p}{e(n\mu_n + p\mu_p)} \quad (5.27)$$

Кучсиз Н майдонда

$$\frac{\mu_n H}{c} \ll 1 \quad \text{ва} \quad \Delta\rho_n \ll \rho_0 \quad (5.28)$$

Бу шартлар бажарилганда (5.25) ифода ўзгармас майдонда ҳам

$$\omega \ll \omega_{кр} = \frac{2D}{d^2} \quad (5.29)$$

частотали ўзгарувчан майдонлар учун ҳам адолатли. $\omega = \omega_{кр}$ частоталарда (5.25) даги иккинчи ҳад йўқолади. Иккинчи ҳадни ўлчаш- унинг E_r га боғлиқлигидир. $\Delta\rho_n \ll \rho_0$ бўлганда намунанинг r қаршилиги

$$\tau_r = r_0(1 + cE_r); \quad c = 4AH \frac{s_1 - s_2}{s_1 + s_2 + d/\tau} \quad (5.30)$$

бунда r_0 намунанинг $E_r = 0$ бўлгандаги магнитик майдонда қаршилиги.

Агар намунага ўзгарувчан $E = E_0 \sin \omega t$ электрик майдон берилса ва уни Н магнитик майдонга жойлаштирилса, намунадаги E_r асосий гармоникадан ташқари яна ўзгармас E_c ташкил этувчи ва иккинчи гармоникага эга бўлади:

$$E_r = E_c + E_\omega \cos \omega t + E_{2\omega} \cos 2\omega t \quad (5.31)$$

Бу ифодада E_c , $E_{2\omega}$ катталиклар $E_\omega^2 \cdot \frac{s_1 - s_2}{s_1 + s_2 + \frac{d}{\tau}}$ га пропорционал.

Шунинг учун бу нисбатни

- 1) E_ω ва E_c ни ўлчашлардан,
- 2) $E_{2\omega}$ ва E_ω ни айрим-айрим ўлчашлардан аниқлаб олиш мумкин.

Агар s_1 ва s_2 лардан бири маълум бўлса, қаралаётган усул иккинчисини аниқлаш имконини беради.

Намунанинг бирор ёқда сиртий рекомбинация тезлигини аниқламоқчи бўлинса, бу усул қулай, шариқатан ҳам

$\Delta s = |s_1 - s_2| \ll s_1$ бўлганда

$$\Delta E_{2\omega} = \frac{AHE_\omega^2}{2s_1} \Delta s = B \frac{\Delta s}{s_1} \quad (5.32)$$

А ўзгармасни тажрибада аниқланади.

$E_{2\omega}$ ва E_ω ни ўлчаб бевосита Δs аниқланади. Мазкур ўлчашлар усулини:

- 1) ноасосий заряд ташувчилар концентрацияси (зичлиги) асосийларникидан унча кичик бўлмаганда,

2) диффузион силжиш узунлиги етарлича катта былганда (бу шолда l_g дан \approx алинлиги кам намуна тайёрлаш мумкин) сиртий рекомбинация s тезлигини **ылчашда \approx ылланилиши** мумкин.

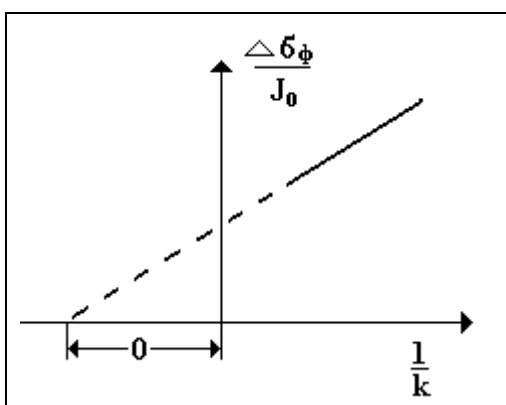
5.3.3. Фотоўтказувчанликнинг спектрал бўланишини ылчашларидан s ни ани=лаш

Фотоўтказувчанликнинг спектрал та=симоти эгри чизи\ининг шакли, маълумки, кристалларнинг сиртий хоссалари билан \approx атти= бўланган. Масалан, сиртий (зоналараро) ютилиш сощасида ёру\лик кучли ютилганда заряд ташувчилар сирт я=инидаги сощада вужудга келади (генерацияланади) ва s анча катта былганда сиртий сатщлар ор=али тез рекомбинацияланади. Сиртий рекомбинация тезлигини фотоўтказувчанликнинг спектрал бўланишини ылчаш натижалари асосида ани=лашнинг бир неча усули мавжуд. Уларнинг энг соддасини кыриб чи=амиз.

Кучли даражада ютиладиган ёру\лик учун $\alpha l_g \gg 1$ ва $\alpha d \gg 1$ шартлар бажарилганда $\Delta\sigma_\phi$ фотоўтказувчанлик (ёру\лик хисобидан \approx ышимча ытказувчанлик) \approx уйидагича ифодаланади:

$$\frac{\Delta\sigma_\phi}{J_0} = A^* \left(1 + \frac{s}{D} \cdot \frac{1}{\alpha}\right) \quad (5.33)$$

$$A^* = \frac{\beta_1 e l_g^2 (1-r)(\mu_n + \mu_p)}{l(D + s l_g \operatorname{cth}(\frac{d}{2l_g}))} \quad (5.34)$$



5.6-расм

Бунда α ва r – мос равишда, ёру\лик ютилиш ва \approx айтарилиши коэффициентлари β_1 –квант чиқиш, D -диффузия коэффиценти, J_0 -1 с да 1 см^2 сирт юзига тушаётган фотонлар сони.

(5.33) ифодадан кўринишича, бу холда $\frac{\Delta\sigma_\phi}{J_0}$ нинг $\frac{1}{\alpha}$ га боғланиши чизиқий функциядир (5.6-5.7-расмлар).

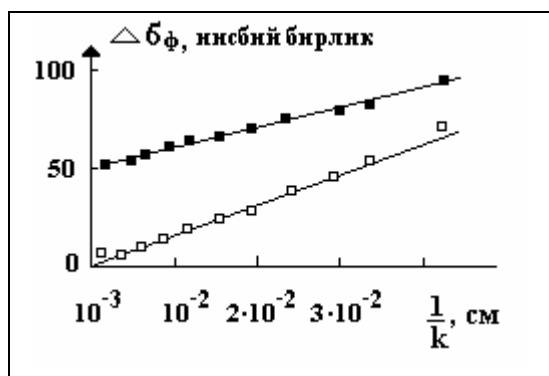
Бу чизиқни $\frac{1}{\alpha}$ ўқи билан кесишгунча ($\frac{\Delta\sigma_\phi}{J_0} = 0$ бўлгунча) давом эттирилса, унинг кесишиш нуқтасида

$$\alpha = \frac{D}{s} \quad (5.35)$$

Амалда фототок $I_{\phi}(\lambda)$ нинг $\alpha(\lambda)$ га боғланиши ўлчанади. Бу ўлчашлардан $I_{\phi}(\frac{1}{\alpha})$ топилади. D маълум бўлса, (5.35) ифодадан s ни аниқланади.

Яна бир усул шундай. Агар фототокни кучли ютилиш соҳасида икки тайинли тўлқин узунликлар учун ўлчанса, у ҳолда $(I_{\phi}(\lambda_1)/I_{\phi}(\lambda_2)) = \eta$ бўйича s/D нисбат аниқланади

$$\frac{s}{D} = \frac{\eta - 1}{1 - \eta \frac{\alpha_1}{\alpha_2}} \alpha_1 \quad (5.36)$$

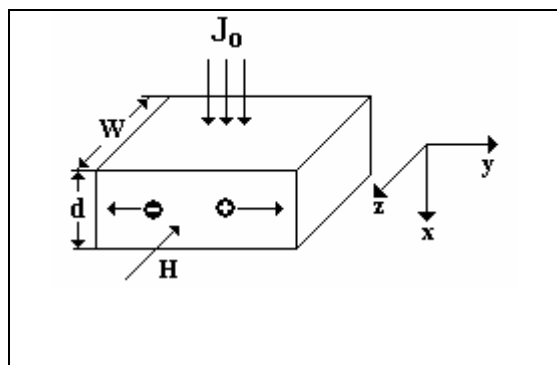


5.7-расм

бунда α_1 ва α_2 мос равишда, λ_1 ва λ_2 га тегишли ютилиш коэффициентлари. Мазкур материал учун тайинли α_1 ва α_2 қийматлар учун $s/D=f(\eta)$ боғланиш графиги ясалади. Бу ҳолда нисбатнинг ўлчаниши бирданга s/D қийматини беради. Бу усулни қўллаш учун икки тайинли тўлқин узунликни ажратиб берувчи филтрлар (элаклар) бўлиши кифоя.

5.3.4. Сиртий рекомбинация тезлиги s ни фотомагнитик эффект (Кикоин-Носков эффекти) асосида аниқлаш

Яримўтказгични кучли даражада ютиладиган ёруғлик билан ёритганда, ёритилаётган сиртий қатламида ортикча заряд ташувчилар пайдо бўлади ва ёруғлик тушиши йўналишида уларнинг зичликлари градиенти вужудга келади, ёритилаётган сиртга қарама-қарши x томонга заряд ташувчиларнинг диффузион оқимлари пайдо бўлади. Агар ёритилаётган бу намунани z йўналишидаги (кўндаланг) магнитик майдонга жойланса, Лоренц



5.8-расм

кучи таъсирида электронлар ва коваклар у ўқининг қарама-қарши томонларига оғишади, магнитодиффузион ток ҳосил бўлади. Бу эса намунанинг қарама-қарши ён ёқларида қарама-қарши ишорали зарядлар тўпланишига ва тегишли электрик (E_y) майдон ҳосил бўлишига олиб келади, у эса магнитодиффузион токка қарши дрейф ток пайдо қилади. Стационар ҳолатда бу тоқлар бир бирини мувозанатлайди, аммо E_y билан боғлиқ фотомагнитик Э.Ю.К. $V_{\phi m}$

ўрнашади (5.8-расм):

$$V_{\text{фм}} = \frac{A\beta_1 I_0}{B + \beta_1 I_0}, \quad (5.37)$$

бунда А ва В катталиклар магнитик майдон Н, намунанинг физик ва геометрик параметрлари, сиртий рекомбинация тезликлари билан ифодалангани, бунда β_1 – квант чиқиш, I_0 – ёритилиш интенсивлиги. Ёритилиш етарлича кучли бўлганда ($B \ll \beta_1 I_0$):

$$V_{\text{фм}} = A = W \frac{\chi H D}{C \lg} \frac{\frac{D}{\lg s_1} (ch \frac{d}{\lg} - 1) + sh \frac{d}{\lg}}{\frac{D}{\lg s_L} sh \frac{d}{\lg} + ch \frac{d}{\lg} - 1} \quad (5.38)$$

Бу ердаги манфий белгилар олдинги бандларда изоҳланган, аммо s_0 ва s_L – ёритилаётган ва ёритилмаётган қарши сиртга тегишли.

Юпқа намуналар ($d \ll \ell g$) учун сиртий рекомбинацион сатҳлар ва ноасосий ташувчилар зичлиги градиенти муҳим, х йўналишида диффузион оқим, бинобарин, у йўналишда магнитодиффузион ток намунанинг ёритилмайдиган сиртидаги рекомбинация тезлиги s_L орқали аниқланади. Ёритилаётган сиртдаги рекомбинация намуна ичкарасида номувозанатий ташувчилар тақсимоти таъсир кўрсатмайди, фақат эффектни бироз камайтиради. $\ell g \gg \frac{D}{s} \gg \frac{d}{2}$ шарт бажарилганда

$$V_{\text{фм}} = \omega \frac{\chi H}{C} s_L \quad (5.39)$$

Яна бошқа усул- фотоўтказувчанлик компенсирланган фотомангнитик эффект спектр тақсимотини ўлчаш орқали s ни аниқлаш усули ҳам мавжуд. Агар намуна орқали фототок ўтказиб фотомангнитик эффект Э.Ю.К. ни фотокучланиш билан компенсирланса, яъни $V_{\text{фк}} = V_{\text{фм}}$ қилинса, $\alpha d \gg 1$ ва $\alpha \ell g \gg 1$ бўлганда

$$\frac{1}{V} = \frac{B}{H} \left(1 + \frac{s}{D} \frac{1}{\alpha}\right), \quad (5.40)$$

бунда $B = B(\ell g, s, d, \omega, \tau_p, \tau_n)$

$V_{\text{фк}} = V_{\text{фм}}$ бўлгандаги кучланиш V . $\frac{1}{V} = f\left(\frac{1}{\alpha}\right)$ боғланишлар тўғри чизик бўлиб, абсциссия ўқи $|a| = \frac{D}{s}$ кесмалар кесади. Демак, бу спектрал боғланишдан s ни топиш қийин эмас.

5.3.5 Сиртий рекомбинация тезлигини стационар фото - ўтказувчанликни ўлчашлардан аниқлаш

Кучли ютиладиган ёруғлик ($\alpha \rightarrow \infty$), ҳамда юпқа намуналар ($d \ll \ell g$), учун иккала сиртда ҳам рекомбинация тезликлари бир хил ($s_0 = s_L$) Стационар фотоўтказувчанлик

$$\Delta G = K\tau_1 = K\left(\frac{1}{\tau_b} + \frac{2s}{d}\right)^{-1} \quad (5.41)$$

бунда $K = e(\mu_n + \mu_p)g$; g -генерация тезлиги.

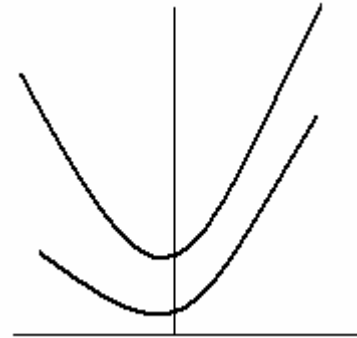
K доимийни эффектив яшаш даврини ўлчашдан ($\mu = \frac{e\tau_f}{m}$), аниқлаш мумкин. У

ҳолда ΣG ни зоналарнинг тайинли эгилишида ўлчаш s ни аниқлаш имконини беради. $s(Y_s)$ боғланишни тадқиқлаш услубияти ишлаб чиқилган, унда бир вақтда майдон эффекти ва стационар фотоўтказувчанлик (ҳар хил кучланишда) ўлчанади. Намда ёруғликнинг

П- импульслари билан ёритилади, давомийлиги $t_{им} \gg \tau_f$. Синусондал кўндаланг майдон частотаси ёруғликни узиб туриш частотасига каррали бўлмайди.

Майдон эффекти ва фотоўтказувчанлик сигналлари қатор босқичлардан сўнг осциллографга узатилади. Осциллограф экранда икки эгри чизик кузатилади, бири (пастки чизик, 5.9-расм) қоронғидаги майдон эффектига, иккинчиси (юқориги чизик) ёритилгандаги майдон эффектига тегишлидир.

Инженция сатҳи кичик бўлганда ёритишда зоналар эгилиши ўзгариши ҳам кичик, бу ҳолда ΣG ва s нинг (5.41) бўйича аниқланган қийматлари қоронғуликдаги майдон эффектидан аниқланган Y_s қийматига мос келади. Аммо, инженерция сатҳи юқори бўлганда ёруғликнинг сиртий потенциал ўзгаришига таъсирини ҳисобга олиш зарур.



5.9-расм

Саволлар

1. Генерация ва рекомбинация жараёнларининг умумий таърифлари қандай?
2. Сиртий рекомбинациянинг қандай марказлари бор?
3. Сиртий рекомбинация тезлиги s қандай катталик?
4. Сиртий рекомбинацияни тадқиқлаш усуллари тавсифланг.
5. Сиртий рекомбинация тезлиги s ни импульсли усуллар ёрдамида аниқлашни тушунтиринг.
6. Фотоўтказувчанликдан фойдаланиб s ни қандай аниқланади?
7. Магнитоконцентрацион эффектни ўлчаш усулида s ни қандай топилади?

8. Сиртий рекомбинация тезлиги s ни ўлчашда инжекция сатҳининг катталигига боғлиқми?

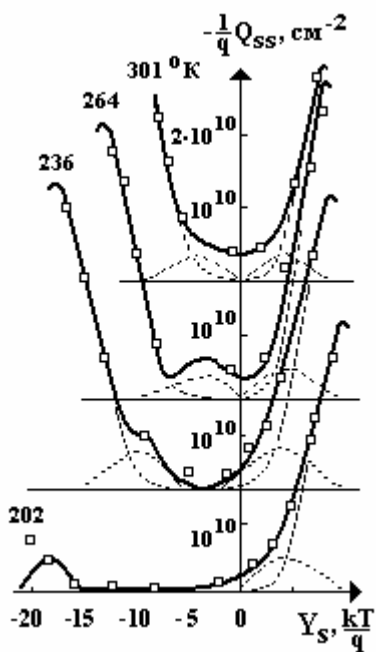
6 – боб

Яримўтказгичлар сиртидаги “тез” сатҳлар

Майдон эффекти кинетикасини тадқиқлаш натижасида германий ва кремний сиртида муҳим даражада фарқли релаксация вақтларига эга бўлган сиртий сатҳларнинг икки тизими мавжудлиги аниқланган эди. Яримўтказгич - оксид чегарасида жойлашган сиртий сатҳлар ҳажмдаги энергия зоналари билан яхши электрик алоқада бўлади ва уларнинг релаксация вақтлари кичик ($\sim 10^{-8}$ с). Бу сатҳларни шартли равишда “тез” сатҳлар деб номланган. Улардан фарқли равишда, оксид- атроф муҳит чегарасида жойлашган сиртий ҳолатларни “секин” сатҳлар деб номланган, чунки уларнинг релаксация вақти катта (10^{-3} с дан ўнлаб секунд ва ундан ҳам ортиқ).

Электронлар ва ковакларни ушлаб олиш кўндаланг кесимлари нисбатига қараб “тез” сиртий сатҳлар рекомбинация сатҳлари ҳам, ёпишиш ёки ушлаш сатҳлари ҳам бўлиши мумкин. “Секин” сатҳлар орқали рекомбинация бўлмайди ва улар ушлаш сатҳлари бўлади, уларда ушланган заряд катта зичликка эга бўлганлиги туфайли сиртда зоналар эгилиши катталигини аниқлайди.

6.1. “Тез” сатҳларнинг энергетик спектри

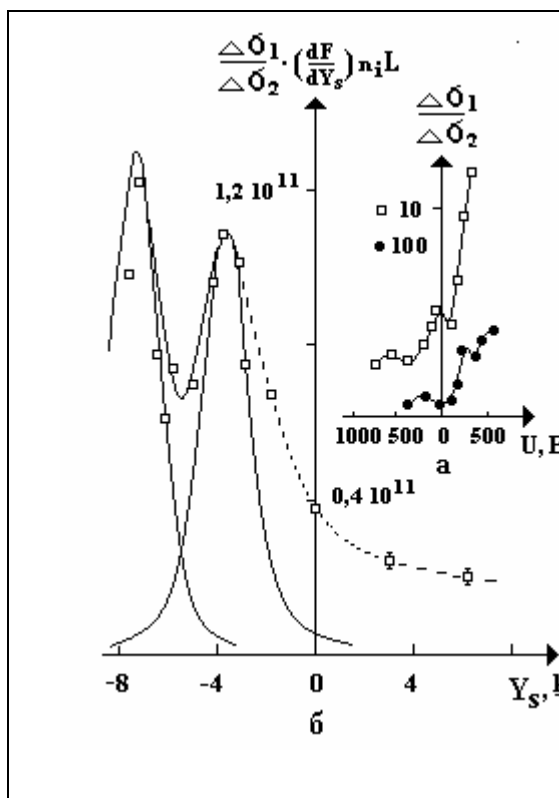


6.1-расм

Яримўтказгич сирти моделини тўғри танлаш учун сиртий сатҳлар энергетик спектри қандай бўлишлигини билиш керак. Агар сиртий ҳолатлар дискретлиги равшан бўлса, тез сатҳлардаги заряднинг Y_s га боғланиши эгри чизиғида бир неча поғоналар бўлиши керак, майдон эффекти ҳаракатчанлигининг Y_s га боғланишида эса бир неча максимумлар бўлиши лозим. Агар уларнинг бир қисми рекомбинация сатҳлари хизматини бажарса, у ҳолда s (Y_s) боғланишда ҳам бир неча максимум бўлиши керак. Аммо, германийда ҳам, кремнийда ҳам мазкур эгри чизиқлар силлиқ шаклда бўлади, уларнинг ҳеч бирини сиртда бир сатҳ бор деган фараз асосида тушунтириб бўлмайди. Бундай ҳолат сиртий ҳолатлар

узлуксиз спектрга, дискрет спектрга (ҳолатлар яқин жойлашган) эга бўлганида ҳам ўринли бўлиши мумкин.

Бирок, германий ва кремнийнинг тақиқланган зонаси ўртаси яқинида дискрет сатҳлар тизими мавжудлиги тажрибада тасдиқланган. Баъзи ҳолларда дискрет сатҳлар билан бирга узлуксиз тақсимланган сатҳлар ҳам бор деб фараз қилинади, улар руҳсатланган зоналар яқинида жойлашган бўлади.



6.2-расм

бўлади. 6.1- 6.2-расмларда турли температураларда бу боғланиш тасвирланган. Ҳона температурасида тақиқланган зона ўртаси яқинида икки сатҳ етарлича аниқ кўринади, уларнинг зичлиги $\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Температура пасайса, руҳсатланган зоналарга яқин жойлашган ва каттароқ зичликка эга бўлган ($\sim (1 \div 2,5) 10^{11} \text{ см}^{-2}$) яна икки сатҳ кўринади. Паст температурада (масалан, $\sim 202 \text{ К}$ да) тақиқланган зона ўртасидаги сатҳлар йўқ ёки зичлиги жуда кам, шунинг учун ҳам улар майдон эффекти ўлчашларида намоён бўлмайди.

Кремнийдаги сиртий сатҳлар спектрининг дискрет (узук) бўлишлигини майдон эффектини кичик сигналли ($\Delta\Phi_s \ll kT/e$) усул билан ўлчашлар асосида исботланган. Бу усулда майдон торгина ораликдаги сиртий сатҳлар тўлдирилганлигини ўзгартиради ҳолос, бу эса яқин жойлашган дискрет сатҳларни ажратиш имконини беради.

Сиртий ҳолатларнинг энергиялар бўйича тақсимланиши ҳақида бевосита маълумотни инфрақизил соҳада фотоўтказувчанликни ўлчашлардан олиниши мумкин, бунда заряд ташувчилар сиртий сатҳлар ва зоналар орасида ўтишади. Бу усул сиртий ҳолатлар зичлиги анча катта бўлганда қўлланилади. Сиртий сатҳлар дискретлиги бу ҳолда

“Тез” сатҳларнинг миқдорий параметрларини асосан учта усул билан:

- 1) стационар майдон эффектининг ўлчашларидан;
- 2) сиртий рекомбинация тезлиги ва майдон эффектини бир вақтда ўлчашларидан;
- 3) 3) майдон эффектининг кинетикаси ва частотавий боғланишини тадқиқлашдан аниқланган.

“Тез” сиртий сатҳларнинг турли температурадаги параметрлари $\partial Q_{ss}/\partial Y_s$ ҳосила орқали ифодаланадиган майдон эффекти ҳаракатчанлигини ўлчашдан аниқланади. Агар сатҳлар дискрет бўлса, $\frac{\partial Q_{ss}}{\partial Y_s}$ нинг Y_s га боғланиши бир қатор чўққиларга эга

фотоўтказувчанликнинг спектрал боғланишида максимумлар кўринишида намоён бўлади, уларнинг вазияти сиртий сатхларнинг энергетик вазиятини аниқлайди.

Кремнийда инфрақизил фотоўтказувчанлик спектрида 1 дан 4 мкм гача соҳада нозик тузилиш ошкорланмаган, аммо бу спектрал ораликда фотоўтказувчанликнинг ортиши кузатилган.

6.2. Сиртда номувозанатий заряд ташувчиларнинг рекомбинацияси, ушланиши ва ёпишиши

Кристалл ҳажмидаги маҳаллий сатхлар, маълумки, уларнинг номувозанатий заряд ташувчилар билан ўзаро таъсири қандай бўлишига боғлиқ равишда рекомбинация сатхлари ва ёпишиш сатхларига ажратиб қаралади. Агар кристалда, масалан ёритиш оқибатида, ортиқча ташувчиларнинг номувозанатий зичлиги пайдо қилинган бўлса, бу ҳолда ёритиш тўхтатилганда зичлик мувозанат қийматига қайтиши (релаксацияга) юз беради. Бир ишорали (масалан, электронлар) ташувчилар киришмавий марказга ушланади. Маълум вақт ўтгач киришмавий сатх ушланган электронларни зонага қайтариб иссиқлик (иссиқлик ҳаракати ҳисобига) бериши ёки номувозанатий ковакни ушлаб олиши мумкин. Агар ковакни ушлаб олиш эҳтимоллигидан электронни зонага қайтариб бериш эҳтимоллиги катта бўлса, мазкур сатхни ёпишиш сатхи дейилади. Акс ҳолда, агар сатхнинг электрон ва ковакни ушлаб олиш эҳтимоллиги зонага қайтариб бериш эҳтимоллигидан катта бўлса, бундай сатхни рекомбинация сатхи дейилади.

Электронни ушлаб олган қандайдир А сатх учун ковакни ушлаб олиш эҳтимоллигини зонага қайтариб бериш (иссиқлик энергияси ҳисобига зонага ўтказиш) эҳтимоллигига нисбати

$$K_n = \frac{\gamma_n \gamma_p}{\gamma_n N_c \exp(-E_a / kT)} \quad (6.1)$$

Бунда р-коваклар зичлиги, E_a - сатхнинг энергетик вазияти.
Ковакни ушлаб олган сатх учун

$$K_p = \frac{\gamma_p n}{\gamma_p N_v \exp(-(E_g - E_a) / kT)}, \quad (6.2)$$

бунда E_g - тақиқланган зона кенглиги.

Агар $K_p \ll 1$ бўлса, А сатх ёпишиш сатхи бўлади, агар $K_p \gg 1$ бўлса, у тез рекомбинация сатхи бўлади ва $K_p \sim 1$ бўлса, секин рекомбинация сатхи бўлади. (6.1) ва (6.2) ифодалардан кўриниб турганидек, сатхнинг қандай бўлиши температурага, ноасосий заряд ташувчилар зичлиги ва бошқа омилларга ҳам боғлиқ бўлади.

Юпқа намуналар фотоўтказувчанлигини, майдон эффектини тадқиқлашнинг кўрсатишича, мазкур эффектларнинг тез релаксацияси сиртий рекомбинация жараёнлари билан ҳам, сиртий ушланиш жараёнлари билан ҳам боғлиқ. Мазкур сатҳнинг ёпишиш маркази бўлишлиги шarti куйидагича ифодаланиши мумкин:

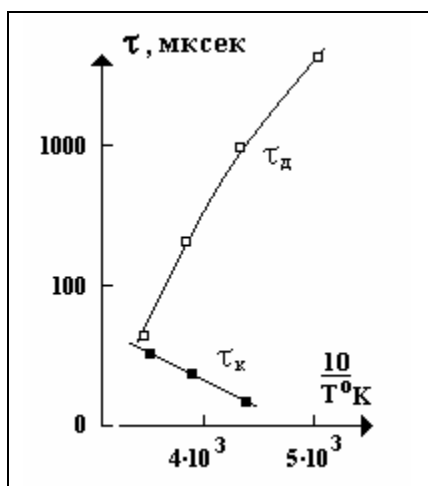
$$K_{ns} = \frac{\alpha_p}{\alpha_n} \exp(E_t - E_f + Y_s) \ll 1 \quad (6.3)$$

Бу жойда E_f - ферми сатҳи энергияси: E_f ва E_t тақиқланган зонанинг ўртасидан ҳисоб қилинади.

Тез сиртий сатҳлар параметрлари температурага боғлиқ. Масалан, германийда ўтказилган майдон эффекти ўлчашларига асосан хона температурасида тўртта “тез” сиртий сатҳларнинг ҳаммаси рекомбинацион марказлар бўлади. Температура пасая борган сайин сатҳларнинг рекомбинацион хоссалари сусайиб, ёпишиш эҳтимоллиги ортиб боради. Температуранинг ~ 250 К гача пасайтиригanda тақиқланган зонанинг юқориги ярмисида сатҳлар ёпишиши сатҳлари бўла бошлайди. Яна ҳам паст T да қолган 2 та сатҳ ҳам ёпишиш сатҳлари бўлиб олади.

Кремнийнинг юпқа намуналарида кичик сигналли майдон эффекти ва фотоўтказувчанлик релаксацияси кўриниши Y_s га боғлиқ. Бойиган ёки кучсиз камбағаллашган қатламлар учун сиртий рекомбинация аниқлайдиган тез релаксация жараёни кузатилади. Сиртда инверсион қатлам бўлган ҳолда релаксация секин боради, бу эса сиртий ёпишиш ҳақида гувоҳлик беради.

6.3 Сиртий ёпишиш сатҳлари



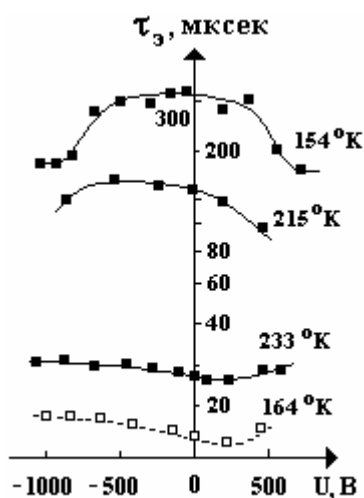
Кремнийнинг юпқа намуналарида хона температурасида фото-ўтказувчанлик икки - қисқа вақтли ва узоқ вақтли - ташкил этувчилардан иборат, бунда бу ташкил этувчиларни тавсифловчи хусусий вақтларнинг температурага боғланиши муҳим даражада турлича: узоқ вақтли ташкилловчининг вақти доимийси τ_{uz} температура пасайган сайини ортиб боради, қисқа вақтисиники τ_k пасаяди. $\tau \left(\frac{1}{T} \right)$ боғланишнинг ортиши ёпишиш жараёнларига

6.3-расм хос пасаяувчи $\tau (1/T)$ боғланиш эса рекомбинацион жараёнларга хосдир. Бу тажрибавий далил яна бошқа тажрибалар билан биргаликда заряд ташувчиларнинг сиртий ёпишиши мавжуд эканлигини тасдиқлади.

Ёпишиш сатҳларини “нейтраллаштириш” учун намунани етарлича кучли доимий ёруғлик билан ёритиш керак. Бунда фотоўтказувчанлик кинетикаси худди ёпишиш сатҳлари бўлмаганидек ўтиб боради. $\sim 0,5\%$ инжекция

(пуркаш) сатҳи берадиган кучсиз доимий ёритиш хусусий вақтни икки тартибга камайтиради. Бу натижа доимий (қўшимча) ёритиш ҳолида релаксация рекомбинацион табиатга эга деган хулосага олиб келади.

Намунада электрон-ковак жуфтларни тортиб чиқарувчи бўйлама электрик майдоннинг фотоўтказувчанлик ташкилловчиларига таъсирини ўрганиш ҳам сиртий ёпишиш ҳодисаси мавжудлигини тасдиқлайди. Майдонни пайдо қилиш (кучланиш бериш) рекомбинация билан, яъни намунада электрон-ковак жуфтлари борлиги билан боғлиқ қисқа вақтли релаксацияни муҳим даражада тезлантиради. Майдон τ_{yz} ни ўзгартирмайди, бу ёпишиш эффекти учун табиийдир, чунки ёруғлик пайдо қилган заряд ташувчилар ёпишиш марказлари тутиб олганлари яқинида маҳаллийлашган ва уларни майдон кристалдан чиқара олмайди.



6.4-расм

Сиртий сатҳларда заряд ташувчиларнинг ёпишиши эффектини n-тур яримўтказгичда кузатиш осон. Релаксация вақти τ нинг T температура пасайиши билан ортиб бориши фақат юпқа намуналарда кузатилади. τ муҳим даражада сиртга ишлов берилишига боғлиқ. Узоқ вақтли ташкилловчининг вақти τ_{yz} сиртга қўйилган ташқи кўндаланг майдонга, яъни зоналар эгилиши катталигига боғлиқ, аммо $\tau_{ук}$ амалда доимий қолади.

Бу натижалар кузатиладиган ёпишиш эффектлари сиртга тегишли эканлигини тасдиқлайди. Конденсатор фото Э.Ю.К.и

$Y_{кф}$ ни ўлчашларда ҳам сиртий ёпишиш сатҳлари намоён бўлади. Аниқланишича, n-Si нинг баъзи намуналари учун конденсатор фото Э.Ю.К. ининг қўйилган кучланишга боғланиши максимумга эга, яъни зоналар эгилишининг тегишли қийматида сиртда мусбат заряд тўпланади, ковакларнинг тутилиши юз беради. $Y_{кф}$ релаксациясида узоқ вақтли (τ_{yz}) ташкилловчи пайдо бўлади. Асос борки, ёпишиш сиртий сатҳлари бевосита кристал чегарасида (Дебай чуқурлигида эмас!) жойлашган.

Энди сиртий ёпишиш сатҳлари зичлигини баҳолаймиз. Уни бу марказлар тўйиниб оладиган инжекция сатҳи катталиги бўйича амалга оширилади. Олинган $N_{\text{ён}}^s \sim 7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ қийматлар майдон эффекти ўлчашларидан топилган қийматларга яқин, аммо ҳажмий ёпишиш сатҳлари зичлигидан ($N_{\text{ён}}^b \sim 10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-2}$) анча кам. Катта сигналлар (кучланишлар)да олиб борилган ўлчашларда сиртий ёпишиш сатҳлари тўла тўйинган ва намоён бўлмайди. Кичик сигналлар билан ўлчашлар олиб борилганда сиртий ёпишишни эътиборга олмоқ зарур. Кремний учун заряд ташувчиларнинг сиртда ёпишиши хона температурасида мавжуд бўлади.

6.4. “Тез” сиртий сатҳларнинг табиати

Яримўтказгичлар сирти физикаси бўйича анча назарий ва тажрибавий тадқиқотлар олиб борилган ва улар кейинги даврда янада жадал олиб борилмоқда. “Тез” сиртий ҳолатлар хоссаларини ўрганиш бўйича анча маълумот тўпланган. “Тез” сиртий сатҳлар параметрларининг температурага, ёритишга боғлиқ равишда ўзгариши тадқиқланган, сирт табиий қариганида, вакуумда ва газ мухитларида юқори температурада қиздиришда сатҳлар тизими ўзгариши ўрганилган, молекулалар адсорбциясининг рекомбинацион хоссаларга таъсири текширилган. Бу соҳада тадқиқланадиган кўп муаммолар мавжуд.

Германий дастлаб яхши ўрганилган ярим ўтказгич. Германийнинг сиртидаги рекомбинацион марказлар германий-оксид чегарасида адсорбланган кислород билан боғлиқ деган фарзани атомар тоза сирт хоссаларини тадқиқлашлар тасдиқлади. Намуналарни вакуумда $T \sim 500^{\circ}\text{C}$ бўлганда қиздириш оқибатида пайдо бўлган рекомбинацион марказлар энг катта зичлиги 10^{12}см^{-2} бўлиб, у сиртий атомлар зичлиги (10^{15}см^{-2})дан анча кичик. Бу маълумот асосида рекомбинацион марказлар вазифасини германий-оксид чегарасидаги тузилиш нуқсонлари бажаради деган хулосага келиш мумкин.

Сувни адсорблаш қилишда сиртий рекомбинация тезлиги камаяди, у сув молекулалари томонидан рекомбинацион марказларининг нейтралланиши оқибати деб талқин қилинади. Нейтраллаш эффекти механизми қуйидагича тасаввур қилинади. Сув молекуласи ёки бошқа кутбли молекула (ёки ион) сиртий рекомбинацион марказ (германий-оксид чегарасидаги нуқсон) яқинида панжара доимийси тартибидаги масофада маҳкам жойлашади. Молекулар ёки ион адсорбцияси оқибатида пайдо бўлган маҳаллий майдон таъсири натижасида марказнинг рекомбинацион параметрлари (унинг энергетик вазияти γ_n, γ_p) кучли даражада ўзгариши мумкин, хусусан, марказ рекомбинацион бўлмай қолиши мумкин.

Ҳақиқатдан, сувни эфир билан алмаштирилса, марказнинг тутиб олиш кўндаланг кесими ўзгариши кузатилади. Германий сиртига хос эффектлар кремний устида бажарилган тадқиқотларда намоён бўлмайди, чунки германий ва кремнийнинг сиртлари муҳим даражада ҳар хил едириш ва оксидлаш тезликларига, шунингдек, турли адсорбцион-десорбцион хоссаларга эгадир.

“Тез” сатҳлар кремнийда ҳам, германийда ҳам яримўтказгич-оксид чегарасидаги тузилиш нуқсонлари билан боғлиқ. Бу сатҳларнинг зичлиги германийдагига нисбатан кремнийда бир неча марта катта экан. Кремний сиртига барқарорлик хос: сув ёки кислород адсорбланганда (сиртга ютилганда) мустаҳкам Si-O боғланишлар вужудга келади. Шаклланган оксид пардаси мустаҳкам ва кимёвий барқарор. Атмосферани кейинги ўзгартириш тез сиртий сатҳлар тизимига таъсир қилмайди. Намуналарни вакуумда қиздириш сиртий сатҳлар зичлигини қайтмас равишда камайтиради, сиртий рекомбинация тезлигини анча камайтиради.

“Куйдириш” ишлови кремнийдаги сиртий ёпишиш сатҳларига таъсир кўрсатади, уларнинг шаклланишида сиртда ютилган (адсорбланган) сув молекулалари муҳим ўрин тутаяди. Нам гелий атмосферасида ($T \sim 250-400^{\circ}\text{C}$) куйдирилганда (қиздирилганда) ёпишиш сатҳлари зичлиги ортади. Аммо, сиртни “сувсизлантирувчи” куйдиришда (масалан, вакуумда) сиртий ёпишиш сатҳлари анча камайиб кетади. Бу натижа кремний сиртида ёпишиш сиртлари пайдо бўлишида хемосорбцион ўзгаришлар бўлишлигидан хабар беради.

Саволлар

1. Яримўтказгичлар сиртидаги «тез» сатҳлар асосий хоссалари ва табиати қандай?
2. Сиртда заряд ташувчилар рекомбинацияси қандай тарзда кечади?
3. Сиртда заряд ташувчилар ушланиши ҳодисасини тавсифланг.
4. Сиртдаги ёпишиш сатҳларининг асосий белгиси.
5. «Тез» сатҳларнинг яримўтказгичда кечадиган жараёнларга таъсири қандай?
6. «Тез» сатҳлар ҳосил қилишда қандай омиллар ўрин тутаяди.

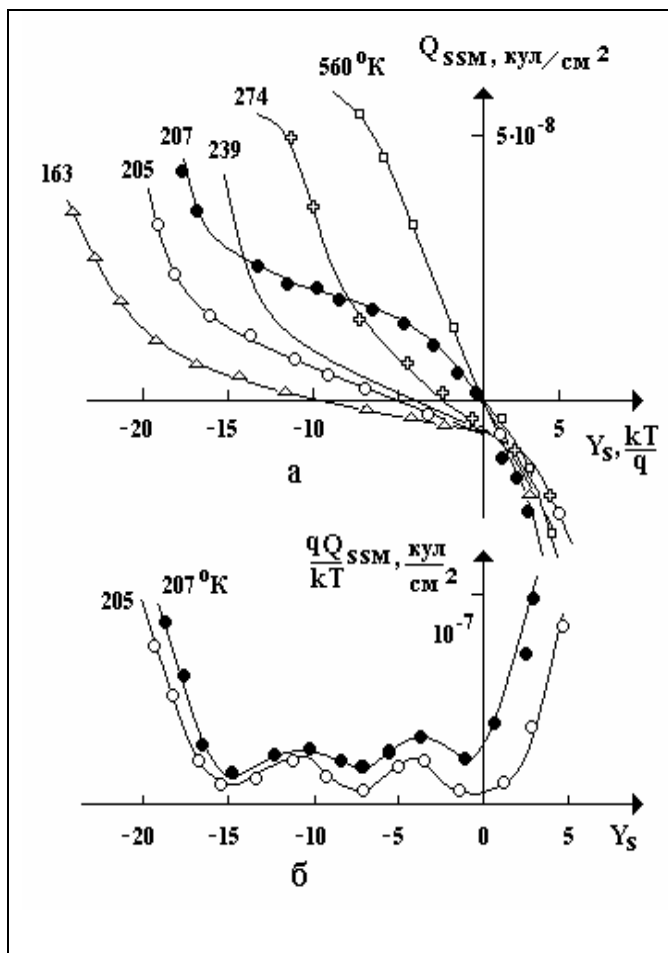
7-боб

«Секин» сиртий сатҳлар

Яримўтказгич –газ сиртида “секин” сатҳлар деб аталган сиртий сатҳлар тизими мавжуд бўлади. Уларнинг вақтий доимийси 10^{-5} с дан то минут, ҳатто соатларгача қийматларга эга бўлади. “Секин” сатҳларининг “тез” сатҳлардан фарқи шундаки, “секин” сатҳларнинг релаксация вақти катта, чунки улар

билан зоналар орасида заряд ташувчилар алмашинуви қийинлашган, аммо “секин” сатҳлар зичлиги анча катта (10^{11} - 10^{13} см⁻²) ва сиртий тўсиқ баландлигини “секин” сатҳлар тўлдирганлиги асосида аниқланади.

7.1. “Секин” сиртий сатҳларнинг энергетик спектри

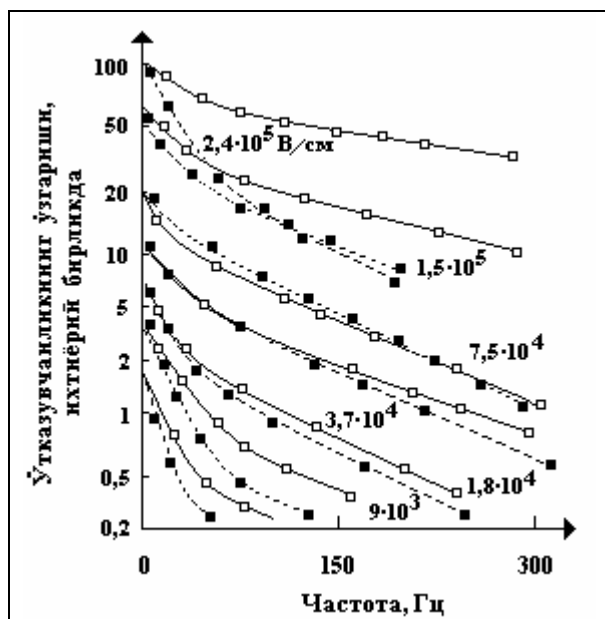


“Секин” сиртий сатҳларнинг параметрларини майдон эффектини ўзгармас кучланиш берилгандаги ўлчашлардан аниқланади, бунда ўтказувчанликнинг стационар ўзгариши ўлчанади ва сиртга ушланган Q_{ss} заряднинг зоналар эгилиши Y_s боғланиши топилади. Агар бир вақтда “тез” сиртий сатҳларга ушланган $Q_{ss,t}$ заряд аниқланган бўлса, у ҳолда “секин” сатҳларга заряд $Q_{ss,c} = Q_{ss} - Q_{ss,t}$ бўлади. Шундай ўлчашлар германий, кремний ва айрим бошқа яримўтказгичларда “секин” сиртий сатҳлар спектри дискрет сатҳлар тизимидан иборат эканлигини тасдиқлайди, бу дискретлик паст температураларда равшанроқ намоён бўлади (7.1-расм).

7.1-расм

Кремний сатҳини 3 та “секин” сатҳ орқали тавсифлаш мумкин. Уларнинг параметрлари вакуумда етарлича катта майдонлар ҳосил қилинганда ҳам деярли ўзгармайди. “Секин” сиртий сатҳлар заряд ташувчиларни ушловчи марказлар хизматини бажаради ва сиртий рекомбинацияда қатнашмайди.

7.2. Сиртда юз берадиган секин релаксацион ходисаларни тажрибада тадқиқлаш



7. 2-расм

эффекти усулидир. Германий ўтказувчанлигининг ўзгармас кўндаланг электрик майдон пайдо қилинган ва ва йўқ қилингандаги ўзгариши секин релаксацияси ўрганилган

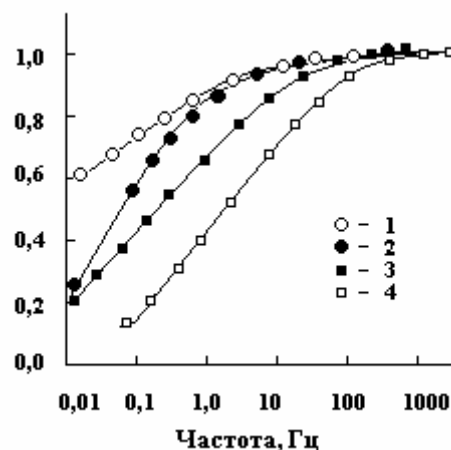
(7.2-расм). Қиёсан паст частоталар соҳасида майдон эффектнинг частотага боғланиши олинганда (7.3-расм)

эффектнинг кучли даражада пасайиши заряд ташувчиларнинг “секин” ҳолатларга тутилиши билан боғлиқ эканлиги кўринади.

Частота ортганда камроқ ташувчилар “секин” сатҳларга тутилади. $\omega > 100$ Гц бўлганда бу сатҳлар ишламайди, чунки улар билан зона орасида заряд ташувчилар алмашинуви юз бериб улгурмайди, частота яна ҳам ортганда сигнал ўзгармас қолади. Мухим натижалар:

1. Нам ва қуриқ атмосфера шароитида частотавий боғланиш турлича;
2. Частоталарнинг етарлича кенг соҳасида ўтказувчанлик ўзгариши $\ell_g \omega$ га пропорционал;
3. Кўндаланг электрик майдон синусоидал бўлганда ўтказувчанлик ўзгаришига пропорционал сигнал ўшандай частотали синусоида бўлади, яъни у юкори частотали гармоникаларга эга бўлмайди.

Сиртдаги ҳолатлар мувозанатий тўлдирилганлигини уларнинг сиртдаги Ферми сатҳига нисбатан жойлашиши ва кристал температураси аниқлайди. Албатта, қайси бир таъсир оқибатида тизимни мувозанатдан чиқарилса, секин” сатҳлар тўлдирилганлиги ўзгаради. Ташқи таъсир йўқолганда бу сатҳларда мувозанатий заряд ўрнашиб боради. Мазкур кинетикани ўрганиш яримўтказгич сиртининг энергетик спектри ҳақида бир қатор муҳим маълумотлар беради. Сиртий сатҳлар номувозанатий тўлдирилганлигини пайдо қилишнинг бир неча усуллари бор. Энг тарқалган усул майдон



7.3-расм

4) $\Delta\sigma$ ва ΔV_k пасайиши кинетикаси кучли даражада атроф атмосферасига боғлиқ.

5) $\Delta\sigma$ ва ΔV_k ларнинг релаксацияси эгри чизиқлари кўрилган учала ҳолда ҳам бир хил (7.4-расм). Келтирилган тажрибавий натижаларни тушунтириш учун сиртнинг моделлари таклиф қилинган.

7.3 Гетероген сирт модели

Бу моделнинг ҳақиқий замини тажрибалар натижаларидир. Моделнинг асосида сиртнинг турли қисмлари турли релаксация вақтларига эгадир деган фараз ётади. Фараз қилайлик сиртнинг ҳар бир қисмида (элементида) пасайиш экспоненциал, яъни ҳар бир сирт элементи учун ортикча заряд ташувчилар зичлигининг (n_i -нинг) вақтга боғланишини

$$\frac{dn_i}{dt} + \frac{1}{\tau_i} n_i = A \quad (7.2)$$

кўринишидаги чизиқий тенглама аниқлайди, бунда А-ортикча ташувчилар генерациясини аниқлайдиган қандайдир функция. Тажрибадан маълумки, майдон ва n зичлик орасида чизиқий муносабат бор. У ҳолда синусоидал уйғотиш қўлланса, $A=A_0 \sin\omega t$.

(7.2) тенгламанинг ечими:

$$n_i = n_i^0 \sin\omega t \quad (7.3)$$

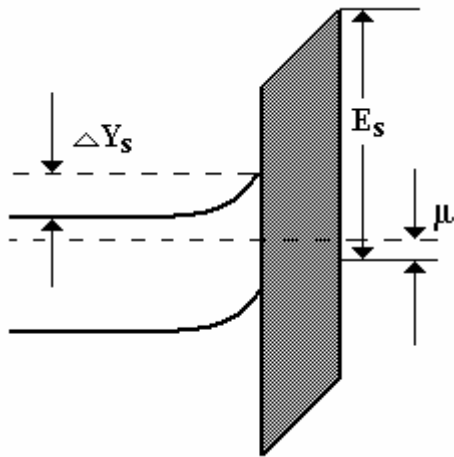
$\Delta\sigma \sim \sum n_i$ яъни қайта қилинадиган сигнал синусоида бўлади. $\Delta\sigma$ нинг вақтий боғланиши сиртга ўзгармас ёки П-импульсли майдон кўйилганда текширилади, бунда $A=0$ ёки $A=\text{const}$. Бу ҳолда ҳар бир сирт элементи учун (7.2) нинг ечими $n_i = n_0 \exp(-t/\tau)$, яъни ҳар бир элементда пасайиш экспоненциал, аммо n_i лар йиғиндиси $\Delta\sigma$ учун мураккаброқ қонун беради.

Агар секин ҳолатлар релаксация вақтлари бўйича

$$g(\tau) = \frac{1}{\tau} \quad (7.4)$$

кўринишда тақсимланган деб фараз қилинса, тажрибада кузатиладиган (логарифмик масштабдаги) чизиқий қонунни олиш мумкин. $g(\tau)$ -релаксация вақти τ бўлган ҳолатларнинг сиртий зичлиги. Ge учун $\tau=0,02 \div 20$ с. τ нинг кристалл сирти бўйлаб ўзгариб боришини оксид қатлами қалинлиги бир текис эмаслиги тушунтиради.

7.4. Электронлар ўтишлари модели



7.5-расм

Бу модел “катта сигнал” ҳолидаги яъни секин сиртий сатҳлардаги заряднинг ўзгариши, бинобарин, сиртий потенциал ўзгариши етарлича катта бўлгандаги тажриба натижаларини тушунтириш учун таклиф қилинган. Заряд ташувчиларнинг зонадан “секин” сатҳларга ўтишлари тезлигини сирт яқинида потенциал тўсиқ баландлиги аниқлайди деб фараз қилинади. Ўз навбатида бу баландлик олдин “секин” сатҳларга ўтиб олган заряд ташувчилар сонига боғлиқ. Бу моделни 7.5-расм даги зоналар чизмаси ёрдамида тушунтириш мумкин. Соддалик учун сиртий сатҳ билан ўзказувчанлик зонаси орасида электронлар алмашинуви юз беради деб фараз қиламиз.

Ташқи майдон потенциал тўсиқни ΔY_s га ўзгартирсин, зонадаги ортиқча ташувчилар сони: а) «секин» сатҳдан зонага ўтишлар тескари ўтишлар ($\sim \exp(\Delta Y_s/kT)$) орқали аниқлади:

$$\frac{dn}{dt} = B_1 \exp[-(E_s - E_t)] - A_1 \exp(\frac{\Delta Y_s}{kT}) \quad (7.5)$$

Потенциал тўсиқ баландлиги ўзгариши пайдо қилинган ташувчилар концентрацияси n га боғлиқ: $\beta^1 n = \exp(\Delta V_s/kT)$. Стационар ҳолда $\Delta V_s = 0$, $\frac{dn}{dt} = 0$ бундан $B_1 = A_1 \exp(E_s - E_F)$.

Демак,

$$\frac{dn}{dt} = A_1 (1 - e^{\beta^1 n}) \quad (7.6)$$

Бу модел тажрибада кузатиладиган пасайиш эгри чизиқлар асимметриясини осон тушунтиради. Ҳақиқатан, агар $\beta^1 n$ катта ва манфий бўлса,

$$\frac{dn}{dt} = A_1 \quad (7.7)$$

бўлади. Агар $\beta^1 n$ катта ва мусбат бўлса,

$$\frac{dn}{dt} = -A_1 \exp(\beta^1 n) \quad (7.8)$$

бўлади, яъни майдон ҳосил қиладиган зарядлар ишораси турли бўлганда пасайиш тезлиги муҳим даражада турли. Электронлар ўтишлари модели кузатиладиган $\Delta \sigma \sim \ln(t + \tau)$ туридаги боғланишни ҳам тушунтира олади.

Шуни таъкидлаш керакки, қаралган икки модел бир бирини тўлдиради. Афтидан, иккала моделни бирлаштириш кузатилган кўпчилик ҳодисаларни тушунтира олар деган мулоҳаза келиб чиқиши табиий.

7.8. “Секин” сиртий сатҳлар табиати

Аниқланишича, германий ва кремний яримўтказгичларида “секин” сиртий сатҳларнинг мавжуд бўлишлиги сиртда оксид қатламининг борлиги билан боғланган.

Кузатилган ҳодисалар оксиднинг ташқи сиртида жойлашган сатҳлар секин релаксацион жараёнларда ҳал қилувчи вазифани ўташлигини тасдиқлайди. Масалан, секин сатҳлар релаксация вақти оксид қалинлиги ошган сайин ортиб боради. Агар оксид ичида жойлашган сатҳлар бунда муҳим ўрин тутганда юқоридаги ходиса кузатилмас эди. Релаксация вақти тнинг атроф муҳитга боғлиқлиги ҳам секин сатҳларнинг чегаравий вазиятини тасдиқлайди.

“Секин” сатҳлар ва зоналар орасида заряд ташувчилар алмашинуви масаласини қараганда ташувчиларнинг оксид қатлами орқали ўтиш механизми масаласи пайдо бўлади. Фараз қилинишича, ташувчиларнинг оксид қатлами орқали ўтиши потенциал тўсиқдан туннел эффект йўли билан амалга ошади. Бу муаммони ечишда ҳал қилувчи тажрибалар-кинетиканинг температура ва оксид пардаси қалинлигига боғланишини тадқиқлашдир. Тажрибалар асосан туннел эффект фойдасига ҳукм чиқарган эди. Аммо, баъзи тадқиқотлар тўсиқ орқали (устидан) электронлар эмиссияси бўлиши ҳам мумкинлигини кўрсатади. Демак, мазкур иккала механизмни эътиборга олиш зарур.

Саволлар

1. «Секин» сатҳларнинг асосий белгиси қандай?
2. «Секин» сатҳларнинг энергия ҳолатлари тизими қанақа?
3. Гетероген сирт модели ёрдамида «секин» сатҳларни тушунтиринг.
4. Электронлар ўтишлари модели қандай керакли натижалар беради?
5. «Секин» сатҳлар қандай сабаблардан пайдо бўлади?

8-боб

Яримўтказгичларнинг атомар тоза сиртини тадқиқлаш

8.1. Яримўтказгичларнинг ҳақиқий ва атомар тоза сирти

Яримўтказгичнинг ҳақиқий сирти оксид қатлами билан қопланган ва кўп тузилиш нуқсонларига эга бўлади. Оксид ва яримўтказгич чегарасида

хамда атрофдаги атмосфера билан чегарада албатта бирор микдорда адсорбланган чет киришмалар жойлашган бўлади. Дастлаб шундай моддалар билан ишлашга тўғри келган. Аммо, кейинроқ кристалларни тозалаш усуллари ишлаб чиқилгач яримўтказгичларнинг тоза сиртини ўрганиш имконияти пайдо бўлди. Бундай сиртларни ўрганиш муҳим аҳамиятлидир.

1) Бундай тадқиқотлар Тамм сатҳлари мавжудлигини тажрибада исботлаш имконини беради.

2) Тамм сатҳлари тоза сиртда кўп бўлганлиги сабабли зонавий сиртий ўтказувчанлик мавжуд бўлишлигини текшириш мумкин бўлади.

3) Газларнинг тоза сиртда адсорбланиши жараёнларини тадқиқлаш алоҳида қизиқишга эгадир.

4) Атомар тоза сиртда майдон эффектини тадқиқлаш ва шу усул билан сиртнинг оксидланиши оқибатида юз берадиган ўзгаришлар, «тез» ва «секин» ҳолатлар табиати ҳақида янги малумотлар бериши мумкин.

5) Сиртга киришмалар киритиш муаммоси муҳим масаладир. Германия ва кремнийнинг сирти атомар тоза бўлса, унинг ўтказувчанлиги анча катта, шунинг учун улар асосида асбоблар яшаш мумкин эмас. Бироқ, муайян киришмалар киритиб, сиртий ўтказувчанлик ва сиртий рекомбинацияни энг кам ва вақт ўтиши билан ўзгармайдиган қилинади, энди бундай кристаллардан асбоблар яшаш мумкин.

8.2. Яримўтказгичлар атомар тоза сиртини ҳосил қилиш усуллари

Атомар тоза сирт олиш учун биринчи шарт - ўта юқори вакуум бўлишидир. Газнинг босими 10^{-9} - 10^{-10} мм. сим. устунни тартибида бўлганда олинган атомар тоза сиртни зарур ўлчашлар учун етарли вақт давомида сақлаб туриш мумкин. Агар вакуум қурилманинг барча қисмларини етарлича юқори температурада 300 - 400°C узоқ вақт (12-30 соат чамасида) газсизланса бундай вакуумни симобли ва мойли насослар ёрдамида ҳосил қилиш мумкин.

Атомар тоза сирт ҳосил қиладиган ва унда 10^{-9} мм симоб устунни чамасида вакуумни узоқ вақт (бир неча hafta) тутиб тура оладиган қурилмалар ҳам яратилган. Аммо, шундай паст босим бўлганда ҳам тозалашдан бирор вақт ўтгач текширилаётган сирт адсорбланган молекулалар қатлами билан қопланади.

Лекин, бу жараён секин кетади, чунки адсорбланадиган газнинг улуший босими кичик, сиртга адсорбланиш эҳтимоли ҳам кичик. Адсорбланган молекулалар бир қатлами ҳосил бўлиши вақти 40-400 соат чамасида.

Юқори температурали қиздириш усулида сиртни тозалаш

Агар кристални вакуумда суюлиш температурасига яқин температурагача қиздирилса, бу ҳолда дастлаб оксид қатлами буғланиб кетади, сўнгра асосий модда ҳам буғланади.

Натижада сирт етарли даражада тозаланади. Қаралаётган усулни суюлиш температураси анча юқори бўлган (1683^0 К) кремнийга қўллаш мумкин. 1550 К температурада вакуумда қиздириш оқибатида кремнийнинг тоза сирти ҳосил қилинади. Бу жараёнда кремний ичига қурилманинг шиша деворларидан Бор (В) кириб қолади, у р - ўтказувчанлик ҳосил қилади. Бундан қутилиш чораси: кварцдан ясалган асбоб ускунадан фойдаланиш ёки Борни ионлар бомбалашни усули билан сиртдан узоқлаштиришдир.

Қаралган усулнинг камчиликларни ҳам йўқ эмас. Қиздириш вақтида яримўтказгичнинг ҳажмий ҳоссалари (электрик ўтказувчанлиги, яшаш вақти ва бошқалар) анча ўзгаради. Қизиқ кетган қурилма қисмлари ҳам баъзи газларни чиқаради, улар сиртдаги зарралар билан бирикмалар ҳосил қилиб тозалаш ўрнига ифлослашни келтириб чиқаради. Шу мулоҳазаларни эътиборга олиб мазкур тозалаш усулини қўллаш мумкин.

Ушбу усулни яримўтказгич бирикмаларга асло қўллаб бўлмайди, чунки юқори температурали қиздириш таркибни бузади.

Ионлар билан бомбардимон қилиш усули

Бу усул кўп тарқалган ва самаралидир. Яримўтказгич сиртини бир неча юз эВ энергиягача тезлантирилган инерт газ ионлари билан бомбардимон қилиш сиртдаги оксид қатламини, шунингдек дастлабки модданинг 1–2 атом қатламини кетказади. Бироқ, кейинги жараён бир мунча нуқсонлар ҳосил қилади. Бу нуқсонларни кетказиш учун 15–30 минут давомида юқори температурали куйдириш ($1100–1200$ К) қўлланилади. Куйдириш вақтида ҳам сирт қисман ифлосланиши мумкин. Шунинг учун ионлар билан бомбардимонлаш–куйдириш технологик амаллари кўп марта такрорлангандагина қаноатланарли бўлиши мумкин.

Бу усул элементар (Ge, Si, ва бошқалар) яримўтказгичлар сиртини тозалашда яхши натижалар беради, аммо яримўтказгич бирикмаларнинг тоза сиртини ҳосил қилишда ҳамма вақт ҳам ижобий натижа беравермайди.

Вакуумда ёриш усули

Кристаллни юқори вакуумда ёриш йўли билан тозалаш усулининг соддалиги, шунингдек, унинг яримўтказгич бирикмаларга қўлланилишлиги туфайли фойдаланиш соҳаси анча кенгдир. $\sim 10^{-9}–10^{-10}$ мм.сим.уст. босимли вакуумга жойланган кристални керакли кристаллографик йўналиши (кремний учун (111)) бўйлаб ёрилади. Магнитик майдон ёки бошқа усул билан бошқариладиган махсус ургич маҳкамланган кристалга зарб беради, кристал ёрилади. Ёришнинг бошқа бир усули — сиртда олдиндан тайёрланган чуқур изга пона босилади.

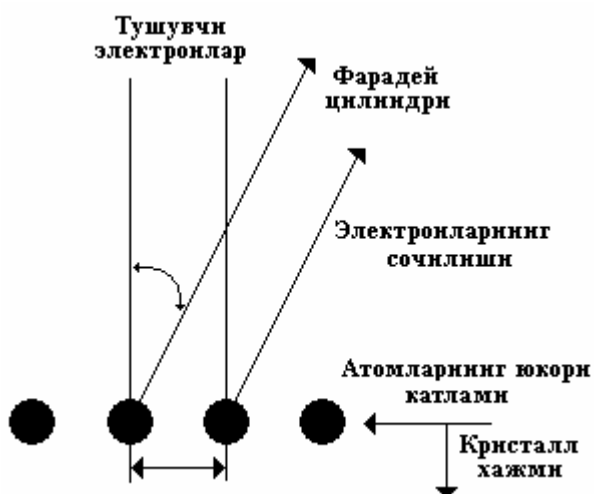
Бу усул қўлланганда қиздириш бўлмайди. Кристал ёрилиши биланоқ унинг сирти электрик ҳоссалари бевосита ўлчаниши мумкин.

Совуқ буғланиш усули билан сиртни тозалаш

Усул куйидагидан иборат: кучли электрик майдон ($\sim 10^8$ В/см) мусбат зарядланган найзадан сиртдаги киришма атомларини ва кристалл панжараси юқориги қатламларидаги атомларни учириб юборади. Майдон текшириляётган модда найзаси ва текис электрод орасида ҳосил қилинади.

Етарлича паст частотали ўзгарувчан кучланиш бериб сиртни тозалаш жараёни ва унинг тозалигини бир вақтда амалга ошириш мумкин: найзага мусбат кучланиш берилганда найзадан сиртий атомлар буғланади, яъни тозалаш юз беради; найзага манфий кучланиш берилганда автоэлектрон эмиссия кузатилади, бу сиртнинг электронограммасини олиш имконини беради.

8.3. Секин электронлар дифракцияси усули билан сиртнинг тозалигини текшириш



8.1-расм

Энергияси 20 дан 200 эВ гача бўлган электронлар дастаси текшириладиган сиртга тик йўналтирилади. Сиртдан сочилиб кетган секин электронлар электрометрга уланган силжувчи коллектор ёрдамида йиғилади. Дифракцион манзарани олиш коллекторнинг бурилиш бурчагига боғлиқ равишда коллектор токини ўлчашдан иборат бўлади. Кейин дастанинг энергияси бошқа бўлганда ва кристаллнинг йўналиши турли бўлганда ўлчашлар қайтарилади. Бу ишни

тезлаштириш учун коллектор токини автоматик равишда ёзиб оладиган турли усуллар қўлланилади. Баъзи усулларда сочилган электронлар тезлантирилади ва дифракцион манзара бевосита люминесцент экранда кузатилади.

Бир тажрибанинг кўрсатишича, 50 эВ энергияли сочилган электронларнинг 75% текшириляётган модданинг юқориги қатлами атомлари томонидан чиқарилади. Демак, дифракцион манзара кристал сиртини тавсифлайди.

Секин электронлар дифракцияси ёрдамида германий ва кремнийнинг юқори температурали қиздириш ва бошқа усуллар билан олинган сиртлари тадқиқланган.

8.4. Яримўтказгичлар атомар тоза сиртининг физик ҳоссалари

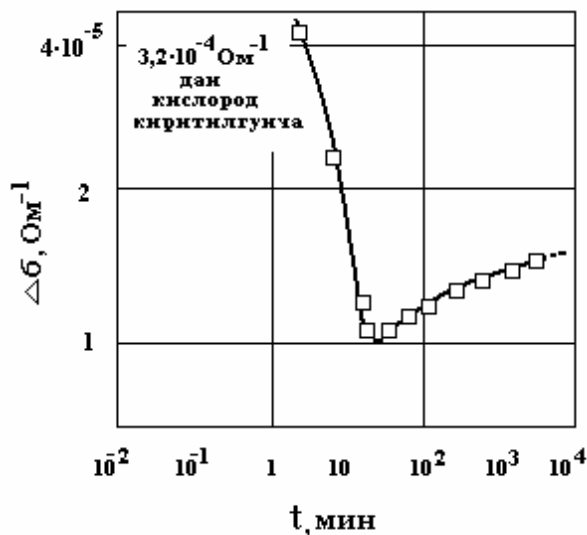
8.4.1. Сиртий ўтказувчанлик

Германийнинг атомар тоза сирти анча катта p – турдаги ўтказувчанликка эга. Бунинг исботи сиртда майдон эффеќти, вакуумда кристаллни ёриш усуллари бўйича ўлчашлардан аниқланган. Сиртий ўтказувчанликнинг ёриб олинган сирт учун қиймати ($3,2 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}^{-1}$) бу катталиқнинг ионлар бомбардимони билан тозаланган сирт учун қийматига яхши мос тушади. Бу тозаланиқнинг етарлича юқори эканлигини кўрсатади.

Тоза сиртда оксигеннинг адсорбланиши дастлабки босқичида p –ўтказувчанликни бироз оширади, кейин эса намуна ўтказувчанлиги пасаяди. Агар ўлчашлар оксигеннинг босими етарлича юқори бўлганда бажарилса, у ҳолда Ge нинг сиртий ўтказувчанлиги энг кичик қийматигача пасайиб, сўнг яна орта бошлайди. Минимумнинг борлиги оксиген адсорбланишида сиртий ўтказувчанлик p – турдан n – турга ўтганлигини кўрсатади. Ўтказувчанлик тури ўзгариши майдон эффеќти ҳаракатчанлиги ишорасини ўзгартиради.

Сиртий ўтказувчанлик катталиги бўйича фазовий заряд соҳасидаги коваклар ортикча зичлиги қийматини баҳолаш мумкин ($\sim 10^8 \text{ см}^{-2}$). Германийнинг атомар тоза сиртида зоналар эгилиши (юқорига) шунча каттаки, Ферми сатҳи валент зонага кириб қолади. Бу коваклар газининг айнаиши демақдир. Мазкур эгилиш сиртий сатҳларда анча манфий заряд ўринлашганлигини билдиради, яъни бу сатҳлар акцепторлар бўлади. Майдон эффеќти ўлчашларидан уларнинг зичлиги учун 10^{12} см^{-2} , баъзан $4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ гача қийматлар аниқланган.

Кремнийнинг атомар тоза сирти кейинроқ тадбиқлана бошлаган, аммо, бу тадқиқотлар кўлами жуда тез кенгайган ва чуқурлаша бошлаган. Кремнийда олинган натижалар германийдагидан анча фарқ қилган. Хусусан, ёришдан ҳосил қилинган сиртли кремний намунасининг сиртий ўтказувчанлиги n – тур экан, шунингдек, атомар тоза сиртли кремний



8.2–расм

асосидаги p–n–p транзистор тузилмаларида инверсион қатламлар кузатилмаган.

Сиртий сатҳлар зичлиги жуда катта бўлгани учун майдон эффектини ўлчаш анча қийин бўлган. Кремнийнинг сиртий ўтказувчанлиги сиртга оксиген адсорбланганда, Ge дагига нисбатан, анча кам ўзгаради.

8.4.2. Атомар тоза сиртдан чиқиш ишини ўлчашлар

8.2. бандда баён қилинган учта усул билан олинган германий кристаллари учун чиқиш иши W катталиклари бир бирига яқин ($W=4,66-4,80эВ$).

n –тур ва p – тур кристаллар учун W кам фарқ қилади. Бу ҳол ажабланарли. Бу эффект германийда ҳам кремнийда ҳам кузатилган. Бу эффект талқини шуки, n –тур ва p – тур кристаллар сиртида катта зичликдаги энергия сатҳлари мавжуд бўлиб, зоналар эгилиши ўзгарганида уларнинг тўлдирилганлиги кучли даражада ўзгаради. Ҳақиқатдан, чиқиш иши Ферми сатҳи вазиятига ҳам, потенциал тўсиқ (электрон учун !) катталигига ҳам, сатҳлар тўлдирилганлигига ҳам боғлиқ.

Киришмалар киритишда (легирлашда) сиртий сатҳларга нисбатан Ферми сатҳи вазияти ўзгаради, сиртдаги заряд миқдори ҳам ўзгаради, натижада сирт яқинида зоналар эгилиши ўзгаради. Зоналар эгилишининг бу ўзгариши n –тур ва p – тур кристалларидаги Ферми сатҳи вазияти фарқини тенгшайди.

8.4.3. Атомар тоза сиртларда ҳаракатчанлик ва рекомбинация тезлиги

Фазовий заряд соҳасида заряд ташувчилар ҳаракатчанлигини атомар тоза сиртли германийнинг юпқа намуналарида Холл эффектини ўлчаш орқали аниқланган. Бунда коваклар ҳаракатчанлиги $\sim 600 \text{ см}^2 /В\cdot\text{с}$ бўлиб чиққан. Оксиген адсорблана борган сари сиртий потенциал камаяди, сиртий ҳаракатчанлик ортади.

Турли усуллар билан олинган атомар тоза сиртларда сиртий рекомбинация тезлиги жуда кичик (ёриб олинган германий сиртида 100- 300 см/с). Ионлар билан бомбардимон қилинган сирт учун s катта ($\sim 10^4$ см/с), сўнг куйдириш (қиздириш) оқибатида кучли камаяди. Оксиген адсорбланган ҳолда сиртий рекомбинация тезлиги анча ортади, 10^3 см/с га етади. Сиртий сатҳларнинг зичлиги фавқулодда катта бўлган атомар тоза сиртларда s жуда кичик бўлгани сабаби – сирт яқинида баланд потенциал тўсиқнинг борлиги сиртий рекомбинацияни секинлаштиради.

Сиртий потенциал жуда катта бўлганда сиртий рекомбинация тезлиги тушунчаси ўз маъносини йўқотиши мумкин.

Саволлар

1. Яримўтказгич атомар тоза сиртини қандай усуллар билан ҳосил қилинади?
2. Атомар тоза сиртни ҳосил қилиш нимага керак?
3. Сиртнинг тозалигини қандай усуллар билан текширилади?
4. Атомар тоза сиртларда сиртий ўтказувчанлик табиати қандай?
5. Атомар тоза сиртнинг физик ҳоссалари қандай?
6. Чиқиш иши қандай ўлчанади?
7. Атомар тоза сиртда заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги хусусиятлари қандай?
8. Атомар тоза сиртда рекомбинация қандай кечади?

9– боб.

Яримўтказгичлар сирти энергетик тузилишини тадқиқлаш усуллари

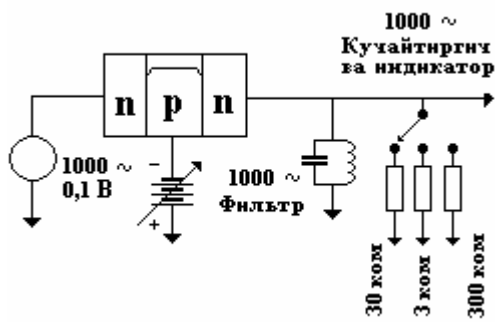
Сиртнинг электронлар энергия ҳолатлари тузилишини тадқиқлаш мукамал усуллари яратиш сирт физикасининг муҳим вазифасидир. Биз кўйида бир неча шундай усулларни тавсифлаб ўтамиз.

9.1 Канал –эффект

Текис (планар) триод (транзистор) характеристикалари атроф муҳит ўзгарганида кучли даражада ўзгариши маълум. Бу $p-n-p$ ўтишлар сиртида канал ҳосил бўлиши билан боғлиқ. Канал–база сиртидаги юпқа қатлам бўлиб, унинг ўтказувчанлиги тури ҳажмдагидан фарқ қилади. Канал эмиттердан коллекторга томон омик ўтиш пайдо қилади ва шу йўсинда $p-n-p$ ўтишни шунтлайди.

Каналнинг мавжуд бўлиши атроф муҳит молекулаларининг адсорбланишида ҳосил бўладиган зоналарининг кучли эгилиши сабабли база сиртида инверсион қатламнинг ҳосил бўлишидир.

$n-p-n$ ўтишда база сиртида анча мусбат заряд жойлашиб олганда канал пайдо бўлади (зоналар пастга эгилган). Бу сиртда адсорбция вақтида (масалан, сув адсорбланишида) донор сатҳлар ҳосил бўлганида юз беради.



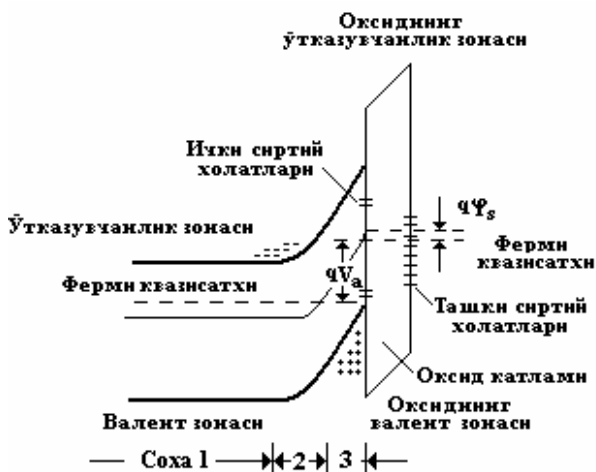
9.1- расм

Тескари кучланиш ортганида маълумки, р–п ўтиш оширади, шу билан бирга ўтиш соҳасида ионланган киришмалар сони катталашади ва энди сиртий зарядни нейтраллаш учун камроқ эркин ташувчилар талаб қилинади. Инверсион қатлам ҳосил бўлмайди. Канал тўсилади.

Каналнинг ўтказувчанлиги бўйича сиртий потенциални, сиртдаги зарядни, бинобарин, сиртий ҳолатлар параметрларини аниқлайдиган усул мавжуд.

Тажрибада канал ўтказувчанлигини ўлчаш учун 9.1- расмдаги схемадан фойдаланилади. р–п–р ўтишда канални текширишда, акцептор турдаги(сиртдаги заряд манфий) сиртий сатҳлар ҳосил қиладиган газларни адсорбланиш қўлланилади. Энг қулайи-кислород. Унинг (айниқса озоннинг) атмосферасида германий ва кремний учун канал-эффект кузатилади.

Инверсион қатламли сиртнинг энергетик схемаси 9.2 - расмда тасвирланган.



9.2-расм

E_s ни Пуассон тенгнамасидан аниқланади.

Германий ва кремнийда канал эффеқтини ўлчашларда “секин” ва “тез” сиртий сатҳлар намоён бўлади. Тажриба натижаларини назарий ҳисоб билан таққослаб “тез” ва “секин” сиртий сатҳлар параметрларини топиш мумкин. Сиртий сатҳларнинг канал-эффеқти

р–п ўтишга берилган тескари кучланиш V_a ортиб борганида каналнинг ўтказувчанлиги камайиб боради, V_a етарлича катта бўлиб қолганида канал ўтказувчанлиги 0 га тенг, яъни канал тўсилади. Сабаби: яримўтказгич кристали сиртидаги заряд базанинг сиртга яқин соҳасидаги эркин заряд ташувчилар ва ионланган киришмалар билан нейтралланади.

Инверсион қатлам (р-соҳа) ва п-тур асосий кристал орасига V_a кучланиш қўйилган. Кристалл E_{Fp} ва E_{Fn} икки квазисатҳлари билан характерланади, $(E_{Fp} - E_{Fn}) = V_a$.

Сиртий сатҳлардаги зарядни аниқлаш учун катталиги унга тенг ва қарама-қарши ишорали инверсион қатламдаги ҳажмий заряд \tilde{Q}_{sc} ни ҳисобга олиш лозим. Агар E_s кристал сиртидаги майдон бўлса, Гаусс теоремаси бўйича

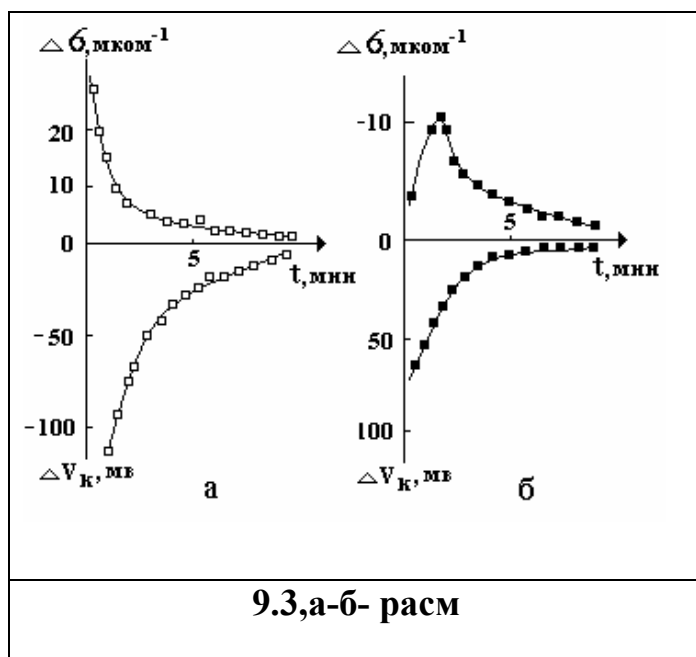
$$\tilde{Q}_{sc} = \frac{\epsilon}{4\pi} E_s \quad (9.1)$$

ва майдон эффекти асосида аниқланган энергетик вазиятлари ва зичликлари бир-бирига яқин.

9.2. Зоналар эгилиши Y_s ни аниқлаш усуллари

9.2.1 Y_s ни майдон эффекти ва контакт потенциални бир вақтда ўлчашлардан аниқлаш

Яримўтказгич сиртига слюда орқали етарлича кучли $\approx (2 \div 7) \cdot 10^5 \text{ В/см}$ электрик майдон 1-2 минут вақтга қўйилади. Майдон узилишидан сўнг слюда билан металл электрод тезда четлаштирилади, текширилаётган сиртга титровчи платина электрод яқинлаштирилади. Бир вақтда ўтказувчанликнинг пасайиши контакт потенциаллар ΔV_k айирмасининг вақт бўйича ўзгариши ўлчанади.



9.3,а-б- расм

Бундай ўлчашлар натижалари 9.3-расмда тасвирланган.

Бу ҳолда

$$\Delta V_k = \Delta Y_s + \Delta V_{ok} + \Delta V_{дин} \quad (9.2)$$

бундаги ΔY_s - зоналар эгилиши ўзгариши;

ΔV_{ok} - сиртдаги оксид қатламида потенциал тушиши ўзгариши;

$\Delta V_{дин}$ - адсорбланган молекулалар диполлари қатламида потенциал тушуши;

$\Delta \sigma_c = f(\Delta V_k)$ ни турли диполли турли газлар атмосферасида ўлчанганда амалда ҳамма эгри чизиқлар мос тушади. Демак, $\Delta V_{дин}$ кичик экан. Хусусий ўтказувчанликли германий учун $T = 300 \text{ K}$, оксид қатлам қалинлиги $\approx 40 \text{ \AA}$, $\epsilon_{ок} = 4$ бўлганда $Y_s = 7 \text{ kT}$ бўлганда $\Delta V_{ok} \approx 0,4 \text{ kT}$, $Y_s = 5 \text{ kT}$ бўлганда $\Delta V_{ok} \approx 0,1 \text{ kT}$.

Кўринишича, Y_s камайган сайин $V_{ок}$ ҳам камаяди. Шунинг учун $Y_s < 5 \text{ kT}$ бўлганида $\Delta V_{ок}$ жуда кичик ва (9.2) да уни назарга олмаслик мумкин. Шундай қилиб $\Delta \sigma_c = f(\Delta V_k) = f(\Delta Y_s)$ бўлади. Тажриба натижаси асосида бу

эгри чизикни ясаб назарий боғланишлар билан таққосланади, Y_s ни аниқлаб олинади.

9.2.2 Y_s ни икки кристал контакт потенциалларини таққослашдан аниқлаш

Бу усул қуйидагича. Зоналар эгилиши маълум бўлган намунанинг ва тадқиқланаётган кристалнинг контакт потенциаллари (V_k ва V_x) ўлчанади. Ўлчашлар титраш (вибрацион) усулида олиб борилади.

$$V_k - V_x = \Delta V = +\Delta E_{FO} - \Delta V_{\text{дун}} + \Delta \chi_o + \Delta V_{\text{ок}} \quad (9.3)$$

бунда $E_{FO} = \frac{kT}{e} \ln \frac{P_o}{n_i}$ - ҳажмда Ферми сатҳи вазияти, χ_o - ташқи чиқиш иши.

Баҳолашнинг кўрсатишича, $\Delta V_{\text{дун}}$, $\Delta \chi_o$, $\Delta V_{\text{ок}}$ ҳадларни кичик бўлганлиги сабабли (9.3) да ташлаб юбориш мумкин. У ҳолда

$$V_k - V_x = +\Delta E_{FO} - (Y_x - Y_o) \quad (9.4)$$

Даражаланган намуна учун зоналар эгилиши (Y_o) маълум бўлса, иккала намуна учун ҳажмда Ферми сатҳи вазиятлари маълум бўлса, Y_x ни аниқлаш осон.

9.2.3. Y_s ни чиқиш иши ва ташқи фотоэффект чегарасини бир вақтда ўлчашдан аниқлаш

Агар чиқиш иши W ни ва ташқи фотоэффектнинг қизил чегарасига мос келадиган фотон энергияси χ ни ўлчанса, у ҳолда бу катталиклар орасидаги фарқ

$W - \chi$ ушбу $Y_s + E_{FO}$ йиғиндини аниқлайди (E_{FO} - ҳажмда Ферми сатҳи). Агар E_{FO} маълум бўлса, унда Y_s ни аниқлаш осон. Атомар тоза сирт учун $\chi < W$ бу эса сиртда айниш ҳолати борлигидан дарак беради.

9.2.4. Y_s ни эркин заряд ташувчиларнинг ёруғлик ютиши бўйича аниқлаш

Бу усулда эркин заряд ташувчиларнинг (Э.З.Т.) инфрақизил (ИК) нурланишни сирт яқинида ютиши оқибатида сирт потенциалининг ўзгариши аниқланади. Маълумки, агар яримўтказгичда зоналардан бири n -карра айниган бўлса, тегишли спектрал оралиқда ёруғлик ютилганда заряд ташувчилар зонанинг бир тармоғидан иккинчисига ўтиши мумкин. Дарҳақиқат, германий ва кремнийда валент зонада икки карра айниш бор, яъни унда оғир ва енгил коваклар тармоқлари мавжуд.

ИҚ ёруғликни ютиб эркин коваклар бир тармоқдан иккинчи тармоққа ўтади. Тажриба германий учун бу ҳодиса 3.4, 4.7 ва 20 мкм ИҚ ёруғлик ютилганида кузатилган.

Агар ИҚ ёруғлик сирт яқинида ютилса, бу ҳолда ютилишнинг ўзгариши бўйича зоналар эгилиши катталиги ўзгариши ΔY_s ни аниқлаш мумкин. Бу тажрибанинг қийинчилиги шундаки, сирт суств ютилувчи ИҚ ёруғлик билан ёритилиши керак ва ўша вақтда шу ёруғлик сирт яқинидаги соҳада ютилиши лозим. Бу шартларни бажариш учун кристал сиртига паралел равишда ва юпқа қатламидан нур ўтказилади; бунда сиртдан тўла ички қайтиш ҳодисасидан фойдалинилади. Тавсифланган усул Y_s тўғрисида сифатий маълумот беради

9.3. Сиртий фото Э.Ю.К. ни тадқиқлаш

Конденсатор фотоэффектини текшириш яримўтказгичда сирт яқинида зоналар эгилиши ҳақида сифатий маълумот беради. Кристални кучли ютиладиган ёруғлик билан ёритганда ковакли фотоўтказувчанлик ўринли бўлган ҳолда конденсатор фото Э.Ю.К

$$E = \frac{L^*}{1 + \exp(-Y_s)} \quad (9.5)$$

бунда L^* - ёритилиш амплитудасига пропорционал катталик. $Y_s > 0$ (зоналар беркитувчи эгилиши) бўлганда эффект Y_s билан бирга ортиб боради (m_0 , $\epsilon_{\max} = L^*$ гача). $Y_s < 0$ бўлганда эффект Y_s ўсган сари каттайиб боради. Бикутбли фотоўтказувчанлик ҳолида фото Э.Ю.К ишорасини зоналар эгилиши йўналиши аниқлайди.

Конденсатор фото Э.Ю.К. ўлчашларидан сиртий потенциал тўсик баландлиги аниқланиши мумкин. Бунда эҳтиёт бўлиш керак. Чунки, тажрибада ўлчанадиган конденсатор фото Э.Ю.К. ўзига яна диффузион таркибловчини, шунингдек, ҳажмий фото Э.Ю.К. ни олиш мумкин

9.4. Майдон эффектнинг люминесцент усули

Бу усул люминесцент кристаллар сиртини ўрганишда фойдали бўлиши мумкин. Биринчи марта люминесцент эффект Cu_2O ва CdS да ошкор қилинган.

Агар намунани кучли ютиладиган ёруғлик билан ёритилса ва унинг ёритилаётган сиртига конденсатор орқали кучли электрик майдон берилса, бу ҳолда люминесценция интенсивлиги (оқими) ўзгариши кузатилади. Майдон электродида потенциалнинг ишорасига боғлиқ равишда люминесценция ё ўчади ё кучаяди. Люминесценция интенсивлигининг $\frac{\Delta I}{I_0}$ ўзгариши майдон $\sim 5 \cdot 10^5$ В/см бўлганда 50-60% ни ташкил қилиши мумкин.

Люминесценциянинг ўчиши майдон асосий заряд ташувчилар учун беркитувчи зоналар эгилиши ҳосил қилганда, кучайиши эса, антиберкитувчи эгилиши ҳосил бўлганида юз беради.

Бу ҳодисанинг икки сабаби бор .

1) Экситонларнинг нурли парчаланиши ёки нурли рекомбинация шароитининг (экранлаш чуқурлигида люминесценция учун жавобгар киришма сатҳларининг тўлдирилганлиги ўзгариши оқибатида) ўзгариши оқибатида люминесценция интенсивлигини ўзгаради.

2) Бевосита кристал сиртида экситонлар парчаланиши ёки рекомбинация шароити ўзгарганда сиртий электрон ҳолатлар тўлдирилганлиги ўзгаради. Бу ҳам люминесценция интенсивлигини ўзгартиради

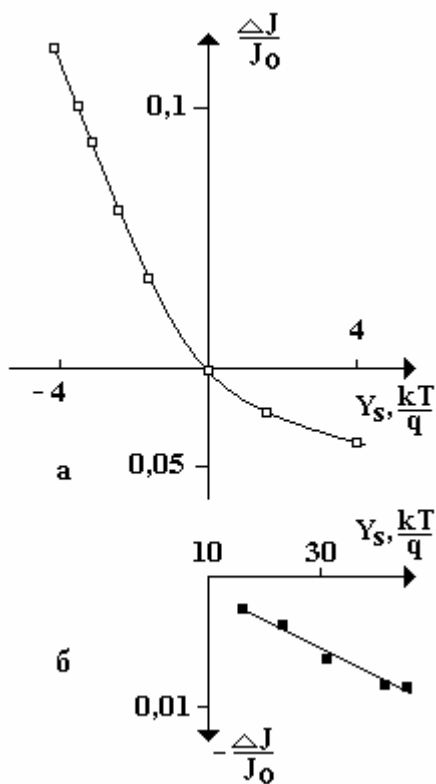
Сезиларли люминесцент майдон эффекти сиртий сатҳларда бевосита экситонлар парчаланиши шароити ўзгариши билан боғлиқ.

Мазкур эффектнинг частотавий боғланиши ҳам муҳим сиртга 100-3000

Гц ораликдаги частотали ўзгарувчан кучланиш берилганда частота пасайиши билан эффект кучаяди. Люминесцент эффектнинг кузатиладиган ортиши сабаби мазкур частоталарда сиртий сатҳларда экситонлар парчаланиши шартларининг ўзгаришидир.

$Y_s = f(V)$ ва $(\Delta I/I_0) = \varphi(V)$ боғланишлардан V ни чиқариб ташлаб,

$$(\Delta I/I_0) = f_1(Y_s) \quad (9.6)$$



9.3-расм

боғланиш ҳосил қилинади. Шундай эгри чизик 9.4 –расмда тасвирланган.

Умумий ҳолда люминесцент эффектнинг Y_s га боғланиш мураккаб, аммо, бир неча хусусий ҳолларда ($Y_s < 1\text{кТ}$, антиберкитиш эгилиши, $Y_s > 10\text{кТ}$) мазкур боғланиш аниқланган. Хулоса шуки, майдон люминесцент эффекти усули асосида, агар (9.6) боғланиш маълум бўлса сиртий сатҳларнинг параметрларини аниқлаш

мумкин.

9.5 Сиғимий майдон эффекти усули

Сиртий потенциал ўзгарганида фазовий заряднинг ўзгариши куйидаги муносабат кўринишидаги сиртий сиғим тарзида ифодалаш мумкин:

$$C_s = \beta \frac{dQ_{sc}}{dY_s} \quad (9.7)$$

Кристалл сиртида бойиган қатлам ҳосил бўлганида сиртий потенциал ўсиб борганда, яъни сиртий соҳада жамғарилган заряд ташувчилар сони ортганида сиртий сиғим ҳам орта боради.

Кристалл сиртида камбағаллашган қатлам ҳосил бўлганида ҳажмий зарядни ионланган киришмалар ташкил қилади, бундай қатламни беркитувчи қатлам дейилади. Ҳажмий заряд кристал ичкарасига тортилади, шунинг учун сиртий сиғим камаяди.

Инверсион қатламлар ҳосил бўлганда ҳажмий заряд қатлами кенглиги кичик бўлади, сиртий сиғим тегишли сиртий потенциал соҳасида

ортади. Шундай қилиб, сиртий сиғимнинг зоналар эгилишига боғланиши минимумга эга бўлади. Тажрибада бу боғланишни топиш

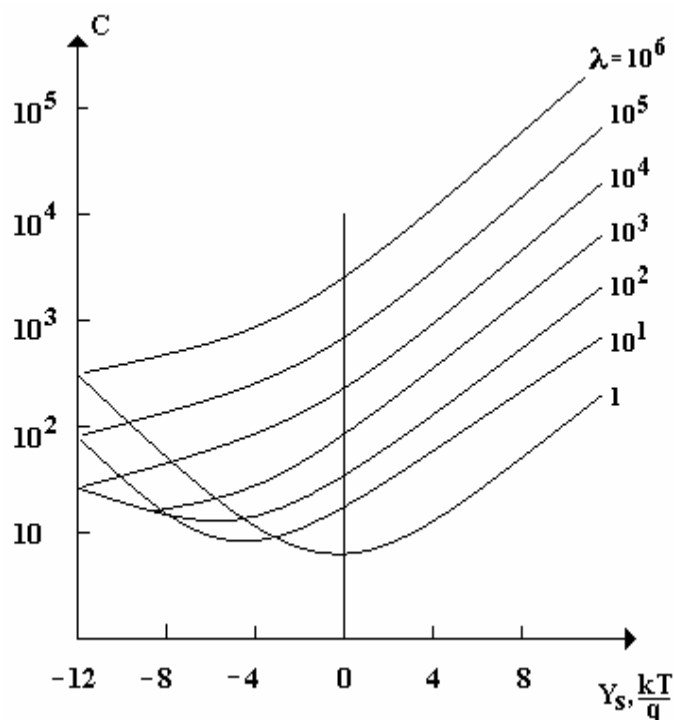
Учун конденсатор сиртий потенциал катталигини ҳосил қилади, ундаги кучланиш доимий бўлгани ҳолда металл-диэлектрик-яримўтказгич тизимининг импеданси (қаршилиги) ўлчанади.

Бойиган қатламнинг сиғими катталигини асосий заряд ташувчилар ҳаракати аниқлайди ва шунинг учун у ўзгарувчан кучланиш кетидан амалда кечикмасдан ўзгариб боради. Бундай ўзгариш чегарасини ушбу

$$\frac{2\pi}{\omega} \gg \frac{\varepsilon}{\sigma_0} \quad (9.8)$$

шарт белгилаб беради. Бу ерда σ_0 -ўтказувчанлик. (9.8) тенгсизлик деярли ҳамма фойдаланадиган частоталар учун бажарилади. Инверсион қатлам соҳасидаги Q_i заряднинг ва сиртий ҳолатлардаги Q_{ss} заряднинг ўзгаришлари тезлиги унча катта эмас, уни ноасосий заряд ташувчиларнинг ҳажмда вужудга келиши жараёнлари, шунингдек, сиртий сатҳлар ва зоналар орасида заряд ташувчилар алмашинуви жараёнлари аниқлайди. Бу ҳолларда сиртий сиғим частотага боғлиқ.

Етарлича юқори частоталарда Q_i ва Q_{ss} зарядлар ўзгарувчан кучланиш кетидан улгира олмайди. Бу ҳолда яримўтказгичнинг сиртий соҳасининг содда эквивалент схемаси кўринишида тасвирланиши мумкин, бунда C_0 -



9.5 расм

диэлектрикнинг сифими, C_{sc}^{∞} -фазовий заряд қатлами сифими, R -яримўтказгичнинг қаршилиги. Демак, умумий сифим

$$C^{\infty} = \frac{C_{sc}^{\infty} \cdot C_0}{C_{sc}^{\infty} + C_0} \quad (9.9)$$

конденсаторда доимий кучланиш турли бўлганда сиртий сифимни ўлчаш сиртий сатҳлар параметрларини аниқлаш имконини беради.

Қаралаётган тизимнинг сифимини катта сиртий потенциаллар (бойиган қатлам) ҳолида икки сифимдан кичиги бўлмиш C_0 аниқлайди. Шундай қилиб, катта мусбат кучланишлар бериб, n -тур яримўтказгичлар учун, ёки катта манфий кучланишлар бериб p -тур яримўтказгич учун C_0 қийматлари аниқланади. Катта частоталарда тизим сифимини (C_0 ни) ўлчаб, (9.9) ифодадан C_{sc}^{∞} ҳисоблаб олинади. Ўз навбатида C_{sc}^{∞} сифим зоналар эгилиши Y_s га боғлиқ бўлганлиги учун энди Y_s ни аниқлаш мумкин. Метал электродда майдон ҳосил қилган умумий заряд $Q_{ym} = C_0 V$ маълум, $Q_{ym}(V) - Q_{sc}(Y_s) = Q_{ss}(Y_s)$ айрима сиртий сатҳлардаги зарядни Y_s функцияси сифатида аниқлайди. Бу эгри чизикдан сиртий сатҳларнинг параметрлари топилади.

Саволлар

1. Каналл эффект деб қандай ҳодисага айтилади?
2. Зоналар эгилиши Y_s ни аниқлашнинг қандай усуллари бор?
3. Y_s ни майдон эффекти ва контакт потенциалини бир вақтд ўлчашдан қандай топилади?
4. Y_s ни чиқиш иши ва ташқи фотоэффект чегарасини ўлчаш қандай аниқланади?
5. Сиртда ёруғлик ютилиши бўйича Y_s ни аниқласа бўладими?
6. Y_s ни аниқлашда фото Э.Ю.К. қандай имкон беради?
7. Люминеценция ҳодисаси Y_s ни топишга ёрдам қиладими?
8. Электрик сифимнинг майдон эффекти зоналар эгилишини топишга қандай имконият беради?

Яримўтказгичли асбоблар ишлашига сиртнинг таъсири

10.1 Сирт ҳолатига боғлиқ бўлган яримўтказгичли асбобларнинг параметрлари

Яримўтказгичли асбобларнинг электрик параметрлари кўп даражада кристаллнинг сирти ҳоссаларига боғлиқ. Яримўтказгич қурилмаларнинг муҳим камчилиги бўлмиш уларнинг параметрлари тарақайлиги ва беқарорлиги кўпинча шу асбоблар сиртининг беқарорлиги ва стандарт эмаслиги билан боғланган.

Яримўтказгичли асбоблар иши беқарорлигининг асосий сабаби-намликдир. Маълумки, кристал сирти оксид аморф пардаси билан қопланган, аммо у сиртни намдан яхши ҳимоя қила олмайди.

Яримўтказгичли асбоблар параметрлари сиртининг тозалигига муҳим даражада боғлиқ. Кристалл сиртидаги кераксиз киришмалар ва бошқа ёт унсурларни бартараф қилиш сиртни умуман тозалашда тоза едиргичлар (кимёвий моддалар) ишлатилиб, улар сиртдан назорат қилинмайдиган киришмалар микдорини энг кам қилишга хизмат қилади. Na, K, Ca ва бошқа элементлар ионларини, сиртни тозаланган (дистилланган) сувда ювиб кетказилади. Кристал ҳажмидан сиртга диффузияланадиган киришмаларни (Cu, Al, Fe ва бошқаларни) сиртдан узоқлаштириш учун германий ва кремнийни органик моддаларда ишловдан ўтказиш керак. Ҳозирги замон яримўтказгичлар саноати сиртни юқори самарали тозалаш усуллариغا эга.

Яримўтказгичли асбоблар параметрларига сиртнинг таъсири қуйидаги эффектларда намоён бўлади.

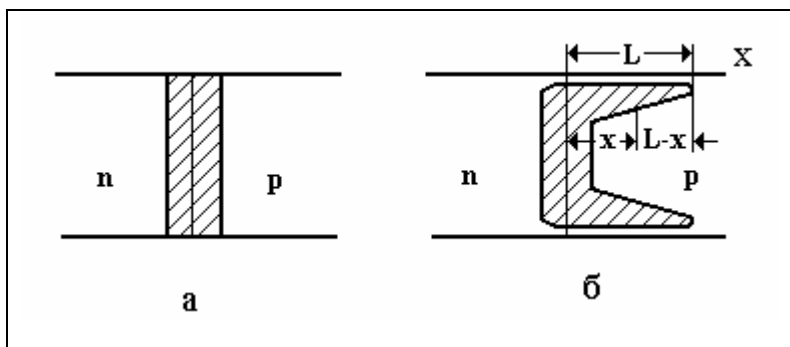
- 1) р-п-р ўтишда канал бўлган ҳолда сиртий потенциалнинг катталиги сезиларли даражада ясси транзисторнинг коллектори тескари токини аниқлайди.
- 2) р-п- ўтиш тескари токининг дрейфи (дайдиши) кузатилади, бинобарин, коллектор токининг (сирт яқинида ўтишнинг кучли майдонида заряд ташувчилар кўпайиши билан боғланган) дрейфи ҳам кузатилади.
- 3) Тешилиш кучланиши коллектор яқинидаги соҳанинг сиртий потенциалига боғлиқ ва ҳажмда тешилиш кучланишидан анча кичик бўлиши мумкин.
- 4) Сиртий потенциал ўзгарганда сиртий рекомбинация тезлигининг ўзгариши билан боғлиқ равишда яримўтказгичли транзисторнинг токни ўтиш коэффиценти дрейфи юз беради.
- 5) Транзистор импульс режимда ишлаганда транзисторнинг “тўкилиш” эффекти кузатилади, бунда асбоб паст частоталарда ишга тушмайди. Бундан ташқари қисқа импульсларда сиртий тешилиш эффекти ҳам кузатилади.

- 6) Яримўтказгичли қурилмаларнинг $1/f$ шовқинлари сиртга ишлов берилишига боғлиқ бўлади.
- 7) Фотодиодлар ва фототранзисторларнинг қисқа тўлқинлар соҳасидаги спектрал характеристикалари қиёфасини сиртий рекомбинация аниқлайди.

10.2 Сиртий каналлар ва сиртий тешилиш

p-n ўтишнинг тескари токи, маълумки, p-n ўтишдан диффузион силжиш узунлигидан катта бўлмаган масофада электрон-квант жуфтлар генерацияси (вужудга келиши) билан аниқланади. Бироқ, сув буғлари ва бошқалар атмосферасида p-n ўтишнинг тескари токи Шокли назарияси башорат қиладиган қийматдан анча катта эканлиги маълум бўлди. Бу ортиқча тоқлар p-n ўтиш яқинидаги сиртда каналлар ҳосил бўлиши билан боғлиқдир.

10.1- расмда сиртда канал йўқлиги (а) ва канал борлиги (б) ҳолларида p-n ўтишнинг



10.1,а-б расм

ҳажмий заряд соҳаси кўтсатилган. Табиийки, p-n ўтиш юзининг каттайиши ўтиш орқали тескари токни орттиради, яъни ортиқча ток ҳосил қилади.

Тажрибада аниқланишича, ортиқча токнинг катталиги канал узунлигига тўғри - пропорционал ва p-n ўтишга қўйилган кучланиш

билан логарифмик қонун бўйича ўзгаради.

Ортиқча i_k -тўла токнинг катталиги

$$i_k = j_k \ell \tag{10.1}$$

кўринишда ифодаланади, бунда j_k -каналнинг бир бирлик узунлигига тўғри келган ортиқча ток, ℓ -узунлиги.

Канал бошланган жойдан x масофада

$$i_k = j_k (\ell - X) \tag{10.2}$$

Агар x масофада кучланиш тушиши $U(x)$ бўлса, инверсион қатлам R_x - каршилиги $U(x)$ га пропорционал, яъни

$$R_x = AU(x) \tag{10.3}$$

бунда A -атроф-муҳитга боғлиқ коэффициент. X кесим учун

$$\frac{du}{dx} = -R_x i_x = AU_x(l-x) \quad (10.4)$$

тенгламани ёзиш мумкин . Бу тенгламани интегралласак

$$\int \frac{du}{u} = -A j_k \int_0^l (l-x) dx ;$$

$$\ln(U_1/U_0) = A j_x (\ell_2/2) \quad (10.5)$$

бундан:

$$l = \sqrt{2 \ln \frac{U_1}{U_0} / A j_x},$$

$$i_k = i_k \ell = \sqrt{\frac{2 j_k}{A} \ln(U_1 / I_o)} \quad (10.6)$$

U_1 -канал охиридаги кучланиш , U_0 - берилган кучланиш .

9.1- бандда каналлар ҳосил бўлиши ҳақида дастлабки маълумот берилган.

Юқори Ом. ли материалларда каналлар осон ҳосил бўлади, чунки, бу ҳолда инверсион қатлам ташкилланиши учун қиёсан кичик зоналар эгилиши кифоя.

Агар асбобнинг соҳалари бир-бирига яқин қаршиликка эга бўлса, атроф -муҳит ўзгарганда , масалан, нам атмосферадан қуруқ кислородга ўтилганда дастлаб р - соҳада, кейин эса п - соҳада канал пайдо бўлиши мумкин.

р -материалда каналлар осон ташкилланади ва п материалдагига нисбатан барқарорроқ бўлади.

р-п ўтишдаги кучланиш муайян критик қийматдан ошганда ўтишнинг тескари токи кескин ортиб кетади, тешилиш ҳодисаси кузатилади. Тешилиш кучланишининг ҳажмдагига нисбатан пасайиши сабаби: сирт яқинида р-п ўтиш соҳасининг торайиши бўлади, ўтиш ичида майдон каттаяди. Бу ҳолда сиртга яқин соҳада заряд ташувчиларнинг кўчкисимон кўпайиб кетишига шароит пайдо бўлади. Бу эффект билан р-п ўтишнинг тескари токи дрейфи ҳам боғланган.

Сиртга яқин соҳа заряд ташувчиларнинг кўпайиши транзисторнинг импульс режимида ишлаш шароитини ўзгартириб юборади.

10.3 Токни узатиш коэффициентига сиртий ҳолатлар таъсири

Транзисторнинг умумий базали схемасида токни узатиш коэффициенти α ни ва умумий эмиттерли схемасида ток бўйича кучайтириш коэффициенти $\beta = \frac{\alpha}{1-\alpha}$ ни база соҳасида рекомбинация аниқлайди. Базада заряд

ташувчилар яшаш вақти қанча кичик бўлса, базага киритилган ташувчиларнинг шунча катта қисми рекомбинацияланади, демак, улар коллекторга етиб бормади, α узатиш коэффициентини камаяди. α хажмдаги рекомбинация суръатига ҳам, сиртий рекомбинация S тезлигига ҳам боғлиқ.

α нинг s га боғланиши ифодаси

$$\alpha = 1 - \frac{\sigma_b \omega}{\sigma_s L_s} - \frac{s C_k w}{S_k D_p} - \frac{w^2}{2L_b^2}, \quad (10.7)$$

бунда w -база кенглиги, σ_b ва σ_s - мос равишда база ва эмиттер ўтказувчанлиги, L_b ва L_s – база ва эмиттерда диффузион узунлик, S_k – кўндаланг кесим юзи, C_k - рекомбинация эффектив сирти.

α билан s орасидаги боғланиш кузатиладиган α нинг узун тўлқинли дрейфи эффектини аниқлайди. α нинг дрейфи эмиттер токи кескин ўзгарганда (ток дрейфи) транзистор температураси ўзгарганда (температуравий дрейф) кузатилади. Иккови эффект ҳам сирт ҳолатига боғлиқ. Инжекция сатҳи (эмиттер токи) ўзгарганида токни узатиш коэффициенти α ўзининг қандайдир стационар қийматигача секин ўзгаради. У сиртнинг ишловига боғлиқ. Дарвоқе, инжекция сатҳи ўзгарганида сиртий ҳолатларга ушлаб олинган заряд, демак, сиртий потенциал секин ўзгаради. Бу эса s ни ўзгартиради, s нинг ўзгариши α га таъсир қилади. Дрейф вақти” секин” сиртий ҳолатлар релаксация вақти тартибида бўлади. Агар сиртий тузоқларни (сатҳларни), базани эмиттер яқинида кучли ютиладиган ёруғлик билан ёритиб, тўлдирилса, бу ҳолда ток бўйича кучайтириш анча катта бўлади.

Ток бўйича кучайтириш коэффициентининг температуравий дрейфининг бир неча хили бор .

- 1) Агар транзисторни узок вақт хона температурасидан юқори температурада тутиб турилса, бу ҳолда α ва β нинг секин камайиб бориши кузатилади. Бу эффект яримўтказгич (масалан Ge) сиртнинг оксидланиши жараёнига боғланган. Бу α ва β ўзгариши қайтмасдир.
- 2) Транзисторни хона температурасига(юқори температурали ҳолатдан) совутганда α ва β параметрларнинг қандайдир камайиши кузатилади. Кейин хона температурасида транзисторлар сақланганда α ва β секин ортиб, 5-10 кеча – кундуздан сўнг стационар қийматга эришади. Жараён қайтар ва у шундай тушунтирилади: қиздирганда оксид қатламдан намлик транзистор танаси ичига чиқади. Транзистор кейин совутила бошлаганда оксид қатлам намланади, унинг тезлигини оксид парда қалинлиги аниқлайди ва у намлик чиқишдаги (дегидратациядаги) тезликдан анча кичик бўлади .Бу жараён α ва β нинг секин дрейфини тушунтиради.
- 3) “48 соатли эффект “ ҳам оксид қатламда намлик кўчиши билан боғлиқ. Агар $p-n-p$ транзисторни юқори (100°C чамасидаги)

температурада бирор вақт тутиб турилса, кейин хона температурасигача совутила борса, α ва β вақт билан секин ўзгаради, бунда параметрларнинг стационар қийматига 48 соат ўтгандан кейин эришилади. Температуравий дрейф вақти олдинги ҳолдагидек, аммо эффектнинг ишораси тескари. Бу эффект қайтар эффект. α ва β нинг пасайиш вақти оксид қатлами қалинлигига боғлиқ эмас.

10.4 1/f шовқинлар

Кремний ва германийдан тайёрланадиган яримўтказгичли қурилмаларнинг ортиқча шовқинлари бор, уларнинг спектри 1/f қонунига бўйсунди. 1/f шовқин етарлича катта частоталар оралиғини ишғол қилади. Ипсимон Ge намунаси учун 1/f қонун $2,5 \cdot 10^4$ Гц дан 1 МГц гача ораликдаги частоталар соҳасида қониқарли бажарилади. Бу шовқинлар температурага суст боғланган, аммо, кристал сирти ҳолатига боғлиқ бўлади, улар сиртнинг ишлови ва атроф атмосферага жуда сезгир. Масалан, р-п-ўтишни сув буғлари атмосферасига жойланса, 1/f шовқинлар бир неча тартибга ортиб кетади.

Мазкур шовқинларни тадқиқлаш уларни камайтириш йўлларида олиб борилади. Сиртий ўтказувчанлик минимумига мос бўлган сиртий потенциал қийматлари соҳасида зоналар анча эгилиши сиртий ўтказувчанликка суст таъсир қиладиган ҳолда 1/f шовқинлар энг кам бўлади. суст шовқинлар $s(Y_s)$ боғланиш максимумига мос Y_s лар соҳасида ҳам кузатилиши мумкин. Бойиган қатламдан инверсион қатламга ўтганда шовқиннинг анча ортиб кетиши кузатилган. Шовқинларни ўрганиш давом эттирилади.

10.5. Яримўтказгич асбоблар сиртини барқарорлаш

Транзисторларни ток бўйича кучайтириш коэффиценти юқори бўлиши учун базанинг сирти мумкин бўлганича, кичик сиртий рекомбинация тезлигига (s) эга бўлиши керак. Сиртий потенциал катталиги унча катта бўлмаслиги лозим, чунки, сиртда инверсион қатламларда каналлар ҳосил бўлади, кучли даражада жамғарувчи қатламлар ҳолида эса тешилиш кучланиши пасаяди.

Асосий талаб-кристал сиртини атайлаб оксидлаб қалин ва мустахкам химояловчи оксид пардаси ҳосил қилишдир. Бу усул кремний асосидаги асбоблар тайёрлашда айниқса самаралидир. Кремнийга кислород окимида юқори температурали ишлов бериб, унинг сиртида мустахкам кремний оксиди SiO_2 пардасини ҳосил қилинади. Унинг қалинлиги 500 \AA дан 1 мкм гача. Парда сиртни кейинги оксидлашдан сақлайди. Бундай қопламли асбоб атроф муҳитдаги ўзгаришларни сезмайди.

Сиртни асбобни тайёрлашдан олдин оксидласа яхши бўлади. Аммо, асбоб тайёрлангандан кейин ҳам уни оксид парда билан қопласа бўлади. Бунинг учун нисбатан паст температураларда тайёр асбоб сиртида оксид

парда олиш учун намунани озон атмосферасида қиздириш ёки хона температурасида сувсиз эритмада анодий оксидлаш усулларидан фойдаланилади.

Яримўтказгичли асбоблар ва интеграл микросхемаларни планар технология бўйича тайёрлашда химоявий диэлектрик пардалар (катламчалар) катта рол ўйнайди.

Химоявий диэлектрик пардаларга қуйидаги асосий талаблар қўйилади: бошланғич таглик сиртига диффузияланувчи элементларнинг (бор, сурма, арсений ва б.) киришини тўла химоялаш; вақт ўтиши билан кимёвий барқарорлик ва турғунлик; бир жинслилик ва нуқсонсизлик; юқори солиштирма қаршилик ва электрик мустахкамлик; юқори механик мустахкамлик талаблари қўйилади.

Албатта бу талабларни тўла бажарадиган моддани топиш қийин. Бироқ, маълум талабларга жавоб берадиган моддалар мавжуд. Ҳозирги замонда химоявий диэлектрик пардалар тайёрлашда кремний тўрт оксиди (SiO_2) ва нитриди (Si_3N_4) кенг қўлланилмоқда.

10.5.1. Кремнийни термик оксидлаш

Бунда бошланғич кремний (Si) тагликда оксидловчи муҳитда қиздириш натижасида химоявий диэлектрик SiO_2 пардаси ҳосил қилинади. Бу усул қалинлиги ва тузилиши бўйича текис ҳамда юқори химоявий ва диэлектрик ҳоссага эга бўлган сифатли ниқобловчи парда олиш имкониятини беради. Кислород (O_2) муҳити кремний (Si) ни юқори температурада оксидлашда SiO_2 ҳосил бўлиши кинетикаси А.Тешабоев ва б. нинг “Яримўтказгичлар ва яримўтказгичли асбоблар технологияси” (Тошкент, 2005 й. 17-боб) китобида анча батафсил баён қилинган.

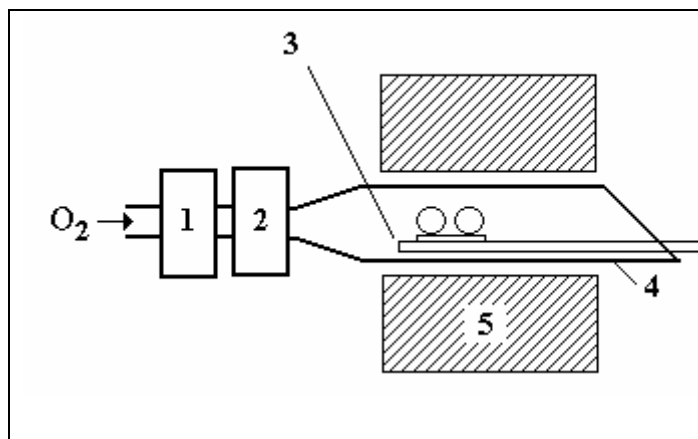
10.5.2 Сув буғида кремний (Si) ни термик оксидлаш

Кремний сиртида юқори тозаликдаги ($\rho \sim 10\text{-}20$ мОм.см) химоявий диэлектрик парда олиш учун сув буғида оксидлашда фойдаланилади. Буғ миқдори реакция тезлигини чегараламаган ҳолда юқори температурада керакли реакциялар юз беради. Сув буғи улуший (парциал) босимини ушлаб туриш учун кремний пластинкалар сиртида сувни қиздириб туриш керак. Оксид пардасининг шаклланиши кремний сиртига оксид қатлам орқали сувнинг диффузион кўчиши хисобига бўлади. Албатта, оксид қатламнинг ўсиш тезлиги тагликнинг йўналишига, электрик ўтказувчанлик турига ва тагликдаги киришмалар зичлигига ҳам боғлиқ.

Оксидланиш жараёни 1100°C дан юқорида оксид қатламнинг х қалинлиги вақтида параболик $x^2 = Vt$ қонун бўйича, 1100°C дан пастда эса $x_2 + b_1x = b_2t$ қонун бўйича ўса боради. Оксидланиш температураси қанча кичик бўлса, оксид қатлам ўсиш қонуни чизиғийликка шунча яқин бўлади.

Бу ҳол 500-800° С температураларда юқори босимли сув буғи атмосферасида оксидлашда кузатилади.

10.5.3. Қуруқ кислород муҳитида кремний (Si) ни термик оксидлаш



Бу усул юқори температураларда ўтказилади ва бунда ҳосил бўлган парда юқори сифатли ниқоб ҳосасига эга бўлади, кремний-оксид чегарасида боғланган зарядлар кам бўлишини таъминлайди.

Атмосфера босимида оксидлаш жараёнининг температураси 850°-1200° С оралиғида бўлади. Тегишли

10.2-расм

қурилма (10.2-расмда) тасвирланган. Ишчи зонада температурани 900°-1200° С оралиғида ўзгартириш мумкин. Печканинг ишчи каналига (4) реактор ўрнатилади, (3) ушлагичга пластинкалар ўрнатилиб, реакторга жойлаштирилади. Реакторга (1) қурутгич, (2) фильтр орқали қуруқ кислород киритилади ва қуйидаги реакция боради: $\text{Si} + \text{O}_2 \rightarrow \text{SiO}_2$ оксид ўсиши тезлигини температурага ва парда қалинлигига боғлиқлигини турли босқичларда назорат қилиш (кузатиш) мумкин.

Яримўтказгичли асбоблар ва ИМС лар ишлаб чиқаришда юқоридаги кўрилган усулларнинг умумлашган кўринишидан иборат 2 ва 3 босқичли оксидлашдан фойдаланилади. Термик ўстирилган пардаларнинг чегара қалинлиги 1-1,5мкм дан ошмайди. Планар технологияда пардаларнинг қалинлиги 0,2-0,8мкм бўлиши кифоя.

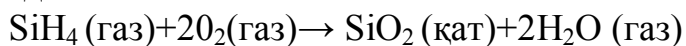
10.5.4. Кремний оксиди пардаларини пиролизик ўтказиш усули

Бу усул кремний оксиди пардасини (қатламини) ҳар қандай материаллардан тайёрланган тагликка ўтказиши мумкин. Унинг зарурий афзаллиги шундаки, бу жараён анча паст температурада амалга оширилади.

1. Тетраэтоксисиланнинг парчаланиши. Бу жараёнда реакция маҳсулотлари тўғридан –тўғри таглик сиртига ёки алоҳида камерага берилади. Тетраэтоксисилан $\text{Si}(\text{OC}_2\text{H}_5)_4$ нинг парчаланиш реакцияси 700-750°С да юз беради. Реакция натижасида SiO_2 , SiO , CO ва газ кўринишидаги органик радикаллар ажралиб чиқади. Агар $\text{Si}(\text{OC}_2\text{H}_5)_4$ парчаланиши таглик билан бир камерада ўтказилса, унда таглик температураси пиролиз

температураси билан бир хил бўлади. Агар парчаланиш реакцияси бир камерада, таглик бошқа камерада бўлса, унда таглик температураси пиролиз температурасидан анча кичик бўлади.

2. SiH₄ силаннинг кислород билан парчаланиш усули. Бу усул кремний оксиди пардасини A^{III}B^V ва A^{IV}B^{VI} турдаги яримўтказгич бирикмаларга, уларнинг стехиометрик таркибини бузмаган ҳолда, ўтказиш имконини беради. Юқори сифатли SiO₂ пардасини олиш учун жараён 150-300°С да олиб борилади:



Бу жараёнларни ўтказиш учун бошланғич моддалар бўлиб моносилан SiH₄, аргон Ar ёки азот (N) ва кислород (O) аралашмасидан фойдаланилади. Кучли инерт газ билан аралаштирилган силан (3-10%) ҳолида оралик температурада SiO₂ нинг ўтириш тезлиги 10-50 нм/мин. бўлиши мумкин. Кислороддан ташқари, оксидловчи сифатида кислородли бирикмалар CO₂, H₂O лардан фойдаланиш ҳам мумкин.

Юқоридаги усулда олинган SiO₂ пардаси пластинка сирти бўйлаб қалинлиги бирдай, кимйвий таркиби барқарор диффузия жараёнини ўтказишда яхши ниқоблик ҳоссасига эга, бу пардаларда едириш тезлиги анча юқоридир.

10.5.5. Кремнийнинг анод оксидлаш усули.

Бундай оксидлашнинг икки хили мавжуд: кремний (Si) сиртини суяқ электролитда оксидлаш ва газ плазмада оксидлаш.

1. Электролитик анодлаш. Анод оксидланиши асосан ўзгармас ток режимида ўтказилади. Буни амалга ошириш учун керакли шароит яратиш керак. Бунда парда қалинлиги ўсиши билан оксидга қўйилган U кучланиш чизиғий ортиб боради. Агар оксидда E майдон бир жисмли бўлса, $\frac{dV}{dt} = E \frac{dx}{dt} = J \frac{EM}{\alpha F \rho}$ тенглама ўринли бўлади, бунда J – чегара қисмида ток зичлиги, M-оксиднинг граммол миқдори, ρ-унинг зичлиги, αF-бир граммол оксид ҳосил қилиш учун керакли электр миқдори, F=9,65 Кл/мол - Фарадей сони.

Электролитлар сифатида одатда сув миқдори оз бўлган органик эритмалардан фойдаланилади, олий спирт ёки глицеринни қўлласа ҳам бўлади. Электролит ўтказувчанлигини бошқариш учун HNO₃, H₂PO₄, NaOH, NaNO₃ ва бошқаларни киритиш мумкин. Бу бирикмаларнинг анионлари оксидловчи ролида электрохимий жараёнларда қатнашади.

2. Кремнийни газли оксидлаш. Бу усулда электролит ўрнига газдан фойдаланилади. Газли анодлаш қалин оксид пардалар олиш учун қўлланилади. Юқори частотали майдон билан пайдо қилинган кислород плазма манфий зарядланган кислород ионлари манбаи бўлади. Плазмадаги кислород ионлари кремний пластиналари билан таъсирлашади. Оксиднинг

ўсиши анод оксидлаш ўтказиш режимига, яъни камеранинг босимига, температурага ва плазма зичлигига боғлиқ.

10.5.6. Паст температурали ион-плазма ёрдамида оксидлаш

Бу усул ҳатто уй температурасида юқори тезликда пардалар олиш имконини беради, у яхши бошқарилади, олинган пардалар юқори сифатли. Яримўтказгич сирти қисми-оксид ва оксид-ташки муҳит орасидаги тезлантирувчи майдон ўсиши дрейф тезликни орттиради, диффузия тезлигининг ортиши эса ўсувчи қатламда заррачалар зичлиги градиентини ўстиради. Бу икки омил кислород таркибли плазмада оксиднинг ўсиш механизмига таъсир қилади.

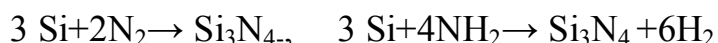
Бу усулда оксидланиш 50-200 Па босимда олиб борилади. Разрядни кўзғатиш юқори частотали майдон (2,5 ГГц гача) билан амалга оширилиб, разрядда қувват 200 дан то 1000 Вт га ча ўзгариши мумкин.

Плазманинг ўртача параметрлари: электрон температура $5 \cdot 10^4 \text{K}$, тагликка нисбатан анод потенциал +35 В, плазма зичлиги $\sim 10^{13} \text{ эл/см}^3$, ионланиш даражаси $(5-6) \cdot 10^{-2} \%$. Кремний пластинка ерга уланган катодга нисбатан мусбат потенциал (+50÷+400В) остида туради. Оксид парданинг ўсиш тезлиги 8-18 нм/мин.

10.5.7. Кремний нитриди қопламаларини ҳосил қилиш. Аралаш қопламалар

SiO_2 химоя қатламларини баъзи бир ҳолларда қўллаш мумкин бўлмай қолади. Бундай ҳолларда кремний нитриди Si_3N_4 ёки кремний нитриди ва оксид комбинацияси қўлланилади. Кремний нитриди анча юқори кимёвий, термик барқарорликка, электик чидамликка, диэлектик сингдирувчанликка, яхши ниқоблаш ҳоссасига эга. Si_3N_4 - SiO_2 тизимда кенг сонли кимёвий бирикмалар - кремний оксинитридлар ҳосил қилиши мумкин, уларнинг ҳоссаларини у ёки бу томонга суриш мумкин. Кенг тарқалган бирикмалардан бири Si_2ON_2 .

Кремний нитриди қатламини яна кремний сиртида вужудга келтириш мумкин. Бунинг учун азот (N) ёки унинг фаол бирикмалари билан кремний нитридланади. Сиртни тўғридан-тўғри нитридлаш қуйидаги реакциялар бўйича боради:



Биринчи реакцияга асосан, кремний нитриди пардасини очик най усулида олиш лозим. Ишчи камерага кремний пластинкалари жойлаштирилади ва у орқали азот (N) оқими ўтказилади. Температура 1200°

С ва азот оқими $300 \text{ см}^3/\text{мин}$ бўлганда кремний пластика сиртида кремний нитриди пардаси ҳосил бўлади.

Иккинчи реакцияга асосан, кимёвий реакция бўлиши учун температура янади юқорироқ бўлиши мумкин. Бу усул технологияда кам қўлланилади. Силанни аммиак билан нитридлашнинг кимёвий реакциясини қўллаш $700\text{-}1100^\circ \text{C}$ да кремний нитридини олиш имконини беради. Бунда $1/20$ нисбатда силан ва аммиак $(3\div 5)\cdot 10^3 \text{ см}^3/\text{мин}$. тезликда водород (Н) оқими билан биргаликда кремний пластиналар жойлаштирилган ишчи камера орқали ўтказилади.

10.5.8. Ҳимоявий диэлектрик пардаларнинг сифатини назорат қилиш

Пардаларнинг асосий кўсаткичлари: 1) парда қалинлиги; 2) қатламдаги очик тиркишлар; 3) кремний-ҳимоявий парда чегарасидаги нуқсонлар миқдори назорат қилинади.

Яримўтказгичлар технологиясила диэлектрик парда қалинлиги микротортиш, интерферометр ва эллипсометр усуллари билан аниқланади. Микротортиш усули намуна тагликка диэлектрик пардани қопламасдан ва қоплагандан сўнг микротортишга асосланган. Ранг (интерференция) усулида ҳимоявий парда – таглик сиртига тушувчи оқ нурни тўлдирувчи интерференцияга асосланган. Оқ ёруғликнинг маълум бир қисми сўндирувчи интерференцияда қатнашиб парданинг сирти бир хил рангда кўринади.

Сўнувчи интерференция шарти:

$$2 dn = \frac{2k-1}{2} \lambda$$

Бу ифодада d – парданинг қалинлиги, n -парданинг синдириш коэффициенти, λ -тушувчи ёруғлик тўлқин узунлиги, $k=1,2,3$ - интерференция тартиби. Ранг усули билан парда қалинлигини аниқлашда нисбий хатолик 10% дан ошмайди.

Эллипсометрик усулда Si_2O ва Si_3N_4 пардаларинг қалинлигини ўлчаш чизиғий кутбланган нурнинг ҳимоявий парда сиртидан қайтишига асосланган. Маълум бурчак остида тушган нур қайтишида эллиптик кутбланган тўлқин ҳосил бўлади. Ёруғлик манбаи сифатида лазер нурларидан ҳам фойдаланиш мумкин.

Ғовакларни аниқлаш учун бир неча усуллар қўлланилади. Мисни электролитик ўтказиш усулида сиртида Si_2O вужудга келтирилган пластинка мис ионли электролитга жойлаштирилади. Унга манфий потенциал берилади. Электролиз жараёнида мис ионлари пластинадаги ғоваклар бор жойларга ўтиради. Бу жойларнинг миқдорига қараб парда сифати тўғрисида хулоса чиқарилади.

Диффузион легирлаш усулида яримўтказгич таглик материалга диффузия жараёнида киришмалар кириб материал электрик ўтказувчанлигини ўзгартиришига асосланган. Диффузия жараёни

ўтказилгандан сўнг парданинг қаерида ғоваклар бўлса, ўша ердан диффузия боради, маҳаллий p-n-ўтишлар ҳосил бўлади. Кейин кимёвий парда тагликдан кетказилади ва маҳаллий p-n-ўтишлар пардалардаги ғоваклар миқдори тўғрисида маълумот беради.

Электрографик усулда ҳам пардалардаги ғовакларни назорат қилинади. Гидрохиноннинг 3-4% ли эритмасидан қўлланган фотоқоғозлар пластинкалар сиртига жойлаштирилади. Фотоқоғозли пластинкага иккита металл диск-электрод қисиб, улар орқали ток ўтказилади. Бу тоқлар фотоқоғоз эмулсиясига ёруғликдай таъсир қилади.

Пардадаги нуқсонлар миқдори ва ўлчами микроскоп билан аниқланади. Диэлектрик-яримўтказгич чегараси ҳолати, ундаги заряд ташувчилар зичлиги, сирт потенциали, диэлектрикдаги қўзғолмас зарядлар сиртий ҳолатлар зичлиги, қўзғалмас зарядлар турғунлиги, сиртий ҳолатларнинг релаксация вақти билан баҳоланади. Бу параметрларни металл-диэлектрик-яримўтказгич (МДЯ) тузилмалар тайёрлаб, автоматик қурилмаларда волт-фарад тавсифларини ўлчаш билан назорат қилинади.

10.5.9. p-n-ўтишларни химоялаш усуллари

Бу ерда қотишмали, қотишма-диффузион ва лиза-қотишмали усулларда олинган p-n-ўтишларни химоялаш масалалари ҳақида маълумот берамиз. Бу турдаги асбобларга Si_2O ва Si_3N_4 пардалар p-n-ўтишлар ва омик контактлар олингандан сўнг қопланади. Олдин айтилганидек, кислород таркибли бирикмаларнинг сувли эритмаларидан ҳам фойдаланиш мумкин. Улар кремний билан ўзаро таъсирлашиб, сиртини оксидлайди-юпқа химоя пардасини ҳосил қилади. Масалан, 100 мл сув ва 50 мг натрий ацетати, 200 мл сув ва 70 мл ортофосфор кислота, 100 мл сув ва 50 мл сульфат кислота, 150мл сув ва 10г қўшнатрий фосфат ва бошқа аралашмалардан фойдаланиш мумкин.

Металл оксид пардалар яримўтказгич материал сиртида химоя қопламасини ҳосил қилади. Бу пардаларнинг солиштирма қаршилиги 10^{14} - 10^{15} Ом.см бўлиб, намга барқарор ва иссиққа чидамлидир.

Al_2O_3 , BeO , TiO_2 , ZrO_2 химоя пардаларини ўтқазиб учун манба температурасини 800 - 1200° С оралиғида, p-n-ўтишли кристал температурасини 350 - 500° С оралиғида ушлаб туриш керак. Манба ва яримўтказгичлар кристал орасидаги масофа 10-20 см бўлиши керак. Парда ҳосил қилиш жараёни кварц найда олиб борилади, унинг бир учига манба (масалан, Al_2O_3 ли тигел) ва иккинчи учига p-n-ўтишли кристал жойлаштирилади. Кварц найдан даставвал ҳаво чиқарилиб, кейин керакли миқдорда ташувчи реагент (масалан, HCl , HBr газиди) киритилади. Химоя пардалари манбалари сифатида ишқорий ер металлари; титанатлар, цирконатлар ва станиатлардан фойдаланиш мумкин.

Кўпчилик турдаги яримўтказгичли асбоблар ва ИМС лар учун шиша пардалар билан химоялаш қўлланилади. Шиша билан химоялаш асбоблар

электрик параметрларини яхшилайти - асбобнинг турғунлиги, мустахкамлигини ва ишлаш муддатини орттиради.

Кремний асосидаги асбобларни химоя қилиш учун боросиликатли, фосфоросиликатли ва кўрғошинсиликатли шишалар қўлланилади. Яна бошқа мураккаб таркибли шишалардан ҳам фойдаланиш мумкин. р-п-ўтишларни химоялашда алюмосиликатли шишалар кенг қўлланилмоқда, чунки бу шишаларнинг ва кремнийнинг термик кенгайиши коэффициентлари бир бирига яқин. Оксидланган кремний сиртига шишани ўтқазитиш химоялашни янада яхшилайти- оксид қатлам кремний билан шиша орасидаги ёпишқоқликни оширади.

Алюмосиликатли шишани одатда 0,2 мкм дан юпқа бўлмаган оксид қатламли кремний кристаллига суркалади. Агар оксид қатлами ундан юпқа бўлса, оксид қатлам орқали яримўтказгич материаллига натрий ионлари кириб бориши мумкин, дарвоқеъ, бундай шишаларда натрий ионлари бор бўлади (масалан, шишанинг бир таркиби $35\%SiO_2 + 35\% Al_2O_3 + 29,9\%BeO + 0,1\%Na_2O$).

Шунинг учун алюмосиликатли шишалар асосан етарлича қалинликдаги Si_2O қатлами мавжуд яримўтказгичли кристалларда қўлланилади. Химоя пардалари сифатида халкогенид шишалар ва мураккаб таркибли шишалар ҳам ишлатилади.

Саволлар

1. Яримўтказгичли асбобларнинг қандай параметрлари сирт ҳолатига боғлиқ бўлади?
2. Сиртда каналлар қандай ҳосил бўлади?
3. Сиртнинг электрик маънода тешилиши қайси шароитда юз беради?
4. Асбобларда юз берадиган шовқинлар нимадан келиб чиқади?
5. Яримўтказгичлар сиртини барқарорлаш учун қандай тадбирлар кўрилади?

11-боб

Яримўтказгич сирти билан ҳажмининг ўзаро таъсири

11.1 Яримўтказгичнинг сиртий ва ҳажмий ҳоссалари орасидаги боғланиш

Яримўтказгичнинг сиртидаги E_{Fs} ва ҳажмидаги E_{Fv} Ферми сатҳи вазиятлари орасида бир қийматли боғланиш бор. Бу боғланишни бутун кристалнинг электрик нейтраллик шартидан келтириб чиқарилади:

$$\sigma + \int_0^{\infty} \rho(x) dx = 0 \quad (11.1)$$

бунда σ -сиртий заряд зичлиги, $\rho(x)$ -ҳажмий заряднинг x текисликдаги зичлиги. Яримўтказгич $x \geq 0$ яримфазони эгаллайди деб фараз қилинади.

σ зичлик босим g , температура T ва сиртдаги ферми сатҳи вазияти E_{Fs} ларнинг функцияси

$$\sigma = \sigma(P, T, E_{Fs}) \quad (11.2)$$

(11.1) даги иккинчи ҳад T , E_{Fs} , E_{Fv} лар функцияси яъни

$$\int_0^{\infty} \rho(x) dx = R(T, E_{Fs}, E_{Fv}) \quad (11.3).$$

Энди электронейтраллик шarti

$$\sigma(P, T, E_{Fs}) + R(T, E_{Fs}, E_{Fv}) = 0 \quad (11.4)$$

бўлади. Бундан E_{Fs} ни E_{Fv} функцияси сифатида аниқлаш мумкин:

$$E_{Fs} = f(P, T, E_{Fv}) \quad (11.5)$$

Бу амал мураккаб, шунинг учун уни айрим хусусий ҳоллардагина бажариш мумкин. E_{Fv} ни кристал ичидаги электрик нейтраллик шартидан, яъни

$$\rho(E_{Fv}) = 0 \quad (11.6)$$

шартдан топилса, у ҳолда (11.5) дан E_{Fs} аниқланган бўлади. (11.4) тенгламани ечмасдан

$$(dE_{Fs}/dE_{Fv}) \geq 0 \quad (11.7)$$

бўлишлигини кўрсатиш мумкин. Сирт яқинида зоналар эгилишини

$$V_s = V(0) = E_{Fs} - E_{Fv} \quad (11.8)$$

катталиқ орқали тавсифлаш мумкин. Уни сиртий потенциал дейилади. Бу сирт физикасида муҳим ўрин тутадиган катталиқ бўлгани учун уни аниқлаб олиш жуда зарур.

Сирт яқинида зоналар эгилишини

$$V_s = V(0) = E_{FS} - E_{FV} \quad (11.8)$$

катталиқ орқали тавсифлаш мумкин. Уни сиртий потенциал дейилади. Бу сирт физикасида муҳим ўрин тутадиган катталиқ бўлгани учун уни аниқлаб олиш жуда зарур.

Ҳисоблашлар қуйидаги натижаларга олиб келади:

А) деярли ионланмаган киришма ҳолида:

$$2sh \frac{V_s}{2kT} = -\frac{\sigma}{\sigma^*} \quad (11.9)$$

Бунда

$$\sigma^* = \sqrt{(\chi^{kT/2n})^{n^*}} \quad n^* = p + N_{\alpha}^+ = n + N_{\alpha}^- \quad (11.10)$$

б) деярли ионланган киришма ҳолида:

$$p(\ell^{V_s/kT} - 1 - \frac{V_s}{kT}) + n(\ell^{-V_s/kT} - 1 + \frac{V_s}{kT}) = n^* (\frac{\sigma}{\sigma^*})^2 \quad (11.11)$$

Сиртий V_s потенциал турли омилларга боғлиқ.

1. Сиртий потенциал сиртдаги σ зарядга боғлиқ. Бунда икки чегаравий ҳолни кўриб чиқайлик.

1. а) $|V_s| \ll kT$ бўладиган оз эгилган зоналар ҳолида (11.9) ва (11.11) тенгламалардан

$$V_s = -kT \frac{\sigma}{\sigma^*} \quad (11.12)$$

ифода келиб чиқади. $|V_s| \ll kT$ бўлгани учун $\sigma/\sigma^* \ll 1$.

1. б) кучли эгилган зоналар ҳолида (11.9) дан

$$V_s = \pm kT \ln\left(\frac{\sigma}{\sigma^*}\right) \quad (11.13)$$

ифода олинади, бунда агар $\sigma < 0$ бўлса, юқорига (+) ишора, $\sigma > 0$ бўлса, пастки (-) ишора ўринли бўлади; $|\sigma| \gg \sigma^*$ кўрилган ҳолларда V_s сиртий σ зарядга чизиқий, логарифмик боғланган. Бу ҳолда (11.11) дан

$$V_s = \pm kT \ln\left(\frac{\sigma}{\sigma^*}\right)^2 \quad (11.14)$$

квадратик боғланиш ифодаси келиб чиқади.

2. Сиртий потенциал V_s га кристал ичидаги киришмалар таъсир қилади. Олдинги ифодалардан кўринишича, асосий заряд ташувчилар зичлиги n^* қанча катта бўлса, σ^* шунча катта, бинобарин, V_s шунча кичик бўлади. Демак, киришмалар киритиб зоналар эгилишини (V_s ни) камайтириш мумкин.

3. Сиртий V_s потенциал T температурага боғлиқ. Ҳақиқатдан T температура ошган сари n^* ортиб боради, V_s эса камаяди.

4. Сиртий V_s потенциалга адсорбция ҳам таъсир кўрсатади. Агар адсорбцияланган зарраларнинг сиртий зичлигини N деб олинса, ундаги заряд

$\sigma_a = \mp eN$ бўлсин десак, адсорбция хисобидан зоналар эгилиши ўзгариши ΔV_s учун оз ионланган ёки тўла ионланган киришмалар ҳолларида

$$\Delta V_s = \pm 2kT \frac{eN}{|\sigma_\beta|} \quad (eN \ll |\sigma_\beta|), \quad (11.15)$$

$$\Delta V_s = \pm kT \ln \left(\frac{eN}{\sigma_\beta} \right) \quad (eN \gg |\sigma_\beta|) \quad (11.16)$$

ифодалар олинади.

11.2. Сиртнинг зарядланишига боғлиқ эффектлар

Сиртда сатҳлар мавжуд бўлиши сиртнинг зарядланишига олиб келади, бу эса қатор эффектларни келтириб чиқаради.

1. Сиртдаги заряд яримўтказгичдан электронларнинг чиқиш ишига таъсир қилади. Бинобарин, сиртда адсорбланган зарралар зичлиги ва табиати чиқиш ишини аниқлашда муҳим бўлади.

2. Сиртдаги зарядга электрик ўтказувчанлик ҳам боғлиқ.

3. Сиртий заряднинг катталиги ва ишорасига яримўтказгич ҳажмида киришмалар тақсимооти боғлиқ.

4. Агар яримўтказгич сирти зарядланган бўлса, бу ҳолда сирт яқинида зоналар эгриланиши оқибатида сиртда турли масофада заряд ташувчилар зичлиги турлича бўлади, демак, сиртий ўтказувчанлик ҳажмий ўтказувчанликдан фарқ қилади. Сиртий ўтказувчанликни χ_s деб белгилаб, унинг V_s га боғланишини топамиз.

Ҳаракатчанликлар μ_n ва μ_p яримўтказгичнинг ҳамма жойида ўзгармас қийматларга эга деб хисобланса:

$$\chi_s = \chi - \chi_0 = e\mu_n \int_0^\infty (n(\chi) - n_v) d\chi + e\mu_p \int_0^\infty (p(\chi) - p_v) d\chi \quad (11.17)$$

бундаги n_v ва p_v — электронлар ва ковакларнинг ҳажмдаги зичликлари. Белгилашлар

$$\chi_{nv} = e\mu_n n_v \quad \chi_{pv} = e\mu_p p_v, \quad \ell^{VM/kT} = \chi_{nv} / \phi_{pv} \quad (11.18)$$

Интеграллаш натижаси:

$$\chi_s = 4 \sqrt{\chi_{nv} \chi_{pv}} \int_0^s \left(sh \frac{V_M - V}{2kT} sh \frac{V}{2kT} \right) \left(\frac{dV}{d\chi} \right)^{-1} V \quad (11.19)$$

$V_s = V_M$ бўлганда $\chi_s(V_s)$ эгри чизиғи минимумдан ўтади, чунки

$$\frac{d\chi_s}{dV_s} = 4 \sqrt{\chi_{nv} \chi_{pv}} \left(sh \frac{V_M - V_s}{2kT} \right) \left(sh \frac{V_s}{2kT} \right) \left(\frac{dV}{d\chi} \right)^{-1}_{\chi=0} \quad (11.20)$$

Зоналар кучли даражада эгилиб камбағаллашган қатлам ҳосил қилганда сирт яқинидаги ўтказувчанлик тури ҳажмдагидан бошқача бўлиши

мумкин. Бу ходисани ўтказувчанлик инверсияси дейилади. Шу ходисага эришиладиган зоналар эгрилиги V_i инверсия потенциали дейилади.

$$e\mu_n n(V_i) = e\mu_p p(V_i) \quad (11.21)$$

шартидан топиладиган инверсия потенциали

$$V_i = \frac{1}{2} V_M \quad (11.22)$$

5. Ташқи майдон ва адсорбция ўтказувчанлигига таъсир кўрсатади. Умуман айтганда, сиртий ўтказувчанлик χ_s ва V_s ни ўзгартира оладиган барча сабаблар таъсир кўрсатади.

Маълумки, бир пластинка тадқиқланаётган яримўтказгич бўлган ясси конденсаторга (унинг иккинчи пластинасини майдоний электрод дейилади) E электрик майдон қўйилган бўлиб, яримўтказгич сиртининг бир бирлигида σ электрик заряд пайдо қилинган бўлсин:

$$\sigma = -\frac{E_0}{4\pi} E \quad (11.23)$$

бунда E_0 –конденсаторни тўлдирадиган муҳитнинг диэлектрик доимийси. σ заряд сиртий ҳолатлар ва ҳажмий заряд қатлами орасида тақсимланган бўлади:

$$\delta = \sigma + \int_0^{\infty} \rho(\chi) d\chi \quad (11.24)$$

Мувозанат пайтида:

$$\sigma = \sigma(V_s), \quad \int_0^{\infty} \rho(\chi) d\chi = R(V_s) \quad (11.25)$$

(11.25) ни (11.24) га қўйсақ, E ва V_s ни боғловчи тенглама ҳосил қиламиз.

Ташқи майдон уланган пайтда у ҳосил қилган заряд сирт яқинидаги қатламда йиғилган, сиртдаги заряд эса илгаридагидай қолган бўлади. Сиртий χ_s ўтказувчанлик кескин ўзгариб кетади. Вақт ўта бориши билан майдон ҳосил қилган заряд ташувчилар сирт яқинидаги қатламдан қисман сиртнинг ўзига ўтади, оқибатда σ ва χ_s ўзгаради, бунда x_s нинг катталиги ўзининг дастлабки қийматига яқинлашади, баъзан унга тенг бўлиб қолади.

V_s сиртий потенциални, бинобарин, χ_s ни ўзгартира оладиган яна бир сабаб адсорбциядир. Адсорбция оқибатида мазкур ўзгаришлар

$$\Delta V = V_s - V_{s0}; \quad \Delta \chi_s = \chi_s - \chi_{s0} \quad (11.26)$$

кўринишида ифодаланиши мумкин, V_{s0} , χ_{s0} – адсорбция эътиборга олинмагандаги катталиклар.

Агар акцептор ҳоссали зарралар адсорбланса, сирт яқинидаги қатламда коваклар кўпаяди, электронлар камаяди. Бу ҳолда $\Delta V_s > 0$ бўлади ҳамда n -яримўтказгич ҳолида $\Delta \chi_s < 0$, p -яримўтказгич ҳолида $\Delta \chi_s > 0$.

Донор ҳоссали зарралар адсорбланганда бу тенгсизликларнинг акси бўлади.

Энди “квазияккаланган” сирт тушунчаси билан танишайлик.

Ҳақиқий яримўтказгич сиртида ҳолатлар зичлиги катта бўлса, сиртда ўринлашган электронлар ва коваклар зичликлари анча катта бўлади. Агар бу зичликлар фарқи етарлича кичик бўлса, бу ҳолда яримўтказгич сирти анча махсус ҳоссаларга эга бўлади.

Ўтказувчанлик зонаси билан Ферми сатҳи орасидаги масофа ҳажмда E_{FV} , сиртда E_{FS} бўлсин. $\frac{|\Delta E_{FV}|}{kT} \geq 1$ бўлсин. (11.5) тенгламадан $\frac{|\Delta E_{FS}|}{kT} \ll 1$ бўлишлиги маълум бўлади. Бу ҳолда E_{FS} вазият E_{FV} вазиятга кучсиз боғлиқ (амалда боғлиқ эмас). Бу эса яримўтказгичнинг сиртий ҳоссаларини унинг ҳажмий ҳоссаларига боғлиқ бўлмайди демакдир. Бу ҳолда ҳажм сиртга таъсир кўрсатмайди, сиртни муайян E_{FV} оралиғида “квазияккалаган” сирт дейиш мумкин.

Энди “квазияккалаган” сиртнинг баъзи ҳоссаларини санаб ўтамиз.

“Квазияккалаган” сирт ҳолида сиртдаги тўла заряд

$$\sigma(E_{FS})=0 \quad (11.27).$$

Аммо, ҳажмда

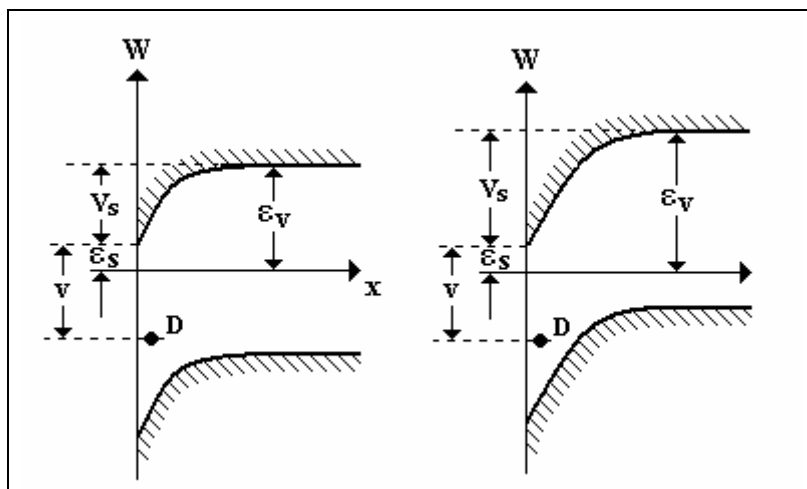
$$p(E_{FV})=0 \quad (11.28).$$

Демак, E_{FV} ва E_{FS} лар бир бирига боғлиқ бўлмаган (11.27) ва (11.28) муносабатлардан аниқланади.

“Квазияккаланган” сиртга жавобгар сиртий ҳолатларнинг уч тури бор.

А) Сиртий энергетик тегишли зоналарга тегишли ҳолатлар.

Бундай зоналар мавжуд бўлганида уларда ҳолатлар зичлиги N_s катта бўлади. Бу зичлик сиртдаги электронлар ва коваклар зичликлари йиғиндисидан анча катта бўлганда “квазияккаланиш” шарти бажарилади.



11.1-рasm

Б) Турли тузилиш нуқсонларига тегишли ҳолатлар. Улар сиртда ҳамма вақт мавжуд (вакансиялар, сиртга чиқиб олган панжара атомлари ёки ионлари, ёт атомлар, киришмалар ва х.к.).

В) Сиртда хемосорбланган атомлар ёки молекулалар. Улар худди тузилиш нуқсонлари бажарган ишларни бажаради ва сиртий ҳолатларнинг умумий зичлигига хисса қўшади.

Шундай қилиб, ҳақиқий сирт ҳам, идеал (мукамал) сирт ҳам “квазияккаланган” сирт ҳоссасига эга бўлиши мумкин.

Баҳолаш кўрсатишича, $N_s > 10^{12}$ см⁻² бўлганида сиртни “квазияккаланган” деб ҳисобласа бўлади. Олдин айтилгандек, “квазияккаланган” сирт ҳолида E_{Fs} вазият E_{FV} вазиятга боғлиқ эмас. Шунинг учун E_{FV} қанча ўзгарса V_s ҳам шунча ўзгаради, аммо E_{Fs} ўз жойида қолади (11.1-расм).

“Квазияккаланган” сирт ҳолида ҳажм сиртга таъсир кўрсатади. Аммо, сирт ҳажмга таъсир кўрсатади. E_{Fs} ўзгарса V_s ўзгаради ва шунинг учун V_s боғлиқ ҳажмий ҳоссалар ўзгаради.

11.3. Зарядланган яримўтказгичнинг адсорбцион ҳоссалари

Зарядланган адсорбентлар ҳоссаларини қараб чиқиш бир қатор муҳим эффектларни тадқиқлаш имконини беради.

1. Ярмўтказгичга қўйилган ташқи электрик майдон яримўтказгичда заряд пайдо қилади, у эса адсорбцион ҳоссаларни ўзгартиради.
2. Ионлар хемосорбцияси яримўтказгич ҳоссаларига таъсир қилади. Бу ҳолда адсорбланган зарралар заряд киритади, бу эса қатор хусусиятлар келтириб чиқаради.
3. Ташқи нурланиш остидаги ёки радиофаол қўшимчалар билан таъминланган яримўтказгичда стационар заряд ушланиб турган ҳолда яримўтказгичнинг хемосорбцион ҳоссалари бошқача бўлади.

Дастлаб яримўтказгич зарядланган ҳолда чиқиш иши ва адсорбцион қобилият ўзгаришини текшираимиз. Бу ҳолда заряд сақланиши шарти

$$\sigma + \int_0^{\infty} \rho(x) dx = \delta \quad (11.29)$$

бунда $\delta = Q/2s$ - заряднинг юза зичлиги, Q - берилган заряд, S - ён ёқ юзи. Бу ҳолда зоналар эгилиши ўзгариши $\Delta V_s = V_s - V_{s0}$ бўлиб, V_{s0} - система зарядсиз ($\delta = 0$) ҳолидаги катталиқ. Адсорбцион қобилият ўзгариши $\Delta N = N - N_0$, сиртий заряд ўзгариши $\Delta \sigma = \sigma - \sigma_0$. Масала ΔV_s , ΔN ва $\Delta \delta$ ўзгаришларни δ нинг функциялари сифатида аниқлашдан иборатдир.

Бу ҳолда (11.9) ифода ўрнига

$$2sh \frac{V_s}{kT} = \frac{(\delta - \delta_0)}{\delta^*} \quad (11.30)$$

ифода ёзилади. σ^* кўриниши ўшандай. Агар дастлабки заряд адсорбланган заряддан анча катта ва барча нуқсонлар тўла ионланган деб ҳисобланса σ ва N лар δ га боғлиқ эмас, яъни $\sigma = \sigma_0$ (11.30) асосида ва яримўтказгич мусбат зарядланган ($\delta > 0$) десак, бошқа шароит ўзгармаса, у ҳолда зоналар юқорига эгила боради, яъни чиқиш иши ортади ва аксинча, манфий зарядланишда ($\delta < 0$) зоналар пастга эгилади (V_s камаяди), чиқиш иши камаяди.

Маълумки, N - адсорбцион қобилият-унча катта бўлмаган сатҳлар тўлдирилганлиги ҳолида қуйидагича:

$$N = \frac{\alpha P}{\eta^0} = \alpha P \left[1 + \exp\left(\mp \frac{E_{FV} + V_s - V}{kT}\right) \right] \quad (11.31)$$

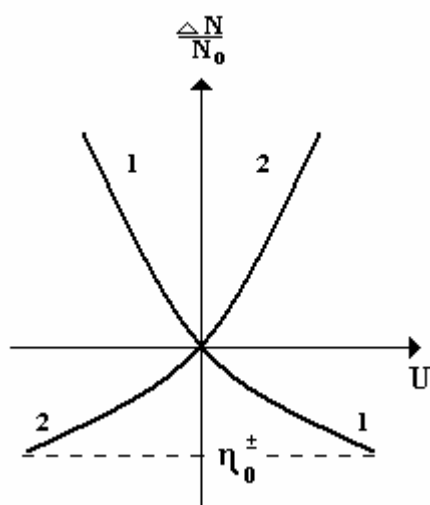
Адсорбцион қобилиятнинг нисбий ўзгариши

$$\frac{\Delta N}{N_0} = \eta_0^\pm \left[\exp\left(\mp \frac{\Delta V_s}{kT}\right) - 1 \right] \quad (11.32)$$

бунда η_0^\pm зарядланмаган яримўтказгичда “махкам” боғланган зарраларнинг нисбий миқдори. Энди (11.30) ифода бошқачароқ кўриниш олади:

$$\exp\left(\frac{V_s}{2kT}\right) = \left(\frac{\delta - \sigma}{2\sigma^*}\right) + \sqrt{\left(\frac{\delta - \sigma}{2\sigma^*}\right)^2 + 1} \quad (11.33)$$

$\sigma = \sigma_0$ деб ҳисобласак, (11.32) ни (11.33) га қўйсақ, $\Delta N/N_0$ нинг δ га боғланиши ифодасини оламиз.



11.2-расм

Ташқи электрик майдон яримўтказгичнинг адсорбцион қобилиятига таъсир кўрсатади. Пластина шаклидаги яримўтказгич ташқи бир жинс электрик майдонга жойлашган, унда сиртда пайдо бўлган заряд зичлиги δ бўлсин. Бу ҳолда

$$\delta = CV = -\frac{\epsilon_0}{4\pi} E \quad (11.34)$$

бунда V - кучланиш, C -сиғим. 11.2-расмдан кўринишича,

а) Яримўтказгичдаги мусбат заряд акцепторлар адсорбланишини камайтиради ва донорлар адсорбланишини оширади ва аксинча.

б) Эффе́кт симметрик эмас, яъни кучланиш ортиб борган сари мусбат эффе́кт ортади, шу вақтда манфий эффе́кт $\Delta N/N_0 = -\eta_0^\pm$ катталиқка асимптотик яқинлашиб боради. Хулоса шуки, сиртнинг адсорбцион қобилиятининг ташқи майдон таъсирида ўзгариши сиртда хемосорбциянинг зарядланган ШАКЛИ ўзгариши билан боғлиқ.

Яримўтказгич сиртида ионларнинг адсорбланиш ҳодисаси ҳам эътиборга лойиқдир. Яримўтказгич ясси параллел пластинадан иборат бўлсин, унинг иккала сиртида бир муайян тур зарралар хемосорбланган бўлсин. N билан сирт бирлигида адсорбланган зарралар сонини белгилаймиз. Барча зарралар нейтрал бўлган ва улар бир зарядли ионлар бўлган ҳолларда $V_s = V_s(N)$ боғланишни аниқлайлик. Кристал ичида киришмалар оз ионланган деб ҳисоблаймиз. Яна $\left(\frac{\delta - \sigma}{\sigma^*}\right)^2 \gg 1$ деб фараз қиламиз. Бу ҳолларда

$$V_s = \pm kT \ln \left(\frac{\delta - \sigma}{\sigma^*}\right)^2 \quad (11.35)$$

Зарралар нейтрал бўлганда

$$\sigma = \sigma_{\beta} \mp eN^{\mp}, \quad \delta = 0 \quad (11.36)$$

ва кичик тўлдирилганлик шароитида, яъни

$$eN \ll |\sigma_{\beta}| \quad (11.37)$$

сиртий потенциал

$$V_s = V_s(0) \pm \frac{2kTe}{|\delta_{\beta}|} N^{\mp} \quad (11.38)$$

бундаги σ_{β} -олдин бўлган (биографик) зарядлар сиртий зичлиги .

Агар барча адсорбланган зарралар бир зарядли ионлар бўлса, у ҳолда $\sigma = \sigma_{\beta}^{\mp} eN^{\pm}$ ва $\delta = \mp eN$, демак,

$$\begin{aligned} \sigma - \delta &= \sigma_{\beta} \pm e(N - N^{\pm}) = \sigma_{\beta} \pm eN^0, \\ \sigma &= \sigma_{\beta} \mp eN^{\mp} \quad \text{ва} \quad \sigma = \mp eN \end{aligned} \quad (11.39)$$

бунда N_0 –зарядини сақловчи ионларнинг сиртий зичлиги. (11.39) ни (11.35) кўйсак, (11.37) ни эътиборга олсак,

$$V_s(N) - V_s(0) = \mp \frac{2kTe}{|\sigma_{\beta}|} N^0 \quad (11.40)$$

Бу ифода кўрсатишича, манфий ионлар адсорбланиши зоналарни пастга эгади. Иккала ҳолда ҳам чиқиш иши, ўтказувчанлик ўзгаради.

11.4. Сиртнинг яримўтказгич ичида киришма тақсимланишига таъсири

Чекланган яримўтказгич ҳолида сиртий ҳолатларнинг мавжудлиги сиртий заряд пайдо бўлишига сабабчи бўлади. Бу заряднинг электрик майдони яримўтказгич кристали ичига қандайдир масофага киради, киришмаларнинг текис тақсимооти бузилади. Сирт яқинидаги майдон заряд ташувчиларнинг дрейф токини ҳосил қилади. Бунинг оқибатида ионланган киришманинг заряди сиртдаги зарядга тескари ишорали бўлган зарралари сиртга томон сурилади, бир хил ишоралилари эса сиртдан ичкарига томон кўчади. Бунда сирт билан ҳажм орасида зарралар зичлиги градиенти ҳосил бўлади. Бу эса дрейф токка қарши диффузион токни вужудга келтиради. Шу икки ток мувозанатлашганда киришманинг мувозанатий тақсимооти ўрнашади, бунда сирт яқинидаги қатламда киришмалар кўпроқ ёки озроқ бўлади. Яримчексиз яримўтказгич бўлсин, у $x \geq 0$ ярим фазони эгаллаган бўлсин. Яримўтказгичда қатлам донор киришма бўлсин (n-тур). Киришма зичлигини N_d , унинг нейтрал ва зарядли қисмларини N_d^0 ва N_d^+ деб белгилаймиз.

Равшанки,

$$N_d = N_d(x), \quad N_d^0 = N_d^0(x), \quad N_d^+ = N_d^+(x) \quad (11.41)$$

бунда

$$N_d = N_d^0 + N_d^+.$$

Қуйидаги белгиларни киритамиз:

$$N_{dv} = N_d(\infty), \quad N_d^0 v = N_d^0(\infty), \quad N_d^+ v = N_d^+(\infty) \quad (11.42).$$

Масала (11.41) даги функцияларни аниқлашдан иборатдир. Бу функциялар электронлар мувозанати шароитида ўзаро боғланган:

$$N_d^0(x) = \frac{N_d^{(x)}}{1 + \exp[(-E_d + E_F(x))/kT]}, \quad (11.43)$$

$$N_d^+(x) = \frac{N_d^{(x)}}{1 + \exp[(E_d - E_F(x))/kT]} \quad (11.44)$$

Демак,

$$\frac{N_d^+(x)}{N_d^0(x)} = \exp\left(\frac{E_F(x) - E_d}{kT}\right);$$

$$\frac{N_d^{(x)}}{N_v^0} = \exp\left(\frac{E_{FV} - E_d}{kT}\right) \quad (11.45)$$

Пуассон тенгламаси:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{4\pi e^2}{\varepsilon} [N_d^+(x) - n(x)] \quad (11.46)$$

ифодасида

$$n(x) = n_v \exp(-V(x)/kT) \quad (11.47)$$

Тегишли чегаравий шартлардан фойдаланиб, (11.46) тенгламани ечилса,

$$\ell^{V(x)/2kT} = \frac{\exp x/\ell + th(V/kT)}{\exp x/\ell - th(V/kT)} \quad (11.48)$$

бундаги ℓ - экранланиш узунлиги. Яна баъзи амалларни бажариб, ушбу натажаларга келамиз:

$$N_d(x) = \begin{cases} = N_{dv} + n^* \left[sh^2 \frac{1}{2} \left(\frac{x}{\ell} - \gamma \right) \right]^{-1} & (V_s) \geq \text{бўлганда} \\ = N_{dv} - n^* \left[ch^2 \frac{1}{2} \left(\frac{x}{\ell} + \gamma \right) \right]^{-1} & (V_s) \leq \text{бўлади} \end{cases} \quad (11.49)$$

γ - ўлчамсиз катталиқ V_s билан боғланган

$$\pm V e^{-\gamma} = th V_s / 4kT \quad (11.50)$$

Бундан ташқари

$$\left(\frac{dV}{dx} \right)_{x=0} = \frac{4\pi \cdot e}{\varepsilon} \sigma \quad (11.51)$$

бўлишини ҳам биламиз. Бу ифода ёрдамида мазкур масала таҳлилини давом эттириш мумкин. Хулоса шуки, (11.49) ифодалар биз олдимизга қўйган масаланинг, яъни киришмалар тақсимланишни аниқлаш масаласининг ечимидир.

Киришмалар яримўтказгичнинг адсорбцион қобилиятига таъсир кўрсата оладими? Таҳлил бу саволга “ҳа” деб жавоб беради.

Яримўтказгичнинг адсорбцион қобилияти унинг сиртида Ферми сатҳи вазиятига боғлиқ бўлади. Акцептор газ учун Ферми сатҳи қанча пастда бўлса адсорбцион қобилият шунча катта, донор газ учун аксинча.

Хулоса шуки, ҳар қандай донор киришма ҳамма вақт E_{FV} ни камайтиради, акцептор киришма эса E_{FV} ни орттиради (E_{FV} ўтказувчанлик зонаси тубидан ҳисобланади!). Шунинг учун донор киришма сиртнинг донор газга нисбатан адсорбцион қобилитини камайтиради., акцептор газга нисбатан оширади. Акцептор киришма эса аксинча таъсир кўрсатади. Тажрибалар бу хулосани тасдиқлайди.

Киришмалар хемосорбцияга фақат Ферми сатҳини (электронлар мувозанатини) силжитиш йўли билангина эмас, балки хемосорбцион зарралар билан кимёвий бирикма ҳосил қилиш йўли билан ҳам хемосорбцияга таъсир кўрсатиши мумкин.

11.5. Металл устидаги яримўтказгич пардаси

Кўпчилик металллар кўпинча бинар бирикма шаклидаги яримўтказгич пардаси билан қопланган бўлади. Бинобарин, кўп жараёнлар шу яримўтказгич сиртида кечади.

Агар парданинг L қалинлиги экранланиш узунлигидан кичик бўлса, парданинг хемосорбцион ҳоссалари унинг қалинлиги ва металнинг ҳоссаларига боғлиқ бўлади.

Бу масала парданинг ташқи сиртидаги Ферми сатҳи вазиятини L ва металдан чиқиш иши A_0 нинг функцияси сифатида аниқлашдан иборат.

Агар электроннинг парда сиртидаги потенциал энергиясини V_L орқали, металл ва яримўтказгич орасидаги контакт потенциаллар айирмасини V_0 билан белгиласак, масала

$$V_L = V_L(L, V_0)$$

функцияни таҳлил қилишга келади.

Таҳлил қуйидаги хулосаларга келтиради. Агар парда сирти мусбат зарядланган ($\sigma > 0$) бўлса, унинг адсорбцион қобилияти донор газга нисбатан парда юпқалашган сари ортиб боради, акцептор газга нисбатан камаяди.

Агар парда сирти манфий зарядланган ($\sigma < 0$) бўлса, донор газга нисбатан парданинг адсорбцион қобилияти у юпқалашган сари ортади,

максимумдан ўтади, сўнгра камаяди, акцептор газга нисбатан камаяди, минимумдан ўтади, сўнгра ортади.

Парданинг каталитик ҳоссалари ҳам унинг қалинлиги ва таглик сифатида олинган металнинг табиатига боғлиқ бўлади.

Саволлар

1. Яримўтказгичнинг сирти билан ҳажми орасида қандай боғланишлар бор?
2. Сиртнинг зарядланишига қандай эффектлар боғлиқ?
3. Зарядланган яримўтказгич қандай адсорбцион ҳоссаларга эга бўлади?
4. Сирт киришма тақсимотига таъсир кўрсатадими?
5. Метал устига ўтказилган яримўтказгич пардасининг ҳоссалари қандай?

12- боб.

Яримўтказгичнинг каталитик таъсири

12.1 Катализнинг асосий тушунчалари

Яримўтказгичлар кўп кимёвий реакциялар учун катализатор бўлиб хизмат қилади. Оксидланиш, гидрланиш ва бошқа кўп реакциялар шулар қаторига киради.

Мис оксиди, рух оксиди, ванадий бешоксиди каби яримўтказгичлар катализаторлар вазифасини бажаради. Металларнинг баъзилари ҳам катализатор бўлади. Аммо, яримўтказгичларда катализ кўпроқ қўлланилади.

Металларнинг кўпчилиги яримўтказгич пардаси билан қопланган бўлади. Бу пардани кеткизиш қийин масаладир. Шундай қилиб кимёвий жараёнлар анашу яримўтказгич сиртида кечади.

Катализ икки фан – физика ва кимё чегарасидаги муаммодан иборат. Яримўтказгич ичига киритилган киришмалар унинг каталитик ҳоссаларига таъсир кўрсатиши яхши ўрганилган, яримўтказгичнинг электрик ўтказувчанлиги билан унинг каталитик таъсири орасида боғланиш борлиги аниқланган; яримўтказгичда ички фотоэффектни пайдо қиладиган ёруғликнинг унинг адсорбцион ва каталитик фаоллигига таъсири кузатилган. Яримўтказгич катализатор бўлиб ишлаган вақтида унинг электрик ўтказувчанлигининг ва чиқиш ишининг ўзгариши аниқланган.

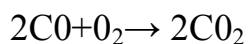
Яримўтказгич каталитик жараёнда фаол қатнашчи бўлади. Яримўтказгичнинг каталитик ҳоссаларини унинг моддаси ва электронлар ҳолатлари аниқлайди.

Катализ ҳақидаги таълимот ривожининг ҳозирги босқичида кўп муаммолар яримўтказгичлар физикаси доирасига киритилмоқда.

Катализаторнинг активлиги ва танловчанлиги.

Фараз қилайлик, реакцияда иштирок этувчи газлар аралашмасига каттик жисм – катализатор киритилади. Бунда реакция тезлиги ортиб кетади. Тезликнинг нисбий ортишини катализатор фаоллиги дейилади.

Бир мисол. Карбон оксиди оксидланиши карбонат ангидрид ҳосил бўлишига олиб келади:

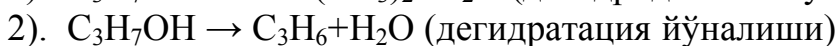


Катализатор йўқлигида бу реакция жуда секин боради, у ҳам бўлса, бир неча юз градусга тенг юқори температураларда содир бўлади. MnO_2 , Ag_2O , Co_2O_3 каби катализаторлар иштирокида бу реакция ҳатто хона температурасидан пастда (-60°C гача) катта тезлик билан боради.

Катализатор кимёвий реакцияларнинг айрим босқичлари тезлигини ҳар хил даражада ўзгартиради. Реакциянинг натижавий тезлигини энг секин босқич аниқлайди.

Агар реакцияда иштирок этувчи моддалар бир неча параллел юз берувчи реакцияларда қатнашса, у ҳолда уларнинг ҳар бири тезлигини катализатор турлича ўзгартириши мумкин. Демак, катализатор таъсирида реакциянинг ўз йўналиши ўзгартирилиши мумкин. Катализаторнинг бу қобилиятини катализаторнинг селективлиги (танловчанлиги) дейилади.

Мисол, Изопропил спирт $\text{C}_3\text{H}_7\text{OH}$ нинг парчаланиши икки йўналишда бориши мумкин:



ZnO катализатор реакцияни биринчи йўналишида, Al_2O_3 эса – иккинчи йўналишда олиб боради. Al_2O_3 эса – иккинчи йўналишда олиб боради.

Яримўтказгичнинг каталитик фаоллиги ва селективлиги (танловчанлиги) у ё бу ташқи таъсирлар оқибатида ўзгариши мумкин. Масалан, температура кўтарилганда катализатор фаоллиги кескин ортади.

Яримўтказгичга киришмалар киритиб ҳам катализаторлик ҳоссаларини ўзгартириш мумкин. Бу ҳоссалар яримўтказгичнинг таржимаи ҳолига ҳам боғлиқ бўлади. Хуллас, яримўтказгичларнинг каталитик ҳоссалари сезгир ҳоссалар турига киради.

Кўп ҳолларда, катализатор таркиби реакция жараёнида ўзгариши мумкин. Масалан, реакция катализаторни захарлаши мумкин, бунда унинг фаоллиги пасаяди.

Идеал ҳолда катализатор реакциядан кейин тўла тикланади. Амалда эса у иш жараёнида аста – секин ўзгариб боради, маълум вақтдан сўнг ишдан чиқади. Яна таъкидлаймизки, реакцияни тезлантирувчи катализаторнинг ўзи ҳам кимёвий жараёнда қатнашади.

Реакцияни фаоллаш энергияси

Қаттиқ жисм томонидан тезлантириладиган ҳар қандай кимёвий жараён албатта адсорбция ва десорбция босқичларини ўз ичига олади. Фараз қилайлик, қаттиқ жисм (катализатор) газсимон фаза билан туташган. Газ молекулалари дастлаб қаттиқ жисм сиртида адсорбланади, кейин шу ҳолатда қола туриб бир бири билан ёки газдан учиб келаётган молекулалар билан реакцияга киришади, бундан кейин реакция маҳсулоти десорбланади (ажралиб чиқади). Демак, катализатор газлар аралашмасига киритилганда реакция амалда газлар фазасидан қаттиқ жисм сиртига кўчади.

Икки фаза чегарасида борадиган реакцияни – гетероген каталитик реакция дейилади.

Реакциянинг тезлиги доимийси $K(T)$ температура функцияси орқали кўпинча сиртнинг каталитик фаоллиги тавсифланади. Унинг (Аррениус қонунининг) кўриниши.

$$K(T)=K_0\exp(-E/KT). \quad (12.1)$$

бўлиб, бундаги E – реакцияни активлаш энергияси.

$\ln K$ нинг $1/T$ га боғланиши тўғри чизиқ билан тасвирланади, унинг ордината билан кесишиши $\ln K_0$ бўлади.

Қоида тариқасида, E ва K_0 намунанинг тайёрлашиши усулига, унинг табиатига ва киришмалар миқдорига боғлиқдирлар.

Катализнинг электрон назарияси. Адсорбция катализда кимёвий адсорбция (хемосорбция) бўлади. Гетераген катализ назарияси хемосорбция назарияси билан чамбарчас боғланган. Катализаторларни танлаш асосий мақсад бўлгани учун катализатор ишлаши механизмини билиш зарур.

Ҳар қандай кимёвий жараёндай ҳар қандай гетераген катализ жараёни электрон механизмига эга. Шу механизмни ошкор қилиш – катализнинг электрон назарияси вазифасидир.

Яримўтказгичда юз берадиган электрон жараёнлар унинг электрик, оптик, магнитик ҳоссалари билан бир вақтда каталитик ҳоссаларини ҳам тақозо қилади. Яримўтказгичнинг электронлар аниқлаб берадиган ҳоссалар ва унинг каталитик ҳоссалари орасида муайян боғланиш бор. Шу боғланишни топиш назария олдидаги муаммодир.

Бу назариянинг вужудга келиши ҳозирги замон яримўтказгичлар физикасининг катализ ҳодисалари соҳасига кириши эди. Л.В.Писаржевский (Киев, 1916 й. дан бошлаб) қаттиқ жисмларнинг каталитик ҳоссаларини, уларнинг электрон ҳоссалари билан боғлашга уринган олим ҳисобланади. Аммо, унинг назарияси квант механика пайдо бўлишидан олдин, Н.Бор назарияси асосида яратилган эди. Ҳозирги вақтда (1948 й. дан бошлаб) электрон назария мукамалроқ назарий заминга таянади.

12.2. Катализда Ферми сатҳи

Катализатор сиртида хемосорбланган айни хил зарраларнинг ҳаммаси эмас, балки уларнинг муайян хиссаси мазкур реакцияда қатнашади, улар реакция қобил ҳолатда бўлади. Демак, хемосорбциянинг мавжуд шакллари орасида фаол ва нофаол шакллар бўлади. Реакция тезлиги, равшанки, сиртда шундай фаол шаклларнинг нисбий миқдорига (η^0 , η^- , η^+) боғлиқ. Реакция тезлиги g ифодасига шу η^0 , η^- , η^+ катталиклар киради. Электрон мувозанат ҳолида бу катталиклар Ферми сатҳи вазиятига боғлиқ бўлади. Ферми сатҳининг эса сирт текислигида ўтказувчанлик зонаси остидаги чуқурлиги E_{FS} деб ҳисобланади. У ҳолда

$$g = g(E_{FS}) \quad (12.2)$$

Бу функциянинг айрим реакциялар учун кўриниши билан кейинроқ танишамиз. Ферми сатҳи вазияти сиртнинг муайян тўлдиришлари ҳолларида ҳам реакция тезлиги аниқланади.

Икки ҳолни фарқлаш лозим:

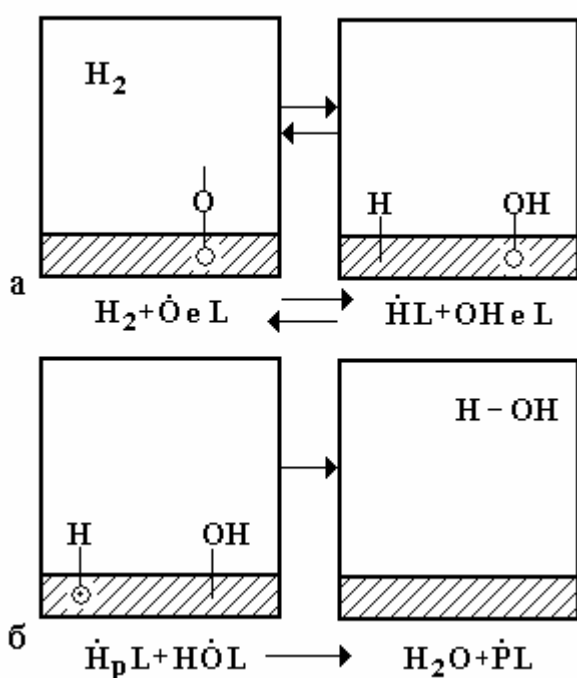
$$\frac{dg}{dE_{FS}} < 0 \text{ ва } \frac{dg}{dE_{FS}} > 0 \quad (12.3)$$

ферми сатҳи қанча юқори бўлса, шунча тез борадиган реакциялар ($dg/dE_{FS} < 0$) ҳолга мансуб бўлади. Бу - электронлар тезлантирадиган реакциялардир.

Уларни

акцептор реакциялар ёки n-синф реакциялари дейилади. ($dg/dE_{FS} > 0$) ҳолга мансуб реакцияларнинг тезлиги Ферми сатҳи қанча паст бўлса, шунча катта бўлади. Уларни донор реакциялар ёки p-синф реакциялари дейилади. Бу - коваклар тезлантирадиган реакциялардир.

Шуни таъкидлаш керакки, айрим хусусий ҳолларда реакция тезлиги Ферми сатҳи E_{FS} вазиятга боғлиқ бўлади. Спиртнинг кичик E_{FS} ларда дегидрланиши (бунда H_2 ажралади) ва етарлича катта E_{FS} ларда дегидратланиш (бунда H_2 ажралади) мисол бўла



12.1-расм

олади (12.1-расм).

Реакциянинг акцептор ёки донор синфига мансуб бўлиши масаласини тажриба ечади: а) бошқа шароит ўзгармаган ҳолда акцептор ва донор киришмаларнинг реакция тезлигига таъсири бўйича; б) реакция тезлиги ва яримўтказгичнинг электрик ўтказувчанлиги орасидаги боғланиш бўйича; в) реакция тезлиги ва яримўтказгичнинг чиқиш иши ўзгаришидаги паралеллик бўйича тажриба маълумотлари асосида ечилади.

Катализда коллектив ва маҳаллий эффектлар фарқ қилинади. Ферми сатҳи хемосорбция ва катализда асосий ўрин тутган ҳолда коллектив эффектлар ҳақида гап боради. Бу ҳолда адсорбланган зарранинг бир бутун сифатидаги кристал панжараси билан ўзаро таъсири қаралади. Бунда панжаранинг барча электронлари ва коваклари ўйинда қатнашади, квант механика учун ҳос Ферми сатҳи тушунчаси ишлайди.

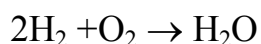
Бошқа бир ҳолда адсорбланган зарра адсорбция маркази билан ўзаро таъсирлашади, бунда адсорбланган зарра ва у заррани бириктириб олаётган зарранинг электронлари ўйинда қатнашади. Бу эффектни маҳаллий эффект дейиш мумкин.

Киришмаларнинг адсорбцион ва каталитик ҳоссаларга таъсири масаласи ҳам коллектив ўзаро таъсирланиш сифатида икки ёқлама қаралиши мумкин. Ҳақиқатан, бу таъсир икки йўл билан амалга ошиши мумкин.

Биринчидан, киришма табиати ва зичлиги билан Ферми сатҳи вазияти боғлиқ, Ферми сатҳига эса сиртнинг адсорбцион қобилияти ва каталитик фаоллик боғланган. Бунда киришманинг таъсири эффекти нақд коллектив эффектдир.

Иккинчидан, киришма атомлари адсорбция ва катализда фаол марказлар вазифасини бажариши ёки аксинча, бундай марказларни ишдан чиқариши мумкин. Бу ҳолда биз нақд маҳаллий эффект билан иш кўрамыз. Шароитга қараб бу икки эффектдан бири устун бўлиши мумкин.

12.3. Каталитик реакцияларнинг электрон механизмлари
Водороднинг оксидланиши. Даставвал водороднинг оксидланиши реакциясини кўрайлик:



Бу реакциянинг катализаторлари ҳам n-тур, ҳам p- тур яримўтказгичлар (ZnO , V_2O_5 , NiO , CuO ва б.) бўлади. 12.1- расмда реакциянинг бир имконий механизми тасвирланган.

Яримўтказгич сиртида хемосорбланган кислород атомлари бўлиб, улар электрик нейтрал ёки манфий зарядланган ҳолатда бўлади деб ҳисоблаймиз. Реакциянинг биринчи босқичи H_2 молекуланинг O^- ионга адсорбланиши бўлади (12.1,а-расм). Оқибатда сиртда H атомлар ва OH молекулалар пайдо бўлади, улар ё нейтрал бўлади, ёки H^+ ва OH^- ионлар кўринишида бўлади.

Реакциянинг иккинчи босқичида Н атом ОН молекула билан бирлашади, H₂O молекула десорбланади (ажралади).

Бу ҳолда реакция тезлиги доимийси

$$K=K_0 \exp\left(-\frac{E + E_{FS}^+}{kT}\right) \quad (12.4)$$

Реакция тезлиги кристал сиртидаги Ферми сатҳига боғлиқ бўлар экан. Демак, Ферми сатҳини силжитиб, реакция тезлигини бошқариш мумкин. Юқорига силжиш реакцияни секинлатади, пастга силжиш уни тезлатади. Бу реакция донор реакциялар синфига мансубдир.

Тажрибада кўрсатилишича, водород атмосферасида намунани қиздириш Ферми сатҳини кўтаради, каталитик фаолликни камайтиради. Кислород атмосферасида қиздириш Ферми сатҳини пасайтиради, фаоллик ортади.

12.4. Чиқиш иши, электрўтказувчанлик ва каталитик фаоллик орасидаги боғланиш

Бу боғланишнинг келиб чиқиши қуйидагича изоҳланади. Олдин айтилганидек, каталитик фаолликни (бошқа шароит бир хил бўлгани ҳолда) кристал сиртидаги Ферми сатҳи вазияти аниқлайди. Бундан икки муҳим ҳулоса келиб чиқади.

Биринчи ҳулоса – каталитик фаоллик билан электроннинг яримўтказгичдан чиқиши орасидаги мувофиқлик мавжуд.

g – реакция тезлиги, ϕ_T - термоэлектрон чиқиш иши, Ферми сатҳининг ўтказувчанлик зонасидан узоқлиги сиртда E_{FS} , ҳажмда E_{FV} бўлсин. У ҳолда

$$g=g(E_{FS}) \quad (12.5)$$

$$\phi_T = E_{FS} + \sigma + V_d \quad (12.6)$$

бунда σ - панжарада эркин электроннинг яқинлик энергияси, V_d – чиқиш ишининг динол ташкил этувчиси. Юқоридаги ифодалардан:

$$\frac{dg}{d\phi_T} = \frac{dg}{dE_{FS}} = \begin{cases} > 0, \text{донор.реакция.ҳолида} \\ < 0, \text{акцептор.реакция.ҳолиди} \end{cases} \quad (12.7.)$$

Иккинчи хулоса – каталитик фаоллик g ва электрик ўтказувчанлик χ орасида мувофиқлик мавжуд.

Умумий ҳолда :

$$\chi = \chi(E_{F1}, E_{F0}), \quad (12.8)$$

Электрон ўтказувчанлик ҳолида:

$$\frac{d\chi}{dE_{FS}} < 0, \quad \frac{d\chi}{dE_{FV}} < 0, \quad (12.9)$$

Ковак ўтказувчанлик ҳолида:

$$\frac{d\chi}{dE_{FS}} > 0, \quad \frac{d\chi}{dE_{FV}} > 0 \quad (12.10)$$

(12.5) ва (12.8) ифодалардан:

$$\frac{dg}{d\chi} = \frac{dg dE_{FS}}{(d\chi E_{FS})} \quad (12.11)$$

$(dE_{FV} / dE_{FV}) > 0$ эканлигини эътиборга олсак, (12.10) ифодадан қуйидаги натижаларга эгамиз.

	n-яримўтказгич	p-яримўтказгич
n-реакция	$d\partial / dx > 0$	$D\partial / dx < 0$
P-реакция	$D\partial / dx > 0$	$D\partial / dx < 0$

Демак, χ ўтказувчанлик ва ∂ катталиги фаоллик орасида муайян мувофиқлик бор. Юқоридаги таҳлил шундай хотимага олиб келади: яримўтказгичнинг чиқиш ишини ёки электрик ўтказувчанликни ўзгартирадиган омиллар (сабаблар) унинг каталитик фаоллигини ҳам ўзгартириши керак. Ушбу мувофиқлик жуда кўп тажрибаларда тасдиқланган. Яна шуни таъкидлаймизки, электрик ўтказувчанлик билан адсорбцион қобилият орасида ҳам боғланиш мавжуд.

12.5 Турли омилларнинг каталитик фаолликка таъсири

12.5.1 Ташқи электрик майдон таъсири

Яримўтказгичга турли омиллар билан таъсир кўрсатиб унинг катталик қобилиятини бошқариш мумкин.

Баъзилар мана булар.

- 1) Яримўтказгич ҳажмига ёки сиртига киритиладиган киришма.
- 2) Фотоэлектрик жиҳатдан фаол ёруғлик билан кристаллни ёритиш
- 3) Ташқи электрик майдон катализатор сиртига кўндаланг қўйилади.
- 4) Парданинг қалинлиги.

Ташқи электрик майдоннинг каталитик фаолликка таъсирини электрокаталитик эффект дейилади. Уни майдон таъсирида реакция тезлигининг нисбий ўзгариши сифатида тавсифланади:

$$\frac{\Delta \partial}{\partial_o} = \frac{\partial - \partial_o}{\partial_o}, \quad (12.12)$$

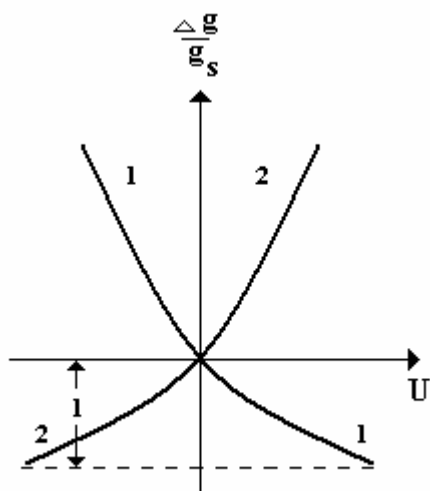
бундаги ∂ ва ∂_o – майдон бор ва майдон йўқ ҳолдаги реакция тезликлари:
 $\partial = \partial(E_F)$, $\partial_o = \partial(E_{F_{so}})$, E_{Fs} ва $E_{F_{so}}$ – тегишли ферми сатҳлари.

Хисобнинг натижаси:

$$\frac{\Delta \partial}{\partial_o} = \exp(e\Delta V_s / kT) - 1 \quad (12.13)$$

бунда $\Delta V_s = V_s - V_{so}$ – майдон пайдо қилган зоналар эгилиши ўзгариши. Аммо, ΔV_s бериладиган U ташиқи кучланишга боғлиқ.

Бинобарин $\Delta \partial / \partial_o$ ҳам шу U га боғлиқ равишда текширилади. 12.2-расмда акцептор (1 эгри чизик) ва донор (2 эгри чизик) ҳоллари учун мазкур боғланиш тасвирланган. Яримўтказгичнинг адсорбцион қобилиятига майдон таъсирини электроадсорбцион эффект



12.2-расм

дейилади.

12.5.2. Метал сиртида ҳосил қилинган яримўтказгич пардасининг каталитик ҳоссалари

Парданинг қалинлигини L , таглик металнинг чиқиш ишини A деб белгиласак, $\partial = \partial(A_L)$ ва $A_L = A(L - A_o)$ боғланишлар таҳлили қуйидаги ҳулосаларга олиб келади.

- 1). Агар L етарлича катта бўлганда парданинг сирти мусбат зарядланган бўлса ($\sigma_L > 0$) ёки манфий зарядланган бўлса, ($\sigma_L < 0$), аммо, $V_o \geq V_L$ бўлса (V_L ва V_o) электроннинг ташқи ва ички сиртдаги потенциал энергияси, σ – сиртий заряд зичлиги. L кичрайганда парданинг каталитик фаоллиги донор реакцияга нисбатан бир текис ортиб боради, акцептор реакцияга нисбатан бир текис камайиб боради.
- 2). Агар муайян қалинликдаги пардада реакция тезлигини донор реакция босқичи аниқласа, юпқароқ пардада реакциянинг акцептор босқичи устун бўлиши мумкин.

3). Реакция икки паралел йўналишда кетиб турган бўлса, улардан бири донор, иккинчиси акцептор реакция бўлсин. ∂_a/∂_a нисбат катализаторнинг танловчанлигини ифода этади. $\partial_a \square \partial_a$ бўлса, реакция акцептор йўналишда, $\partial_a \square \partial_a$ бўлса – донор йўналишда кетади. Бу тенгсизликлар парда L қалинлигига боғлиқ ва L нинг ўзгариши билан реакция йўналиши ўзгариши мумкин.

4) Таглик вазифасини бажараётган металнинг чиқиш иши A_0 қанча катта бўлса, парданинг донор реакцияга нисбатан каталитик фаоллиги шунча катта.

Демак, (оксид) парданинг қалинлигини ўзгартириш йўли билан намунанинг каталитик фаоллиги ва танловчанлигини бошқариш мумкин.

Метал хромни қоплаган хром оксиди пардасида водород ўта оксиди (H_2O_2) ни парчалаш реакциясини тадқиқлаш юқорида баён қилинган назарий мулохазаларни тасдиқлаган эди.

12.5.3. Киришмалар таъсири

Олдин кўриб ўтганимиздек, кристалнинг сирти ва ҳажмига киришмалар киритиб кристал сиртидаги Ферми сатҳини муайян даражада бошқариш мумкин. Ферми сатҳининг силжиши сиртнинг адсорбцион қобилиятига, каталитик фаоллигига киришмаларнинг таъсирини ифодаловчи механизм бўлади. Бунда киришма деганда кристал панжарасининг ҳар қандай нуқсонлари назарда тутилади.

Биламизки, акцептор ва донор туридаги икки хил киришма бўлади. Донор киришма ҳамма вақт Ферми сатҳини юқорига силжитади, акцептор эса – пастга силжитади: температура кўтарилганда ёки киришма миқдори камайганда Ферми сатҳи ҳамма вақт тақиқланган зона ўртасига яқинлаша боради.

Яримўтказгичдаги киришма миқдорини ўзгартириш йўли билан катализатор хоссаларини бошқариш мумкин. Агар реакция икки (донор ва акцептор) йўналишларида кечиб турган бўлса, киришма киритиб Ферми сатҳини силжитиб реакцияни бир йўналишда тезлаштириш, иккинчи йўналишда секинлаштириш мумкин.

Аммо, етарлича юқори температурада (хусусий ўтказувчанлик соҳасида) Ферми сатҳи тақиқланган зона ўртаси яқинида ва уни киришма деярли силжитмайди (киришманинг таъсири йўқ!)

Тажрибалар баён қилинган назарий мулохазаларни сифатдан тасдиқлайди.

12.5.4. Коменсацион эффект

$$K=K_0 \exp(-E/KT) \quad (12.13)$$

Аррениус қонуни бажариладиган ҳолларда компенсацион эффект ўринли бўлади. Кўпинча, компенсацион эффекти

$$\ln K_0 = A + BE \quad (12.14)$$

боғланиш орқали ифодаланади (констебл, 1923). Келажакда бу қонун турли катализаторларда турли реакциялар учун тасдиқланди. Худди шунингдек, электрон χ ўтказувчанлик

$$\chi = \chi_0 \exp(-U/KT) \quad (12.15)$$

Қонун бўйича ўзгаради. Логарифмик масштабда

$$\ln \chi_0 = a + bu \quad (12.16)$$

Агар (12.14) қонуният мавжуд бўлса (12.1) Аррениус қонуни эгри чизиклари бир нуқтада кесишиши керак. Е нинг ўсиши билан бир вақтда K_0 нинг ўсишини компенсацион эффект дейилади. Уни бундай талқин қилинган. Аррениус қонунидаги K_0 ва Е катталиклар киришма зичлигига боғлиқ, улар маълум даражада бир бирини компенсациялайди. Баъзи муаллифлар тасдиқлашича, фаоллаш энергияси Е ва кўпайтувчи K_0 бир текис яримўтказгич доналари ўлчами L га боғлиқ. Мана шундан ҳам компенсацион эффект келиб чиқади.

Саволлар

1. Катализ ҳодисасини тавсифланг. Каталитик фаоллик нима?
2. Ферми сатхи катализда қандай ўрин тутади?
3. Каталитик реакциялар механизмлари қанақа?
4. Чиқиш иши, электрик ўтказувчанлик ва каталитик фаоллик орасида қандай боғланишлар бор?
5. Катализда ташқи электрик майдон қадай таъсир кўрсатади?
6. Металл сиртидаги яримўтказгичлар пардаси катализда қандай хизмат бажаради?
7. Киришмалар катализга қандай таъсир кўрсатади?
8. Катализда компенсацион эффектнинг ўрни қандай?

13 – боб.

Яримўтказгичларнинг ҳақиқий сиртидаги жараёнлар

13.1. Сирт тузилиши нуқсонларининг адсорбциядаги ўрни

Биз бу бобда яримўтказгич ҳақиқий сиртининг баъзи махсус хоссаларини қараб чиқамиз. Аввало, сиртни текислик, яъни икки ўлчамли даврий тузилма дейлик, унга айрим маҳаллий бузилишлар сепилган бўлсин. Уларни сиртий нуқсонлар дейилади.

Улар вакансиялар ёки ёт атомлар, ўз ўрнидан (тугунидан) сиртга чиқариб юборилган панжаранинг хусусий (ўз) атомлари, ёт атомлар гуруҳлари бўлиши мумкин.

Нуқсонлар сирт ҳоссаларига икки йўл билан:

Биринчидан, Ферми сатҳи орқали таъсир кўрсатиши мумкин чунки у нуқсонлар табиати ва зичлигига боғлиқ. Иккинчидан, сиртий жараёнларнинг ўзида сиртий рекомбинацияда, адсорбцияда ва катализда нуқсонларнинг бевосита қатнашиши орқали таъсир кўрсатиши мумкин.

Бир нав муайян нуқсонлар бор деб фараз қилайлик. Сиртда бундай нуқсонларнинг кўпроқ ва озроқ зичликли соҳалари бор бўлсин. У ҳолда Ферми сатҳи турли жойда турли вазиятда бўлади:

$$E_F = E_F(y,z)$$

Бу эса сиртда энергия зоналари эгриланган бўлади демакдир. Ҳақиқатан, нуқсонлар нотенис жойланган ҳолда Ферми сатҳи E_F сиртнинг турли жойида турли бўлади, адсорбланнш қобилияти ҳам турлича бўлади. Яна бир мисол шуки, сиртнинг турли жойларида хемосорбцион боғланиш турли бўлиши мумкин. Бундай сирт парчаларини «акцептор» ва «донор» парчалар деб номлаш мумкин.

E_F турли бўлган жойларда каталитик фаоллик ошганроқ ёки камайганроқ бўлади.

Бироқ, нуқсонларнинг нотекис тақсимланиши сабабидан келиб чиққан сиртининг бир жинсли эмаслиги адсорбция оқибатида муайян даражада текисланиши мумкин. Температура кўтарила борганда ҳам шундай текисланиш юз беради, бунда нуқсонлар кўчиши ва улар зичликлари тенглашиши юз беради.

Энди тузилиш нуқсонидан юз берадиган адсорбцияни қарайлик. Мисол учун M^+ ва R^- ионлардан тузилган MR панжарадаги F^- марказда бир валентли электрумусбат S атом адсорбланишини кўрамиз. F^- марказ ёнида маҳаллийлашган электрон бўлган бўш металлонд тугунидан иборат. Уни DL деб белгилаймиз. У маҳаллий эркин валентлик бўлиб, ўзига чет заррани қабул қила олади. Агар шу F^- марказдан унинг электрони узоқлаштирилган бўлса, унда D_pL белги берамиз.

13.2- расмда кристалл сирти энергетик зонавий чизмаси келтирилган, F- марказларни маҳаллий D донор сатҳлар, C атомлар хемосорбланган атомли F- марказларни эса CD маҳаллий донор сатҳлар тасвирлайди.

F- марказда адсорбция юз берганда хемосорбциянинг «мустаҳкам» шакли электроник нейтрал «суст» шакл эса зарядланган. Ҳақиқатдан, мазкур ҳолда хемосорбланган зарра бўш металлоид тугунига боғланади, у эса электр зарядига қиймати тенг мусбат зарядга эга деб қаралади.

«Мустаҳкам» боғланиш ҳолида бўш тугуннинг заряди бу боғланишга жалб қилинган электрон заряди билан компенсирланади (мувозанатланади, нейтралланади):

«Суст» боғланиш ҳолида бу заряд компенсирланмайди. «мустаҳкам» боғланиш – икки электронли боғланиш, «Суст» боғланиш бир электронли боғланиш бўлади.

Адсорбция бориб турган сайин D сатҳлар йўқолиб, уларнинг ўрнига CD сатҳлар пайдо бўлади, бу эса Ферми сатҳи силжишига олиб келади.

Агар D ва CD сатҳлар ўтказувчанлик зонасидан етарлича пастда бўлса, $D_pL+eL \leftrightarrow DL$, $CD_pL+eL \leftrightarrow CDL$ ўтишлар бўлмайди дейиш мумкин ва бу ҳолда нейтрал ва ионланган F- марказларда адсорбция мустақил юз беради. Шу ҳолда «рангланган» (яъни нейтрал F- марказлари бор) кристалда «рангланмаган» (яъни ионланган F- марказлари бор) кристалдагига нисбатан адсорбцион қобилият γ марта катта бўлади:

$$\gamma = \exp\left(\frac{q - q^o}{kT}\right) = \exp\left(\frac{V_{CD} - V_D}{kT}\right) \quad (13.1)$$

(масалан, хона температурасида ва $V_{CD} - V_D = 0,2\text{эВ}$ бўлганда $\gamma = 10^3$ бўлади).

F-марказлар адсорбцион марказлар сифатида фақат ишқорий галоидлардагина эмас, балки ихтиёрий бошқа кристалларда ҳам намоён бўлиши мумкин.

F – марказлар билан бир қаторда адсорбция марказлари сифатида V – марказлар ҳам хизмат қила олади.

V – марказ MR кристаллардаги ёнида ковак жойлашган металллик бўш сатҳ бирлашмасидир. F- ва V – марказлардан ташқари, сиртнинг бошқа тузилиш нуқсонлари ҳам адсорбция марказлари бўла олади.

Масалан, CO молекулалари учун хемосорбланган O атомлари адсорбция марказлари бўлади.

Сиртнинг нуқсонлари адсорбция марказлари ва сиртнинг эркин валентликлари учун маҳаллийлашиш (ўрнашиш) марказлари бўла туриб катализда фаол марказлар вазифасини бажариши мумкин. Шундай нуқсонлар бирлашмалари («ансамбллари») ҳам анашу вазифани ўтай олади.

Ҳақиқатда сиртдаги айрим нуқсонлар ва уларнинг бирлашмалари кристал панжараси билан бир бутунни ташкил қилади ва уларнинг ҳоссалари панжаранинг ҳоссалари билан аниқланади.

13.2 Фотоадсорбцион эффект

Яримўтказгичнинг ёруғлик таъсирида адсорбцион қобилияти ўзгаришини фотоадсорбцион эффект дейилади. Сиртнинг адсорбцион қобилияти ўзгаришини ёритиш бошлангандан ва у тўхтатилгандан сўнг адсорбцион ҳажмда кузатиладиган босим ўзгариши бўйича аниқланади.

Баъзи ҳолларда ёритиш бошлангач босим пасаяди (фотоадсорбция), бошқа ҳолларда босим ортади (фотодесорбция). Бинобарин, адсорбцион қобилиятининг нисбий ўзгариши ё мусбат, ёки манфий бўлиши мумкин. Фотоадсорбцион эффект ички фотоэффект пайдо қиладиган, яъни яримўтказгични электронлар ва коваклар билан бойитадиган частотали ёруғлик билан ёритгандагина кузатилади.

Фотоадсорбцион эффектнинг катталиги ва ишораси адсорбент ва адсорбатнинг табиатига, босимга, температурага, киришмаларга боғлиқ бўлади. Масалан, ZnO сиртида O₂ нинг адсорбланиши тадқиқланганда хона температурасида ва кислород босими кичик бўлганда мусбат эффект (фотоадсорбция) ни кузатилган, аммо у босим кўтарилиши билан камайиб бориб манфий эффект (фотодесорбция) билан алмашинган. Ўша тизимдаги ZnO га Al (донор) киришма киритганда манфий эффект, Li (акцептор) киритилганда мусбат эффект кузатилган. Ҳақиқий сирт ҳолида эффектни кўйидагича тушиниш мумкин.

Сиртда унинг тузилиш нуқсонларида жойлашган электронлар (ёки коваклар) адсорбцион марказлар хизматини бажаради деб ҳисобланади ва сиртнинг адсорбцион қобилияти шундай марказларнинг сирт бирлигидаги сони билан аниқланади.

Ёритиш таъсирида тегишли сиртий сатҳларнинг электронлар ва коваклар билан тўлдирилганлиги ўзгаради, шу билан адсорбцион марказлар зичлиги ва, бинобарин, сиртнинг адсорбцион қобилияти ўзгаради.

Яримўтказгичда, хусусан, унинг сиртида ёритиш пайдо қилган ўзгаришлар ёритиш тўхтагандан сўнг қанча узоқ сақланиши, яъни яримўтказгичнинг «хотираси» масаласига мурожат қилайлик. Шунинг таъкидлашми, «ёритиш» терминини кенг тушинилса, у фақат электромагнитик нурланишни (кўринувчи, ультрабинафша ёруғлик, рентген ва γ - нурлар) эмас, балки зарралар (нейтронлар, протонлар, электронлар, α - зарралар) билан нурлашни ҳам ўз ичига олади.

а) Бир марта нурланишга дучор қилинган яримўтказгич уни доимо эслаб қолиши мумкин бўлган чегаравий ҳол бўлиши мумкин. Агар яримўтказгичда ядровий реакциялар пайдо қиладиган оғир зарралар билан нурлаш ҳолларида шундай бўлади. Бунда панжаранинг ўз атомлари ўрнида ёт атомлар пайдо бўлади. Бу –қайтмаса жараён.

б) Яримўтказгич нурланишни бирор вақт «эслайдиган» кейин эса аста –секин «эсдан чиқарадиган» ҳоллар билан кўпинча иш кўрамайди. Бунда нурлаш яримўтказгичнинг кимёвий таркибини ўзгартирмайди, аммо, панжарада тузилиш (радиацион) нуқсонлари пайдо қилади. Бу нуқсонлар аста-секин

йўқола боради, температура қанча юқори бўлса, бу жараён шунча тез кетади. Яримўтказгич «хотирасини» йўқотади.

в) Бевосита ионлантириш орқали яримўтказгичда номувозанатий заряд ташувчилар пайдо қиладиган, аммо, тузилиш нуқсонлари ҳосил қилмайдиган электромагнитик нурлаш алоҳида қизиқарлидир. Бу ҳолда яримўтказгич нурлаш давом этиб турганича уни «хотирлайди». Нурлаш тўқнашувдан сўнг амалда бир онда ўзининг дастлабки мувозанатий ҳолатига қайтади. Бир қатор ҳолларда, бироқ, мазкур қоида бузилади: яримўтказгич нурланиш ҳақидаги «хотирани» қандайдир вақт сақлаб туради. Фотоадсорбцион эффектда худди шундай «хотира» мавжуд бўлади. Шу ҳолга эътибор берамиз ва баъзи қонуниятларни баён қиламиз.

1. Агар яримўтказгични нурланса, кейин нурланиш ўчирилса ва бирор вақт ўтгач адсорбция ўтказилса, бу ҳолда қоронғидги адсорбцион қобиляят ортади, нурлаш қанча узок давом этса бу ортиш ҳам шунча катта бўлади. Етарлича узок нурланганда (ёритилганда) адсорбцион қобиляят тўйинади.
2. Дастлаб нурлашга дучор қилинган шундай яримўтказгичнинг фотоадсорбцион қобиляяти камроқ бўлар экан, дастлабки нурлаш қанча узок бўлса, у шунча сезиларлироқ. Дастлабки нурлаш давомийлиги етарлича узок бўлганда фотоадсорбцион қобиляят бутунлай йўқ бўлади.
3. Қоронғиликдаги абсорбцион қобиляят ортган ҳолда, фотоадсорбцион қобиляят камайган ҳолда нурлаш ўчирилгандан анча кейин ҳам сақланиб қолади. Аста – секин бу катталиклар ўзининг дастлабки қийматини олади.
4. Фотоадсорбция жараёнида нурлаш тўхтатилса, бир қатор ҳолларда адсорбция «инерция» бўйича бирор вақт давом этади (таъсирдан сўнгги эффект).
5. «Таъсирдан сўнгги эффект» катталиги, яъни нурлаш тўхтатилгандан кейин адсорбланган модда миқдори температура юқори бўлганда кам бўлади. Етарлича юқори температурада эффект йўқолади.
6. Фотоадсорбция учун $N=N(t)$ эгри чизик кўпинча 13.3 – расмдаги кўринишда бўлади, бунда N – адсорбланган зарраларнинг сиртий зичлиги, t – вақт, уни нурлаш бошланиши пайтидан ҳисоб қилинади. Кўп тажрибаларда нурлаш вақтида вужудга келадиган ва нурлаш тўхтатилгандан сўнг анча вақт сақланадиган адсорбцион марказларининг табиати ўрганилган. Бундай марказлар вазифасини нурлаш пайдо қилган ва сиртий нуқсонларда ўтириб олган номувозанатий заряд ташувчилар бажариши тасдиқланди.

Агар нурлаш адсорбциядан олдин ўтказилса, бу марказлар олдин пайдо бўлади, улар нурлашгача сиртда мавжуд бўлиши мумкин. Ниҳоят, мазкур марказлар адсорбция жараёнида ҳам пайдо бўлиши мумкин.

Маҳаллий ҳолатлардаги заряд ташувчиларда адсорбланиш ҳақидаги тасаввур фотоадсорбция кинетикасида «индукцион давр» нинг

мавжудлигини тушиниш имконини беради (13.3 – расм, рамка ичидаги қисм). Бунда фотоадсорбция тезланади, dN/dt ортиб боради.

Х О Т И М А

Хемосорбция электрон назариясининг асосий ҳолатларини йиғиб баён қиламиз.

1. Ёт молекуланинг кристал панжараси билан ўзаро таъсири масаласини қараб чиқиш хемосорбциянинг турли шакллари мумкин бўлишлигини кўрсатади. Хемосорбланадиган зарра билан кристал панжараси эркин электронлари ва коваклари боғланишларда иштирок этиши мумкин.
2. Хемосорбциянинг турли кўринишлари (электрик жиҳатдан нейтрал, манфий ёки мусбат зарядли шакллари) орасида валент – тўйинган шакллари радикал ёки ион – радикал шакллардан фарқлаш лозим.
3. Хемосорбциянинг турли шакллари бир бирига ўтиши мумкин.
4. Яримўтказгичда ўрнашган электронлар мувозанатида сиртда турли хемосорбция шакллари нисбий миқдори кристал сиртидаги Ферми сатҳи вазияти билан аниқланади.
5. Ферми сатҳи вазияти сиртининг мазкур молекулалар навига нисбатан адсорбцион қобилятини, сиртнинг зарядланганлик даражаси ва характерини, мазкур реакцияга нисбатан сиртнинг каталитик фаоллигини аниқлайди.
6. Кристал сиртидаги Ферми сатҳи вазияти, умуман айтганда, унинг кристал ичидаги вазиятига боғлиқ. Шу йўсунда кристалнинг сиртий ва ҳажмий ҳоссалари орасида алоқадорлик ўрнатилади.

Бу асосий назарий натижалардан келиб чиқадиган ҳулосаларни тажрибада текшириб кўриш мумкин.

Саволлар

1. Адсорбциянинг F- марказларида бориши қандай бўлади?
2. Адсорбциянинг V- марказларида бориши қандай бўлади?
3. Сиртнинг нуқсонлари адсорбция марказлари вазифасини бажара оладими?
4. Фотоадсорбцион эффект деб қандай ҳодисага айтилади?
5. Хемосорбциянинг қандай шакллари бор? Улар орасида қандай ўтишлар бўлиши мумкин?

Яримўтказгич – диэлектрик чегарасидаги сиртий ҳолатлар табиати тўғрисида

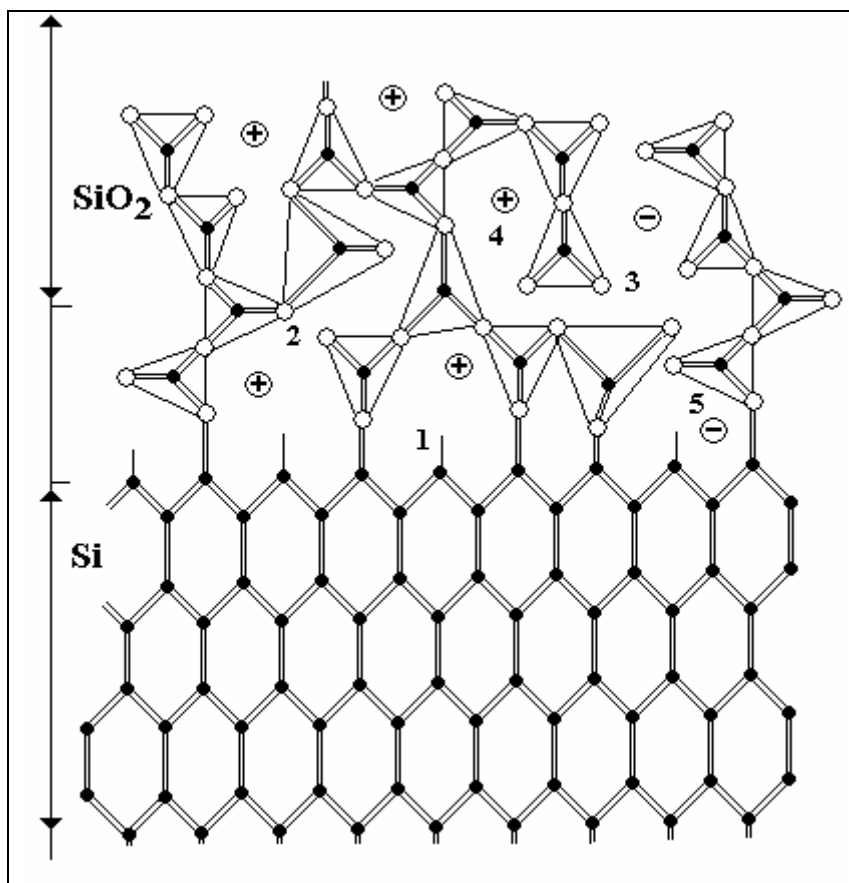
Кўриб ўтилган яримўтказгичлирдаги сиртий ҳолатлар яримўтказгичли модданинг хажмий ҳоссаларининг, унинг чегараланган ҳолатда, яъни бевосита кристалл панжаранинг узилган қисми туфайли вужудга келган ўзгаришларга асосланган эди.

Лекин, реал шароитларда ҳар қандай кристалл кесилса ёки синдирилса, унинг сиртида ҳосил бўладиган атомларнинг тўйинмаган алоқалари ёки бошқа турдаги нуқсонлар шу шароит учун термодинамик жихатдан мувозанат ҳолатини эгаллашга интилади.

Бу жараён аввало кристалл атомларининг ўзаро таъсирлашуви туфайли бўлса, асосан атроф-мухитдаги атом ва молекулаларни бириктириб олиш орқали содир бўлади. бунинг натижасида, тажрибаларни кўрсатишига, жуда қисқа (10^{-6} сек.) вақт давомида хатто жараён 10^{-5} мм симоб устини босимидаги вакуумда кечаётган бўлса ҳам 3-5 қатламли оксид пардалари ҳосил бўлади. оддий шароитларда, яъни очиқ ҳавода кристаллаларни керакли ўлчамларда қирқиш жараёнларида эса бу оксид қатлами 50-100 Å ларни ташкил этади. Оқибатда биз кристаллни сирти деб таърифлаётга юза, аслида шу модда оксиддан иборат бўлади. шунинг учун моддални хусусиятларини ўрганаётганда улар электр контактлари қилиш, диффузияловчи моддаларни ўтиргизиш учун ва бошқа технологик жараёнларда моно оксид қатламини имкон борица камайтиришга ҳаракат қилинади.

Аксинча, кўп ҳолларда бундай қатламлардан модда сиртини химояловчи восита сифатида, планар технологияларда эса микроэлементлар орасидаги тўсиқ сифатида фойдоланилади.

Демак, яримўтказгичли моддаларни электрофизик ҳоссаларини ўрганишда улардан турли хил электрон асбоблар тайёрлашда бу қатлам хусусиятларини хусусан, бундай яримўтказгич–оксид чегарасидаги жараёнларни билиш ва уларни эътиборга олиш зарур экан (14.1-расм). Барча оксидлар электр ўтказувчанлигига кўра диэлектрик бўлгани учун бундай тизимлар яримўтказгич-диэлектрик типдаги тузилма деб аталади. Бу тузилмани ҳоссасини ўрганиш учун унга металл контактлари қилиниши туфайли тузилмамиз металл- диэлектрик- яримўтказгич (МДЯ) кўринишига эга бўлади. Бу тузилмада диэлектрик (яъни оксид) қатлами электр майдони, температура, радициялар таъсирига сезгир, яримўтказгичли қатлам ҳоссалари эса нисбатан камроқ ўзгариши ва бу ўзгаришлар қонуниятлари эса асосан ўрганилган ва тадқиқотчиларга маълум бўлгани учун бундай тузилмада ток ташувчиларнинг ҳаракати асосан яримўтказгич – диэлектрик чегарасининг ҳоссаларига боғлиқ бўлишини кўрамыз.



Расм 14.1. Икки ўлчамли текисликда оксидловчи қатлам структураси
 1-туғалланмаган боғланиш, 2- кўприксимон кислород,
 3- кўприксиз кислород, 4-,5- ҳаракатчан мусбат ва манфий ионлар.

Шунинг учун охири даврда мана шу чегаранинг электрон асбоблар яратишдаги роли, унинг таркибий тузилиши ҳақида маълумотларга қизиқиши орта бошлади. Тадқиқотлар натижасида чегара соҳасидаги жараёнларни белгиловчи омил бўлиб, шу соҳадаги сиртий ҳолатлар эканлиги аниқланди. Табиий ҳолда, яъни, махсус бошқарилмасдан ҳосил бўладиган оксид қатламлардан фарқли равишда, маълум параметрларга эга бўлган МДЯ тузилмаларини олиш нозик технологик жараёнлар ёрдамида амалга оширилади.

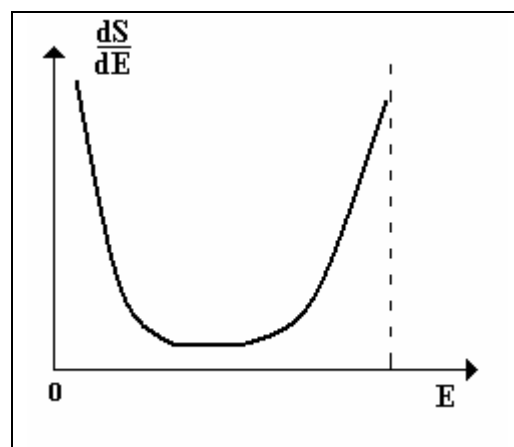
Илмий адабиётлар таҳлили шуни кўрсатадики, яримўтказгич-диэлектрик чегарасидаги сиртий ҳолатларнинг пайдо бўлишига кристалл сиртидаги кислород атомларининг диффузияланиши туфайли унинг сиртида ҳосил бўлган хатто 5-7 атом қатламли юққа қатлам ҳам кристалл хажмидаги бундан бир неча марта катта бўлган қатламнинг электрон тузилиши ва бошқа параметрларини ўзгаришига олиб келади. Мана шу чегара ёки бир фазадан иккинчи фазага ўтиш қатлами алоҳида аҳамиятга эга бўлган соҳадир.

Бу соҳадаги «сиртий» ҳолатлар тоза атомар сиртдаги ҳолатлардан анча кам ($\sim 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$) ва уларни энергетик ҳолатлари яримўтказгичнинг таъқиқланган соҳасида жойлашган. Бу ҳолатларга хос бўлган умумий бир

хусусият – уларнинг бутун таъқиқланган соҳада энергияси бўйича квазиузулуксиз холдаги тақсимотидир. Улар таъқиқланган соҳани маълум энергетик ораликда бир текисда тақсимланиб, соҳа чегараларида монотон равишда ортиб боради. (14.2-расм).

Чегара соҳасидаги бундай ҳолатларни пайдо бўлиш механизмлари ва уларни микроскопик тузилишлари ҳақида аниқ бир физик-кимёвий тушунчалар халигача мавжуд бўлмаса ҳам, тўпланган илмий – амалий маълумотлар асосида улар ҳақида умумий тасаввурларни айтиш мумкин.

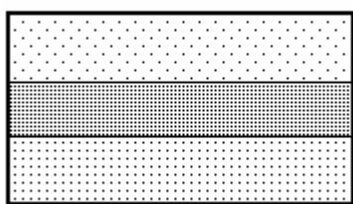
Мисол учун кремний-диоксид кремний русумидаги тузилмани кўрсатадиган бўлса, кремний сиртида SiO_2 диэлектрик



14.2-расм

катламни ҳосил қилиш асосан $800 - 1200 \text{ }^\circ\text{C}$ температураларда кремнийни кислород оқими остида қиздириш орқали ҳосил қилинади. SiO_2 катламни ўсиши $\text{Si-O} \rightarrow \text{SiO}_2$ кимёвий реакция орқали кечади ва уни тезлиги температура ва кислородни зичлиги орқали бошқарилади. Бундай диффузия жараёнлари туфайли Si ва SiO_2 катламлари орасида $\text{SiO}_2 \rightarrow \text{SiO}_n - \text{Si}$ типидagi ўтиш қатлами вужудга келишига олиб келади ($n=2 \div 0$). Бундай ўтиш қатламининг текисликдаги кўриниши 3 –расмда

берилган. Бундай кўринишга ўтиш соҳасидаги кремний атомларининг бузилган валент боғланишлари яъни, электронлари узулиб бўш қолган ҳолатлар мусбат зарядлар манбаи бўлиб хизмат қилади. Бундай марказларни кремний кристаллида ва SiO_2 қатламида мавжуд бўлган металл атомлари билан ўзаро таъсирлашуви уларни қайта тақсимланишига олиб келади.



Айрим атомлар SiO_2 қатлам ҳажмига кириб қолиб, ундаги электр нейтралликни бузади, бошқалари кремний кристалли ичига диффузияланади. Бундай тақсимотни белгиловчи омил бўлиб сегрегация коэффиценти (η) хизмат қилади, яъни атомларнинг Si ва SiO_2 даги диффузия коэффицентлари нисбати $\eta = \frac{D_{\text{Si}}}{D_{\text{SiO}_2}}$.

14.3 –расм

Агар $\eta < 1$ бўлса SiO_2 қатлам аралашма атомни итарувчи бўлади ва Si ни чегарага яқин қисмида бундай атомлар сони кўпроқ бўлади, $\eta > 1$ бўлса – аксинча. Бундай жараёнлар туфайли ўтиш соҳасида мусбат ва манфий зарядланган металл ионлари, Si – 0 бирикмаларининг бузилган алоқалари каби таркибий бузилишлар вужудга келади.

Яна SiO_2 боғланиш аниқ бир шаклга эга эмаслиги, Si-O боғланиш узунлиги $1,56 \text{ \AA}$ – дан $1,66 \text{ \AA}$ - гача O-O боғланишлари $2,5 \text{ \AA}$ дан $2,7 \text{ \AA}$ гача ўзгариб туришини эътиборга олсак ўтиш соҳасини аниқ шаклини тасаввур қилиш қийинлиги маълум бўлади.

Булардан ташқари SiO_2 қатлам ҳажмида қуйидаги турдаги нуқсонлар ҳам бор.

$\equiv \text{Si}$ – уч валентли Si – донор.

$\equiv \text{Si-O}$ боғланмаган O – амфотер марказ

$V_0 \equiv \text{Si} \dots \text{O}$ кислород ваканцияси – иккиланма донор

$V_{\text{Si}} \equiv$ кремний атоми ваканцияси – донор

O_1 – тугунлараро кислород – донор

Si_1 – тугунлараро кремний атоми –

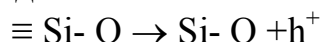
иккиланма донор

O_2 , V_0 , Si-H , Si:OH , M-O ва , бошқа комплекслар.

Кремнийда эса V , $V\text{-P}$, O_1 , Si_1 , O_s , M , M-O , O-O каби нуқсонлар мавжуддир. Бундай нуқсонларнинг мавжудлиги ва ташқи таъсирлар туфайли уларнинг ўзаро таъсирлашувлари диэлектрик –

яримўтказгич чегарасидаги сиртий ҳолатларга ҳам таъсир этади. Мана шандай физикавий – кимёвий жараёнлар натижасида мусбат ва манфий зарядли марказлар пайдо бўлади.

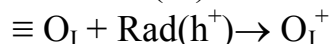
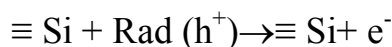
$\equiv \text{Si-O}$ боғланмали комплекслари эркин электронларни ушлаб олиб, бўш ўрин - коваклар ҳосил қилади



бу эса оксид қатламида манфий зарядлар, чегара соҳасида эса мусбат зарядлар ҳосил бўлишига олиб келади. Si-SiO_2 тузилмалари нурлантирилганда чегаравий соҳада



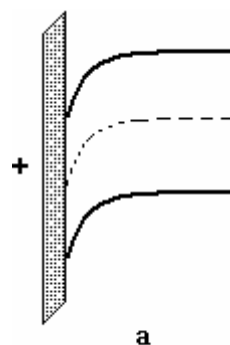
оксид қатламда эса



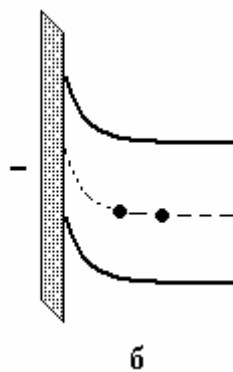
реакциялар туфайли гидроксил, кислород, кремний ионлари, эркин электронлар каби зарядлар ҳосил бўлади ва улар сиртий ҳолатлар табиатини белгилайди. Агар МДЯ тузилмаси ташқи электр майдонга киритилса Si-SiO_2 чегарасида яримўтказгич томонида электронлар тўпланиши (бойитилиши), ёки камайиши кузатилади.

МДЯ ни металл контактига мусбат кучланиш қўйилса, бунда n - типдаги Si соҳасидаги энергетик диаграммани кўриниши қуйидагича бўлади (15.4а, - расм).

Кучланишни кутблари ўзгартирилса яъни металл контактга манфий



14.4 -расм



14.5-расм

кучланиш кўйилса – электронларни камайиши кузатилади (14.5,б-расм) ва кучланиш яна ҳам катталашуви иккала ҳолда ҳам ўтказувчанликни инверсияга олиб келиши мумкин. Электронларни кўпайишидан камайишига ўтиш чегарасида яъни инверсия чегарасидаги ташқи кучланиш катталиги «текис соҳа» кучланиши

дейилади.

Si- SiO₂ чегарасидаги сиртий ҳолатларни тадқиқот қилишни асосий усулларида бири МДЯ типидagi тузилмаларни вольт-фарада яъни C – V характеристикаларини ўрганишдир. Бу усул МДЯ тузилмаларининг C – V характеристикаларини ўлчаб, уларни назарий ҳисобланган характеристикалари билан солиштиришдан иборат. Бундай ўлчовлар асосида чегаравий соҳадаги сиртий ҳолатларнинг $10^{-10} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ гача бўлган миқдорларни аниқлаш мумкин.

Универсал физик катталиклар

Электрон заряди	$q=1,6 \cdot 10^{-19} \text{К}_1$
Электроннинг тинч ҳолатдаги массаси.	$m_0=9,1 \cdot 10^{-31} \text{К}_2$
Больцман доимийси	$K=1,38 \cdot 10^{-23} \text{Дис} \cdot \text{К}^{-1}$
Планк доимийси	$n=6,63 \cdot 10^{-34} \text{Дис} \cdot \text{С}$
	$t=1,05 \cdot 10^{-34} \text{Дис} \cdot \text{С}$
Диэлектрик доимийси	$\epsilon_0=8,85 \cdot 10^{-12} \text{Ф} \cdot \text{М}^{-1}$
	$\epsilon_0=8,85 \cdot 10^{-14} \text{ф} \cdot \text{см}^{-1}$

Фойдали муносабатлар. (Ифодалар)

$$\frac{kT}{q} (T = 300\text{K}) = 0,0259\text{В}$$

$$\frac{kT}{q} (T = 77) = 0,066\text{В}$$

$$\Delta \text{ЭВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{Дис} \cdot \frac{x}{2,3}$$

$$e^x \approx 10^{0,43x} \approx 10^{\frac{x}{2,3}}$$

$$e^1=2,7: \quad e^2=7,4: \quad e^3=20, \quad e^4=55:$$

$$e^5=178: \quad e^6=403: \quad e^7=1100, \quad e^8=3000$$

$$e^9=8100: \quad e^{10}=22000.$$

Диэлектрикларнинг физик параметрлари

№	Белгиланиши бирликлари	Физика параметрлари	SiO ₂	Si ₃ N ₄	Al ₂ O ₃	Ta ₂ O ₅
1	X, эВ		0,9	1,95	1.0	2,45
2	Kg, эВ	Ман этилган зона	8.0	5,1	8,7	4,45
3	E	Диэлектрик сингдирувчанлик	3,8	6,8	9.0	27
4	n	Сингдириш кўрсаткичи	1,48	1,97	1,77	2,2
5	E, В/см	Электр майдон кучланиши (прогносить)	1 · 10 ⁷	1 · 10 ⁶	5 · 10 ⁶	5 · 10 ⁶
6	P, г/см ³	Зичлик	2.65	3,44	3,96	8,53
7	M, г/моль	Молекуляр масса	60	140	102	442
8	α, А/В	Ўсиш доимийси	5.0	-	15,5	16, 6

Металларнинг термодинамик чиқиш иши

Металл	Mg	Al	Ni	Cu	Au	Ag	Pt
φ, эВ	3,35	4,1	4,55	4,7	5,0	5,1	5,1

А Д А Б И Ё Т Л А Р

1. Г.П.Пека. Физика поверхности полупроводников. Из-во Киевского университета, 1967
2. А.Боонстра. Поверхностные свойства германи и кремни. Из – во «Мир», Москва, 1970
3. А.В.Ржанов. Электронные процессы на поверхности полупроводников. Из – во «Наука», Москва, 1971
4. Ф.Ф.Волькенштейн. Физико – химия поверхности Полупроводниках Из – во «Наука», Москва, 1973
5. В.Н.Овсяк. Поверхностные состояние в полупроводников Из – во Новосибирского ГУ, 1980
6. Ф.Ф. Волькенштейн. Электронные процессы на поверхности полупроводников при хемосорбции. Из – во «Наука», Москва, 1987
7. Х.Дункен, В.Лыгин. Квантовая химия адсорбции на поверхности твердых тел. Из – во «Мир», Москва, 1980
8. Б.И.Болтакс. Диффузия в полупроводниках. Из-во физматгиз, Москва, 1961.
9. А.Тешабоев, С.Зайнобиддинов, Э.А.Мусаев. Яримўтказгичлар ва яримўтказгичли асбоблар технологияси. «Талқин», Тошкент, 2006.