

Ўзбекистон Республикаси

Олий ва ўрта махсус таълим вазирлиги

Андижон давлат университети

Физика-математика факультети

Физика йўналиши, III -босқич Ф1 гуруҳи талабаси

Б.Ғуломов

КУРС ИШИ

МАВЗУ: Диэлектрикларнинг қутбланиш

механизмлари

Илмий раҳбар:

катт.ўқит. Х.Нишонов

Андижон-2017 й.

Режа

Кириш

- 1. Диэлектрикларнинг қутбланиш механизмлари**
- 2. Диэлектрик йуқотишлар**
- 3. Диэлектриклар тешилиши**
- 4. Фойдаланилган адабиётлар рўйхати**

Кириш

Диэлектрик сўзи юнонча *dia* - орқали ва инглизча *elektrik* — электр сўзларидан тузилган.

«Диэлектрик» атамасини Фарадей электр майдон кирадиган моддаларни аташ учун киритган. Диэлектриклар электр токини ёмон ўтказди. Ионланмаган барча газлар, баъзи бир суюкликлар ва қаттиқ жисмлар диэлектриклар бўлади.

Металларнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги $\sigma \sim 10^8 - 10^6 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ тартибида, диэлектрикларники эса $10^{-10} - 10^{-15} \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ тартибида бўлади. Бу тафовутни классик физика металларда эркин электронлар бўлади, диэлектрикларда эса барча электронлар боғланган бўлиб, уларни электр майдон ўз атомларидан ажратиб ололмайди, балки бироз силжитади деб тушунтирар эди. Қаттиқ жисмларнинг квант физикаси электронлар энергия зоналарининг турлича тўлдирилганлигидан қаттиқ жисмларнинг электр, оптик ва бошқа кўп хоссалари келиб чиқишлигини тушинтириб бера олди. Хусусан диэлектрикларда валент зоналар тўла тўлдирилган бўлиб, уларнинг юқорисидаги бўш зона тўлдирилган зонядан анча юқорида жойлашган, тўла тўлдирилган зона электронлари электр ўтказувчанликда қатнаша олмайди, уларнинг бўш зонага ўтиб олиб, ўтказувчанликда қатнаша олиши учун енгиб ўтилиши зарур бўлган энергетик тўсиқ (тақиқланган зона кенглиги) анча катта, бундай ўтиш имконияти, одатда жуда кичик, шунинг учун диэлектриклар электр токини деярли ўтказмайди. Уларда электр майдон электронлар зичлигини қайта тақсимлайди (атом ва молекулалар ичида электронларни силжитади) - қутбланиш ҳодисасини юзага келтиради.

Зоналар назариясига асосан, диэлектриклар билан яримўтказгичлар орасидаги фарқ юқориги тўлдирилган зона билан бўш зона орасидаги тақиқланган зона кенглигининг ҳар хил бўлишлигидан иборат. Яримўтказгичларда $E_g < 3\text{эВ}$, диэлектрикларда $E_g > 3\text{эВ}$ деб шартли хисобланади.

1. Диэлектрикларнинг қутбланиш механизмлари

Диэлектриклар қутбланишининг учта холини кўриб чиқамиз.

1. Қутбли молекула дипол моментларининг маҳаллий электр майдони бўйлаб қисман ёки тўла тузилиши холи. Юқорида айтганимиздек, муайян симметрик бўлмаган молекулалар доимий электр дипол моментга эга. Электр майдон ўз йўналиши томон бу молекулаларни буради. Бу жараёнларни диполлар ориентланиши ёки параэлектр қабулчанлик дуйилади. Бироқ, молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати (тебраниши) уларнинг майдон бўйлаб тузилишига тўсқинлик қилади. Бу икки жараён рақобати оқибатида муайян ориентланиш ўрнашади.

2. Қаттиқ жисмларда электр майдон ва манфий ионларнинг бирига нисбатан силжиши содир бўлади. Бу ходисани ионлар қутбланиши дейилади.

3. Ҳамма диэлектрикларда юз берадиган қутбланиш-электронлар қутбланишидир: электр майдон таъсирида атомнинг электронлари ядрога нисбатан силжийди, яъни электр майдон ҳар бир атомнинг электронлари қобикларини деформациялайди. Бунда ядролар оралиғи ўзгариши ҳам мумкин.

Электрик сингдирувчанлик умумий ҳолда $\varepsilon = \varepsilon_m + \varepsilon_u + \varepsilon_\pi$.

Энди бу ҳолларни айрим-айрим ривишда батафсилроқ қараймиз.

Ориентацион қутбланиш

Умуман, доимий диполларнинг бурилиши оқибатида қутбланиш асосан газлар ва суюқликларга хосдир. Қаттиқ жисмларда қутбли молекулалар бўлсада, улар электр майдон таъсирида эркин бурила олмайди. Бундай жараённи молекулаларнинг бир турғун ҳолатдан иккинчисига сакраб ўтиши оқибатида дипол момент билан электр майдон орасидаги бурчакнинг кичрайиш тарзида қараш мумкин.

Бирлик ҳажмида ҳар бири p момеитли N та доимий электр диполлари бор бирор муҳитни қарайлик. Электр майдон йўқлигида диполлар тартибсиз йўналган. Энди E статик майдон диполларни тартиблашга уринади. U ҳолда бирлик ҳажмнинг қутбланиши (майдон йўналишига электр моментнинг проекцияси) бундай ёзилади:

$$P_\theta = \sum p \cos \theta_N = Np \langle \cos \theta \rangle.$$

Бунда θ - ҳар бир дипол ва электр майдон йўналишлари орасидаги бурчак.

Диполлар тартибланиши жараёнига зарралар иссиқлик ҳаракати ҳалақит беради. Иссиқлик ҳаракатини Болцманнинг энергиялар бўйича тақсимот функцияси тавсифлайди деб ҳисобласак, $\cos \theta$ нинг ўртача қиймати

$$\langle \cos \theta \rangle = \frac{\int_0^\pi 2\pi \sin \theta \cos \theta \exp(-U/kT) d\theta}{\int_0^\pi 2\pi \sin \theta \exp(-U/kT) d\theta} \quad (1)$$

ифода билан аниқланади, бунда U диполнинг E майдонидаги энергияси:

$$U = \vec{p} \vec{E} = -pE \cos \theta \quad (2)$$

(2) ифодани (1.) даги интегралларга қўйиб, ҳисоблашни бажарсак,

$$\langle \cos \theta \rangle = \left[\frac{1 + \exp(-2pE/kT)}{1 - \exp(-2pE/kT)} \right] = \coth\left(\frac{pE}{kT}\right) = \frac{kT}{pE} = L\left(\frac{pE}{kT}\right). \quad (3)$$

Агар ташки майдон E етарлича катта бўлса, $L \rightarrow 1$. Аммо, кучсиз майдонлар ($E \ll kT/p$) ҳолида

$$\langle \cos \theta \rangle \approx \frac{pE}{3kT} \quad (4)$$

Демак, бирлик ҳажмнинг қутбланиши

$$P = (Np^2 / 3kT) E. \quad (5)$$

Бунга мос диэлектрик қабулчанлик

$$\chi = P/E = Np^2 / 3kT, \quad P/E = Np^2 / 3kT. \quad (1.21)$$

Қутбли суюқликлар ва қаттиқ жисмлар учун бу қабулчанлик ҳиссаси 1 билан таққосланарли бўлиши мумкин.

Диэлектрик доимийнинг ўзгарувчан ташқи майдон частотасига (такрорийликка) боғлиқлиги. Доимий диполларга эга бўлган қаттиқ жисмда уччала механизм ҳам қутбланишга (диэлектрик доимийга) ҳисса қўшади. Паст такрорийликларда уларнинг ҳиссалари турлича. Юқори такрорийликларда уларнинг диэлектрик доимийси комплекс $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$ катталиқ бўлиб, унинг ҳақиқий қисми ташқи майдон билан бир фазада ўзгарувчи диэлектрик қутбланишини ифодалайди, мавҳум қисми эса ташқи майдондан фаза бўйича орқада қолаётган механизм пайдо қиладиган диэлектрк йўқотишларни акс эттиради. Мазкур қисмлар Крамере-Крониг дисперсион муносабатлари билан боғланган:

$$\varepsilon' - 1 = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varepsilon''(x)}{x - \omega} dx, \quad (6)$$

$$\varepsilon'' = -\frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varepsilon'(x) - 1}{x - \omega} dx. \quad (7)$$

Бу ифодалардаги P — интегралнинг бош қиймати белгиси, ω - электромагнит майдон такрорийлиги.

Умуман айтганда, ε' ва ε'' ўзгарувчан электр майдон такрорийлигига боғлиқ. Диэлектрик доимийнинг модули

$|\varepsilon| = \sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}$ индукция вектори D нинг тебранишлари амплитудасини аниқлайди. Доимий электр майдонда $\varepsilon''=0$, $\varepsilon'=\varepsilon$ бўлади.

Доимий диполлар ориентрланиши билан боғлиқ кутбланиш 10 Гц дан юқори такрорийликдаги электр майдон ўзгаришлари кетидан улгура олмайди. Бу ҳолда ε' камайиб кетади, аммо ε'' нолдан фарқли бўлади, яъни анча диэлектрик йўқотишлар пайдо бўлади. Каттароқ ω ларда бу механизм хиссаси йўқ даражада бўлади.

Оптик диапазондаги юқори частотали электр майдонларда диэлектрик хоссаларини синдириш кўрсаткичи n ва ютиш кўрсаткичи k орқали тавсифланади. n , k , ε орасида қуйидаги боғланиш бор:

$$n(1 + ik) = \sqrt{\varepsilon' - i\varepsilon''} \quad (8)$$

Ионлар кристалларида $\omega \sim 10^{13}$ Гц яқинида ε' яна ҳам камаяди. Бу такрорийликдан юқорида ионлар ҳам майдон ўзгариши кетидан улгура олмайди. Янада юқориноқ $\omega > 10^{15}$ Гц такрорийликларда электронлар кутбланиши хисобига ε' бирдан катта бўлиб олади. Аммо, $\omega > 10^{15}$ Гц ларда бу механизм ҳам майдондан орқада қолади. Бу ҳолда қаттиқ жисм 1 га яқин диэлектрик ε сингдирувчанликка эга бўлади.

Электрон кутбланувчанлик

Синусоидал ташқи майдон таъсирида силжийдиган электрон ҳаракатини қарайлик. Силжиган электронни ўз вазиятига қайтарувчи квази эластик кучни βx , унинг хусусий такрорий-лигини $\omega_0 = (\beta/m)^{1/2}$ деб белгиласак, $E_{\phi\phi} = eE_0 \exp(i\omega t)$ маҳаллий электр майдон таъсирида электроннинг ҳаракат тенгламаси

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \beta x = eE_0 \exp(i\omega t) \quad (9)$$

кўринишда бўлади.

Бу тенгламанинг мажбурий тебраниш амплитудаси $x_{\max}$ учун ечими

$$x_{\max} = \frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (10)$$

бу эса $|p| = ex_{\max}$ дипол моментиға мос келади. Индукцияланган электрон дипол моменти маҳаллий майдонға пропорционал, яъни $\vec{p} = \alpha \vec{E}_{\text{эфф. экв.}}$ $|p| = \alpha_e E_0$.

Пропорционаллик коэффициенти - электрон қутбланувчанлик:

$$\alpha_e = ex_{\max} / E_0 = \frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (11)$$

Бу қутбланувчанлик механизмининг диэлектрик сингдирувчанликка ҳиссаси $\omega \ll \omega_0$ такрорийликларда бир хил:

$$\alpha_e = e^2 / m\omega_0^2 \quad (12')$$

У кўринадиган ёруғлик соҳасида (оптик соҳада) диэлектрик доимий ва синдириш кўрсаткичи $n = \sqrt{\epsilon}$ ни 1 дан катта бўлишининг ягона сабабидир. Бу ҳолда Клаузиус-Мосотти муносабатини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\alpha_e = \frac{3}{N_e} \left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right) = \frac{3}{N_e} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right), \quad (13)$$

бундаги N_e — электронлар зичлиги. (12) ва (13) ифодалар асосида ҳисоблашдан $\omega_0 = 1,7 \cdot 10^{16}$ Гц, бу такрорийлик электромагнит спектрнинг ултрабинафша соҳасига мос тушади. Яна бир мулоҳаза юқоридаги ҳисобга тузатма киритадп: маълумки, тебранаётган электрон энергия нурлантириши керак; бундан ташқари бу электрон ноэластик тўқнашишларга (ишқаланишга) дучор бўлиб туради. Бу омилларни ҳисобга олсак. (11) тенглама қуйидаги кўринишни олади:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + m\gamma \frac{dx}{dt} + \beta x = eE_0 \exp(i\omega t). \quad (14)$$

Бу тенгламанинг ечими:

$$x = \frac{eE_0 \exp(i\omega t)}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)}. \quad (15)$$

Бунда электрон кутбланувчанлик

$$\alpha_e = \frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)}. \quad (16)$$

(15) ва (16) ифодалардан:

$$\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon'' = \left[1 + \frac{e^2 N_e}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega) - e^2 N_e / 3} \right] \quad (17)$$

Энди белгилаш қилиб, $\omega_1 = \left[\omega_0^2 - (e^2 N_e / 3m) \right]^{\frac{1}{2}}$ ни топамиз:

$$\varepsilon' = \left[1 + \frac{(e^2 N_e / m)(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_1^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \right], \quad (18)$$

$$-i\varepsilon'' = i \left[\frac{(e^2 N_e / m)\gamma\omega}{(\omega_1^2 - \omega^2) + \gamma^2 \omega^2} \right]. \quad (19)$$

Ионлар кутбланувчанлиги

N_c та кутбланувчи электронга ва N_i та кутбланувчи ионлар жуфтига эга бўлган ион боғланишли қаттиқ жисмни қарайлик. Бу ҳолда (16) Клаузиус-Мосотти тенгламаси асосида статик диэлектрик сингдирувчанлик ε_0 ва кутбланувчанликлар a_i ва a_e орасида боғланишни қуйидагича ёзиб оламиз:

$$3\left(\frac{\varepsilon_0 - 1}{\varepsilon_0 + 2}\right) = N_i \alpha_i + N_e \alpha_e \quad (20)$$

Индукцияланган ионлар диполлари ҳиссаси жуда кичик бўладиган, аммо электронлар қутбланувчанлиги сезиларли камайдиган юқори такрорийликда юқоридаги муносабат

$$3\left(\frac{\epsilon_{\infty}-1}{\epsilon_{\infty}+2}\right)=N_e\alpha_e \quad (21)$$

кўринишни олади. Ионлар қутбланувчанлиги шу икки ифода айирмасидан аникланади:

$$\alpha_i = (3/N_i)\left[\frac{\epsilon_0-1}{\epsilon_0+\infty}-\frac{\epsilon_{\infty}-1}{\epsilon_{\infty}+1}\right] \quad (22)$$

Ион боғланишли қаттиқ жисмларда α_i катталик $10^{-40}\text{Ф}\cdot\text{м}^2$ тартибида. Масалан, NaCl кристалли учун $\alpha_i=3,8\cdot 10^{-40}\text{Ф}\cdot\text{м}^2$.

M^+ ва M^- массали ионлар жуфти учун электр майдон таъсирида вужудга келган мажбурий тебранишлар тенгламаси

$$\left(\frac{M_+M_-}{M_++M_-}\right)\left[\frac{d^2x}{dt^2}+\gamma_i\frac{dx}{dt}+\omega_0^2x\right]=eE_{эфф} \quad (23)$$

кўринишда бўлади, бунда y — энергия сочилишини тасвирлайди, ω_0 - хусусий такрорийлик. Бу тенгламанинг ечими комплекс катталик бўлади. Қутбланишнинг иккала тури ҳисобга олинганда Клаузиус — Мосотти муносабати қуйидаги ифодани беради:

$$\epsilon(\omega)=\epsilon_{\infty}+\frac{(\epsilon_0-\epsilon_{\infty})\omega_0^2}{(\omega_0^2-\omega^2+i\gamma\omega)} \quad (24)$$

Бу ифоданинг ҳақиқий ва мавҳум қисмларини ажратиш мумкин. Диэлектрик сингдирувчанлик ҳақиқий қисмининг ўзгариши, олдинги ҳолдагидек, сўниш жараёнини акс эттиради. Қаралаётган ҳолда $i\epsilon''$ мавҳум қисм ω , такрорийликда етарлича юксак максимум- қийматга эга бўлади, бу максимум мазкур спектрал соҳада мазкур қаттиқ жисмларнинг яхши маълум бўлган оптик хоссаларини аниқлайди. Масалан, бўйлама ва кўндаланг оптик

тебранишлар такрорийликлари ω_L ва ω_T статик диэлектрик доимий ($\epsilon_0, \epsilon_\infty$) билан боғлиқ:

$$\omega_L^2 = \frac{\epsilon_0}{\epsilon_\infty} \omega_T^2, \quad (25)$$

бундаги ω_T^2 нинг ўзи ҳам $\epsilon_0, \epsilon_\infty$ ларга боғлиқ бўлади.

$$\omega_T^2 = \omega_0^2 \left(1 - \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{\epsilon_0 + 2} \right) \quad (26)$$

(25) ифода анча кенг қўлланиш соҳасига эгадир.

1-жадвал

Баъзи ишқорий — галоид ионлар кристалларига тегишли маълумот

Кристалл	ϵ_0	ϵ_∞	$\hbar\omega_T/k, K$
LiF	9,01	1,96	442
NaF	5,05	1,74	354
NaCl	5,90	2,34	245
NaBr	6,28	2,59	195
LiI	16,85	3,80	-

Диэлектрик сингдирувчанлик ϵ яримўтказгичларда киришма сатҳлар назариясида жуда муҳим ўрин тутганлиги учун баъзи ковалент (яримўтказгич хоссали) кристаллар учун ϵ нинг қийматларини келтирамиз.

2-жадвал

Ковалент, ковалент — ион кристалларнинг статик диэлектрик доимийлари

Кристалл	Тузилиши	ϵ_0
Кремний Si	олмос	12,0
Германий Ge	II	16,0

Галай Sn	II	23,8
Кремний карбиди	ZnS га ўхшаш	6,7
Галлий фосфиди	II	8,4
Галлий арсениди	II	10,9
Индий арсениди	II	12,2
ZnS	вюрцит	5,1
Сурмали индий	ZnS	15,7
Insb		
ZnSe	II	5,8
ZnTe	II	8,3
CdS	вюрцит	5,2
CdSe	II	7,0
CdTe	ZnS	7,1

Ковалент кристалларда электронлар зарядининг анча қисми атомлар (ионлар) оралиғида жойлашган. Бу ташкил этувчи қутбланишга муҳим ҳисса қўшади. Шунинг учун ковалент кристалларнинг диэлектрик хоссалари ҳисобланганида зоналар назариясига ёки "боғланишлар қутбланувчанлиги" деб номланган усулга мурожаат қилинади.

3. Диэлектрик йўқотишлар

$\vec{E}$ ўзгарувчан электрик майдон энергиясининг бир қисми диэлектрикни қайта қутблашда иссиқликка айланади, чунки зарраларнинг моддада барча ҳаракатлари уларга электрик майдон берган энергиянинг қисман исрофи билан боғлиқ бўлади. Шу исрофни диэлектрик йўқотишлар дейилади. Зарралар ҳаракати қанча катта бўлса, диэлектрик йўқотишлар шунча катта бўлади. Демак, улар $\vec{E}$ майдоннинг такрорийлигига боғлиқ.

Агар диэлектрик қутбланишда асосий ўринда электронлар ва ионларнинг силжишлари кичик бўлса, бу ҳолда диэлектрикни гармоник тебрангичлар (осцилляторлар) тўпламидан иборат деб қаралса ва бу тебрангичлар ўзгарувчи $\vec{E}$ майдонда мажбурий тебранишлар қилади дейилса, агар ташқи майдон такрорийлиги тебрангичнинг ω_0 хусусий такрорийлигига яқин бўлганда энергия йўқотиш энг катта бўлади (резонанс).

Асосий қутбланиш электронлар силжиши билан боғлиқ бўлса, бу ҳолда йўқотишлар оптик такрорийликда ($\approx 10^{15}$ Гц) максимумга эришади, аммо электротехник ва радиотехник такрорийликда назарга олмаслик даражасида кичик бўлади. Ионлар силжиши билан аниқланадиган қутбланишда диэлектрик йўқотишлар ИҚ нурлар соҳасида ($10^{12}:10^{13}$ Гц) энг катта бўлади. Ориентацион қутбланишда диэлектрик йўқотишлар яна ҳам кичик такрорийликларда сезиларли бўлади.

Юқори такрорийларда дипол моментлар ўз йўналишини майдонга мослаб улгурмайди, йўқотишлар кичик. Паст такрорийликларда қутбланиш майдон кетидан улгуриб боради, силжишлар катта, аммо уларнинг вақти ҳам катта бўлганлигидан диэлектрик йўқотишлар кичик. Ташқи ўзгарувчи $E(\omega)$ майдоннинг такрорийлиги молекулалар ориентрланиши ўрнашиши вақтига (релаксация вақтига) тенг бўлса, диэлектрик йўқотишлар энг катта бўлади.

Масалан, сувда қутбланиш асосан ориентацион механизмга эга, $\omega_{\max} \approx 10^{11}$ Гц чамасида. Диэлектрик йўқотишлар миқдоран диэлектрик йўқотишлар бурчаги тангенс билан аниқланади. У бурчак қутбланиш вектори P ва электрик майдон кучланганлиги E орасидаги фаза фарқини ифодалайди.

Ҳақиқий диэлектриклар қандайдир a электрик ўтказувчанликка эга, диэлектрик йўқотишларнинг бир қисми ана шу a га ҳам боғлиқ. Паст такрорийликларда ўтказувчанлик билан боғлиқ Жоул иссиқлиги ажралиши муҳим бўлиши мумкин, чунки $\omega > 0$ да ҳам у нолга тенг эмас, агар диэлектрик йўқотишлар фақат ўтказувчанликка боғлиқ бўлса, у ҳолда $\operatorname{tg} \delta = 4\pi a / \omega$ бўлади.

4. Диэлектриклар тешилиши

Диэлектриклардан ўтаётган ток зичлиги (унча кучли бўлмаган электр майдонлар ҳолида) Ом қонуни $j = \sigma E$ асосида майдон кучланганлигига пропорционал бўлади. Аммо, етарлича кучли электр майдонларда Ом қонунидан четланиш, яъни токнинг E га боғлиқ равишда жуда тез ўсиши юз беради. Муайян $E = E_\delta$ майдонда диэлектрикнинг электр тешилиши содир бўлади, яъни бунда диэлектрик ўтказувчанлиги кўп даражада ортиб кетади, чунки унда юқори ўтказувчанликли канал (каналлар) пайдо бўлади. E_δ ни диэлектрикнинг электр маҳкамлиги дейилади. Кварц шиша мисолида $\rho = 10^{16} - 10^{18}$ Ом см, $E_\delta = (2-3) \cdot 10^5$ В/см.

Қаттиқ диэлектрикларда электр тешилишдан ташқари яна иссиқликдан тешилиш ҳам мавжуд. Бу ҳолда ток ортиши билан температура жоул иссиқлиги ортади, бу эса ҳаракатчан заряд ташувчилар сони ортишига ва солиштирма қаршилиқ камайишига олиб келади. Электр тешилишдан майдон кучайиши билан унинг таъсирида заряд ташувчилар ҳосил бўлиши тез кўпаяди. Диэлектрикда тешилиш муқаррар нобиржинсликлар ёрдамлашади, чунки у жойларда E бошқа жойлардан катта бўлади.

Диэлектрик тешилганда ҳосил бўлган ўтказувчан ингичка каналларни шнурлар (найчалар) дейилади, ток шу каналлардан катта зичликда оқади, канал ҳатто эриб кетиши мумкин.

Диэлектрикнинг тешилиши қайтар ва қайтмас бўлиши мумкин: тешилиш жараёнида диэлектрик тузилиши ўзгармаса, бу тешилиш қайтар бўлади ва аксинча.

Диэлектриклар қўлланиши. Кўпчилик диэлектриклар кейинги давргача асосан электроизоляцияцион материаллар сифатида ишлатиб келинади. Аммо, диэлектриклар қўлланадиган соҳалар кенгайиб борди, улар хилма-хил вазифаларни ўтайдиган бўлди. Диэлектрикларнинг конденсаторларда ишлатилиши маълум, электр токи ўтказгичларини электр энергиянинг беҳуда исроф бўлишига йўл қўймайдиган диэлектрик (изоляцияцион) қатламлар билан ўралишини ҳам биламиз.

Пъезоэлектриклар товуш тебранишларини электр тебранишларга ва аксинча айлантириш вазифасини бажаради, пироэлектриклар ИҚ нурланишни ошкорлаш ва интенцивлигини (энергияси зичлигини) ўлчашда қўлланилади, сегнетоэлектриклар радиотехникада ночизиғий элементлар сифатида ишлатилади. Диэлектрикларга киришмалар киритиб, уларни рангли қилиш, яъни оптик филтрлар тайёрлаш мумкин. Кўпгина диэлектрик кристаллар (AlGaAs, CdS, рубин ва б.) квант электроникасида лазерлар ва кучайтиргичлар асоси бўлиб хизмат қилади.

Диэлектриклар яримўтказгичлар электроникасида муҳим ўрин эгаллайди. Улар интеграл микросхемалар элементлари сифатида, яримўтказгич асбобларнинг сақлагич сиртий қопламлари кўринишида ишлатилади, металл-диэлектрик — яримўтказгич транзисторлар таркибига киради.

Фойдаланилган адабиётлар рўйхати

1. Зайнобиддинов С., Тешабоев А. Яримўтказгичлар физикаси. Т., “Ўқитувчи”. 1999.
2. Акрамов Х., Зайнабидинов С., Тешабоев А. Яримўтказгичларда фотоэлектрик ҳодисалар. Т., “Ўзбекистон”. 1994.
3. Тешабоев А., Зайнобидинов С., Каримов И., Рахимов Р., Алиев Р. Яримўтказгичли асбоблар физикаси. Андижон. “Ҳаёт”. 2002.