

С. Барудов
В. Илиев Б. Ников

Електроматериалознание в електротехниката и електрониката

ТУ-Варна
2005

ПРЕДГОВОР

Учебникът „Електроматериалознание в електротехниката и електрониката” е пособие по дисциплините „Електротехнически материали” (за специалности „Електротехника” и „Електроенергетика и електрообзавеждане”) и „Материалознание” (за специалности „Електроника”, „Комуникационна техника и технологии” и „Автоматика, информационна и управляваща техника”). Предназначен е за студентите от Технически университет – Варна и е съобразен със съответните учебни програми. Дисциплините се изучават през втори семестър.

Поради началния стадий на обучението е включена Глава първа „Физични основи на електроматериалознанието”, в която са изяснени основни електрични, магнитни и оптични величини, зависимости между тях; разгледана е елементарна теория за строежа на веществата.

Обект на по-нататъшното изложение са: неелектрични свойства на материалите; явления в различните видове материали (пасивни и активни диелектрици, проводници, полупроводници, магнитни материали) и пасивни елементи (индуктивни бобини, резистори, кондензатори), техните параметри и свойства, технология на изработване.

Пособието завършва с Приложения, съдържащи числени стойности на фундаментални константи; физични величини, техните означения и дименсии; справочни данни за най-често използваните електротехнически и електронни материали и пасивни елементи.

Учебникът може да бъде полезен за студентите от по-горните курсове, специалисти и инженери. За по-задълбочено изучаване на отделните въпроси се препоръчва използването на цитираната в края на книгата литература.

Глави III, IV, V, VI и VII са написани от доц. д-р Стефан Барудов, глави I и част от II – от Веселин Илиев, част от глава II - от Борислав Ников. Общата редакция е на доц. д-р С. Барудов.

Авторите изказват най-сърдечна благодарност на рецензентите проф. д.н. инж. Димитър Димитров и доц. д-р инж. Антон Георгиев за компетентната и прецизна работа върху ръкописа, с което помогнаха за окончателното редактиране на учебника.

Всички забележки и препоръки, целящи подобряване на изложението при следващи издания, ще бъдат приети с благодарност.

2005 г.

Авторите

І. ФИЗИЧНИ ОСНОВИ НА ЕЛЕКТРОМАТЕРИАЛОЗНАНИЕТО

1. Основни понятия от електростатиката

1.1. Електричен заряд

Електричният заряд на една частица е количествена характеристика на способността ѝ да участва в електромагнитни взаимодействия.

Зарядът не може да се отдели от частицата, която го носи. Затова много често вместо понятието “заредена частица” се използва терминът “заряд”, чрез който едновременно се означават както характеристиката, така и нейният носител.

Съществуват 2 вида електрични заряди – положителни и отрицателни.

Зарядите с еднакви знаци се отблъскват, а с противоположни знаци се привличат.

Електричният заряд се означава с Q (или q). Единицата, с която се измерва, е Кулон (С).

Тяло, в което преобладава единият вид заряди, е наелектризирано (електрично заредено).

1.2. Електрично поле

Едно от свойствата на електричния заряд е, че създава електрично поле в заобикалящата го среда. Електрично заредените тела, намиращи се на някакво разстояние едно от друго, си взаимодействат посредством създадените от тях електрични полета. Електричното поле е особено състояние на пространството и се характеризира с това, че върху внесен в него друг заряд действа електрична сила.

Полето на неподвижни заряди се нарича електростатично поле.

Нека електричното поле се създава от наелектризирани тела с произволна форма и общ заряд Q . Наличието на електрично поле се установява чрез пробен заряд Q_0 , който трябва да е достатъчно малък по големина и размери, за да не изменя полето, в което се поставя. (Заряд с пренебрежимо малки размери се нарича точков).

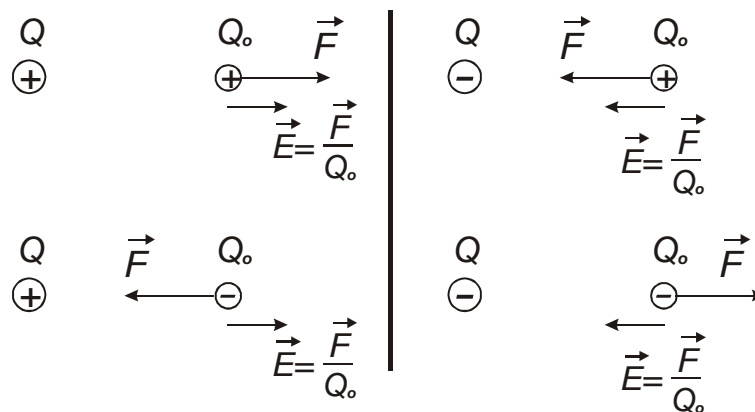
Характеристика на електричното поле е векторната величина интензитет \vec{E} . В дадена точка на пространството интензитетът на електричното поле е равен на отношението между силата \vec{F} , с която полето действа върху пробен заряд Q_0 , поместен в разглежданата точка, и големината на този заряд:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{Q_0}. *$$
(1.1)

Електричното поле и неговият интензитет не зависят от големината и знака на пробния заряд Q_0 и от наличието или отсъствието му, а от заряда Q , създаващ полето, и неговото разпределение в пространството.

Посоката на интензитета \vec{E} съвпада с посоката на силата \vec{F} , действаща върху положителен пробен заряд. Ако пробният заряд е отрицателен, посоките на \vec{E} и \vec{F} са противоположни. Тези твърдения са илюстрирани с примери на фиг.1.1.

* Тук и в по-нататъшното изложение вектор се означава чрез буква със стрелка над нея; същата буква без стрелка означава числената стойност (модула) на вектора.



фиг. 1.1

2. Сведения за строежа на веществата

2.1. Атоми

Атомът е най-малката частица на един химичен елемент; състои се от централна сърцевина – ядро, заобиколено от орбитални елементарни частици - електрони, разпределени в електронни слоеве (фиг. 2.1).



фиг. 2.1

Ядрото е съставено от 2 вида частици с приблизително еднакви маси – протони и неутрони.

Електронът притежава отрицателен заряд; протонът – същия по големината положителен заряд. Той се нарича елементарен електричен заряд и е равен на $1,6 \cdot 10^{-19}$ С.

Неутронът няма електричен заряд.

Броят на електроните в атома съвпада с номера на елемента в периодичната система на химичните елементи. Същия е броят на протоните в ядрото. Следователно атомът е електронеутрален.

Масата на електрона е около 1/1840 от масата на протона и на неутрона, т.е. почти цялата маса на атома е съсредоточена в ядрото.

Един атом е зареден електрично, когато броят на електроните е по-голям или по-малък от броя на протоните. Ако електроните в атома са повече от протоните, той е зареден отрицателно. Ако атомът има по-малко електрони, отколкото протони, той е зареден положително. Заредените атоми се наричат йони.

Състоянията на електроните в атома могат приблизително да се опишат като техни движения по определени кръгови или елиптични орбити.

Съвременната физика разглежда по друг начин строежа на атома – явленията в него се подчиняват на законите на квантовата механика. Електронът притежава

вълнови свойства и движението му не бива да се разглежда като движението по траектория. Орбитата характеризира област от пространството, където вероятността да се намира електронът е най-голяма.

Независимо от това, тук ще бъде разглеждана теорията на датския физик Бор (наречена “полуквантова”), която, макар и да не е истина от последна инстанция, все още се задържа във физиката като спомагателно средство при изложение на представите за строежа на атома, благодарение на своята нагледност и простота. Тя е преходен етап по пътя към създаване на строга и последователна теория за атомните явления.

През 1913 г. Бор формулира следните постулати, валидни за изолиран атом:

1. Електроните се движат в атома по определени орбити, наречени стационарни. При движението си по такава орбита електронът има точно определена енергия и не излъчва.

Всяка точно определена енергия на електрона се нарича енергетично ниво.

2. Атомът излъчва енергия във вид на фотон*, когато електрон преминава от по-отдалечена към по-близка до ядрото орбита; при поглъщане на енергия (примерно на фотон или в резултат на взаимодействие с друга частица) електрон преминава от по-близка към по-далечна орбита. Стойността на излъчената или погълнатата енергия е:

$$W = h\nu = W_m - W_n, \quad (2.1)$$

където: $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ J.s (Джаул секунда) е константа на Планк; ν - честота на излъчвания или погълнатия фотон [в херци (Hz)]; W_m , W_n - енергетични нива на електрона, между които се извършва преходът.

Ако на даден електрон в атома се придаде достатъчно голяма енергия, той може да се освободи от влиянието на ядрото – получава се положителен йон и свободен електрон. Явлението се нарича йонизация.

Според теорията на Бор във водородния атом енергията на единствения му електрон се определя от уравнението

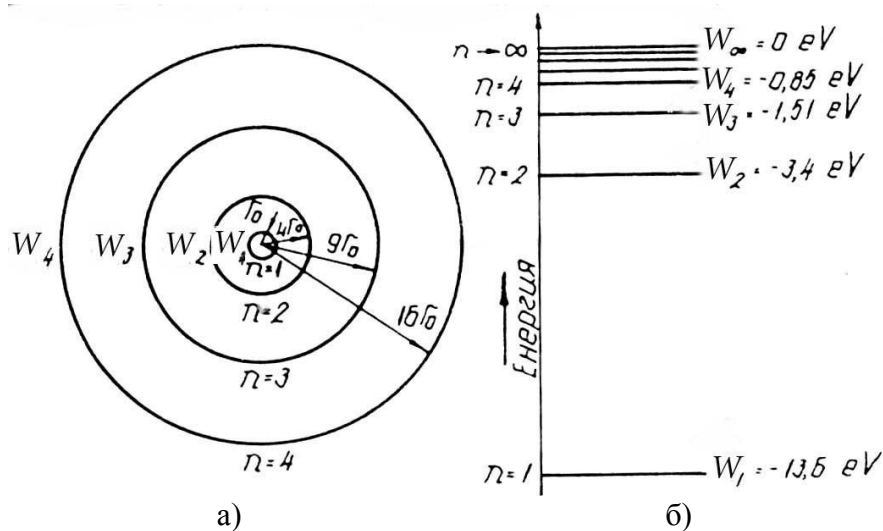
$$W = -\frac{Rh}{n^2},$$

където $R = 3,29 \cdot 10^{15}$, s^{-1} е константа на Ридберг; n се нарича главно квантово число – то е цяло положително ($n = 1, 2, 3, \dots$).

Следователно енергията на електрона в атома може да приема само точно определени дискретни стойности, т.е. тя се квантува.

Ако се предположи, че разрешените орбити са окръжности, техните радиуси нарастват с увеличаване на n пропорционално на n^2 (фиг. 2.2.а).

* **Фотон** – светлинна частица; не притежава маса в покой – съществува само в движение със скорост, равна на скоростта на светлината.



фиг. 2.2

Състоянията на електрона се характеризират с още 3 квантови числа: орбитално квантово число l , което определя формата на орбитата; магнитно квантово число m , определящо ориентацията на орбитата спрямо силно магнитно поле; спиново квантово число s , определящо посоката на спина на електрона в магнитно поле. (Съгласно представите на класическата механика спин е околоосно въртене на електрона).

В сложните многоелектронни атоми електроните се групират в слоеве. Главното квантово число определя номера на слоя. Във всеки слой има определен брой разрешени орбити (n^2). На всяка орбита могат да се намират най-много по 2 електрона с противоположни спинове. В този случай енергетичните нива на електроните зависят не само от главното квантово число n , а и от орбиталното l и от магнитното квантово число m .

Особено просто и нагледно енергетичните състояния на електроните в атома се представят с енергетична диаграма. Възможните стойности на енергията W се нанасят върху вертикална ос.

На фиг. 2.2.б построяването на енергетична диаграма е илюстрирано за водородния атом. Енергията е в електронволти (eV). (eV – дименсия за енергия на елементарни частици; $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$). Състоянията на електрона се представят с хоризонтални линии, които изобразяват позволените енергетични нива. Енергията е отрицателна. С увеличаване на n тя нараства. При $n=\infty$ $W=0$, което съответства на свободно състояние на електрон, несвързан с ядото.

Стационарното състояние, при което енергията на атома е минимална, се нарича нормално или основно, а всички останали – възбудени. В нормално състояние атом, неподложен на външни въздействия, се намира неограничено време, а във възбудено – кратко време, обикновено от порядъка 10^{-8} s .

Електроните от най-външния електронен слой (наречени валентни) се характеризират с най-голяма стойност на главното квантово число. Те определят химичните свойства на съответния елемент. Броят им е най-много 8.

2.2. Молекули. Макромолекули

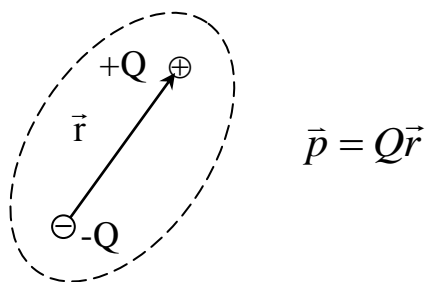
Молекулата е най-малката частица на дадено вещество. Тя се състои от еднакви или различни атоми, обединени в едно цяло посредством химични връзки.

Броят на атомите в молекулата е различен – от 2 до хиляди.

В голямото разнообразие от вещества молекулите могат да запазват или да не запазват своите индивидуални особености. Например газовете при не особено високи

температури, много течности, молекулните кристали се състоят от молекули. Напротив, в газовете при достатъчно високи температури, в йонните и в металните кристали, както и в техни стопилки, няма обособени молекули.

Всяка молекула съдържа определен брой ядра с общ заряд $+Q$ и електрони, разпределени и движещи се по сложен начин, с общ заряд $-Q$. Молекула, в която центровете на положителния и отрицателния заряд съвпадат, се нарича неполярна. Молекула, в която центровете на положителния и отрицателния заряд са разделени, се нарича полярна или *дипол*. (Понятието “дипол” е по-общо – диполът е система от 2 еднакви по големина и противоположни по знак заряда, намиращи се на малко разстояние един от друг.). Вещества с неполярни молекули се наричат неполярни, а вещества с полярни молекули – полярни.

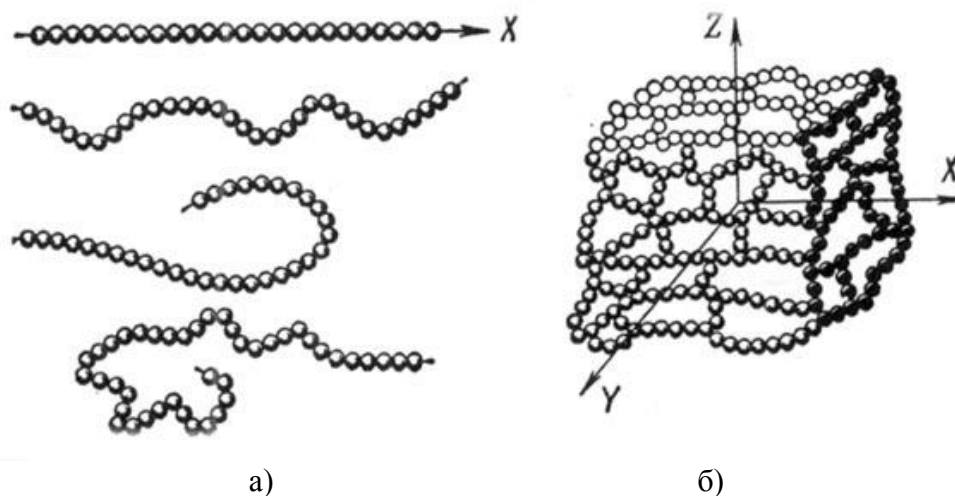


фиг.2.3

Полярността на молекулите (диполите) се характеризира с векторната величина *електричен диполен момент* \vec{p} , равен на произведението от големината на единия от зарядите Q и разстоянието \vec{r} между тях (фиг. 2.3); насочен е от отрицателния към положителния заряд.

Макромолекула означава голяма молекула. Такива са молекулите на високомолекулните органични съединения (полимерите). Прието е макромолекули да се наричат молекулите, съдържащи повече от 1000 атома.

Макромолекулите са линейни (фиг. 2.4.а) и пространствени (съдържащи разклонения и напречни връзки между отделните клонове) (фиг. 2.4.б).



фиг. 2.4

Както атомите, възможно е и молекулите да са с излишък или недостиг на електрони; в първия случай те са отрицателни йони, а във втория – положителни йони.

2.3. Кристални и аморфни тела

Кристалите са твърди тела, в които частиците (атоми, йони или молекули) са подредени строго периодически в 3 направления – съществува далечен порядък.

Единични кристали, чиито частици са разположени по един и същ начин в целия обем, се наричат монокристали.

Кристалът може да се представи чрез съвкупност от точки, в които са разположени изграждащите го частици. Тези точки образуват така наречената кристална решетка и се наричат нейни възли.

Монокристалите са анизотропни, т.е. физичните им свойства (механични, електрични, магнитни, оптични и др.) в различни направления не са еднакви.

По-голяма част от кристалните материали са изградени от голям брой кристални зърна, ориентирани произволно едно спрямо друго. Такива тела се наричат поликристали. Те обикновено са изотропни, т.е. имат еднакви физични свойства в различни направления. Ако обаче чрез подходяща обработка (механична, електрична, магнитна) зърната се ориентират преимуществено в едно направление, материалът става анизотропен. Тела с изкуствено създадена по този начин анизотропия се наричат *текстуровани*, а наличието на ориентация – *тестура*.

Всяка кристална решетка се характеризира с плътност на опаковката на изграждащите я частици. Количествена оценка на плътността на опаковката е координационното число K – брой на частиците, намиращи се в непосредствена близост до дадена частица. Нарастването на координационното число съответства на увеличаване на плътността на опаковката. K има стойности между 4 и 12.

Друга величина, характеризираща плътността на опаковката, е коефициентът на запълване κ_p , равен на отношението между общия обем на частиците в кристала V_p и целия обем на кристала V :

$$\kappa_p = \frac{V_p}{V}.$$

Очевидно в кристалите с по-малка плътност на опаковката обемът на пространствата между частиците е по-голям, отколкото в кристалите с плътна опаковка.

Частиците в кристалната решетка не са неподвижни, а трептят около равновесни положения. При това движението на всяка частица се предава и на останалите. Затова по-точно е да се говори за трептения на кристалната решетка.

В аморфните тела липсва далечен порядък на частиците – те са подредени закономерно само в микрообемни с размери, равни на 2-3 междумолекулни (междуатомни или междуйонни) разстояния.

2.4. Особенности на газообразното и течно състояние на веществата

Газът е вещество в агрегатно състояние, при което отделните частици (молекули, атоми) са слабо взаимосвързани. Разстоянията между тях са много по-големи от размерите им. Затова газообразното състояние се характеризира със значително по-малка плътност от твърдите тела и течностите.

Частиците на газа се движат хаотично, удрайки се помежду си и в стените на съда, в който той е затворен, заемайки целия предоставен им обем. Между 2 стълкновения тяхното движение е равномерно и праволинейно със скорост от порядъка на няколко стотин метра в секунда (m/s).

Всеки елемент ΔS от вътрешната повърхност на съда непрекъснато е подложен на удари от голям брой частици – върху този елемент действа сила ΔF .

Отношението $\Delta F/\Delta S$ е равно на налягането p .

Дименсията за p е Паскал (Pa).

p не зависи от ориентацията на ΔS в пространството. То няма посока, следователно е скаларна величина.

Течностите са тела, характеризиращи се от една страна с определен обем, а от друга – с липса на определена форма. Първото обстоятелство ги сближава с твърдите тела, а второто – с газовете.

Те са трудно свиваеми.

В тях се наблюдава близко подреждане на частиците, но липсва далечен порядък. Следователно микростроежът им е близък до микростроежа на аморфните твърди тела.

Градивните частици на течностите извършват 2 вида движения:

- а) колебание около равновесно положение (както в твърдите тела);
- б) преминаване от време на време в ново равновесно положение (както при газовете, с тази разлика, че преместването е много по-малко – от порядъка на размерите на частиците).

Времето на пребиваване в равновесно положение зависи от природата на течността и много бързо намалява с повишаване на температурата.

3. Механизъм на наелектризирането

Всички вещества при обикновени условия съдържат равни количества електрони и протони, следователно са електрично неутрални.

Когато неутрално тяло придобива електрони от някакъв външен източник, то получава отрицателен заряд, т.е. наелектризира се отрицателно.

Когато неутрално тяло загуби електрони, то се оказва положително заредено (наелектризирано).

Възможно е при наелектризиране телата да придобиват или губят йони.

Наелектризиране се наблюдава при триене, разбъркване, раздробяване, пулверизиране, обтичане на твърди тела от течности или газове и др. подобни операции. Във всички случаи едновременно се появяват двата вида електрични заряди – между взаимодействащите си тела се осъществява обмен на електрони и/или йони.

Тяло може да бъде наелектризирано под действие на електрично поле с висок интензитет.

4. Свързани и свободни електрични заряди

Електрични заряди (и носещите ги частици) се наричат свързани, ако те могат да се преместват ограничено само на малки разстояния от порядъка на молекулните (атомни, йонни) размери или на междумолекулните (междуатомни, междуйонни) разстояния. Свързани са и електричните заряди, които не могат да напускат спонтанно молекулите (атомите, йоните), в чиито състав влизат.

Електрични заряди, които могат да изминават произволно големи разстояния в пределите на едно тяло и да се предават на друго тяло при съприкосновение, се наричат свободни.

Например в металите валентните електрони са свободни, а положителните йони (атомите без валентните електрони), разположени във възлите на кристалната решетка, са свързани.

5. Електричен ток. Напрежение.

Електричният ток е насочено движение на електрични заряди.

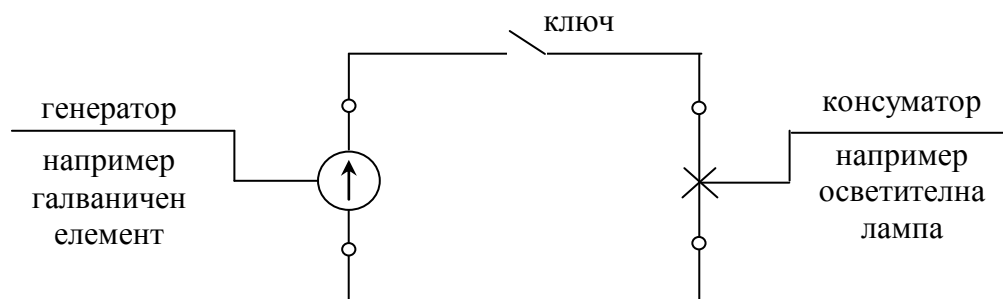
Електричен ток, съществуващ при насочено движение на свободни електрични заряди във веществена среда под действие на електрично поле, се нарича ток на електричната проводимост.

Условията, необходими за поява и съществуване на ток на електричната проводимост в дадена среда са:

а) наличие в тази среда на свободни заредени частици. Например в металите такива частици са електроните, в течните проводници (електролитите) – положителни и отрицателни йони.

б) съществуване в дадената среда на електрично поле, чиято енергия се изразходва за насочено преместване на свободните електрични заряди. Тази енергия трябва непрекъснато да се допълва, т.е. необходим е източник (генератор) на електрична енергия – устройство, в което някакъв друг вид енергия (механична, химична, топлина, светлина и др.) се преобразува в енергия на електричното поле.

Токът на електричната проводимост тече през затворен контур, наречен електрична верига. В най-простия случай тя съдържа генератор (източник на напрежение), консуматор, съединителни проводници, комутатор (ключ), чрез който веригата се отваря и затваря (фиг. 5.1).



съединителни
проводници – най-често
медни или алуминиеви

фиг. 5.1

Източникът на напрежение се нарича вътрешна част на веригата. Той има положителен и отрицателен полюс (изводи).

Всички елементи извън източника образуват външната част на веригата.

Причина, която поддържа протичането на електричен ток, е електричното напрежение, създадено от източника – то предизвиква движението на свободните заредени частици (електрони, йони). Без наличие на напрежение протичането на електричен ток е невъзможно. Обратното обаче е възможно – да съществува напрежение, без да протича ток.

Напрежението U е равно на отношението на работата A , извършена от електричните сили за пренасяне на заряда Q от единия до другия полюс на източника, към този заряд:

$$U = \frac{A}{Q}.$$

Единицата за измерване на напрежението е Волт (V):

$$1V = \frac{1J}{1C} \quad (J - \text{Джаул}).$$

Във външната част на веригата електроните се движат от отрицателния към положителния полюс. Във вътрешната част на веригата те се движат от положителния към отрицателния полюс – в посока противоположна на електричните сили. Това е възможно, тъй като върху тях действат сили, които нямат електричен произход (наричат се странични сили) – те възникват в резултат на процеси, извършващи се в източника. Така върху отрицателния полюс се поддържа излишък от електрони, а върху положителния – недостиг (фиг. 5.2).

Прието е положителната посока на тока да е обратна на посоката на движение на електроните. Във външната част на веригата тя е от “+” към “-“, а във вътрешната част на веригата – от “-“ към “+”.



фиг.5.2

Работата, която извършват страничните сили за пренасяне на единица положителен заряд от отрицателния до положителния полюс в източника се нарича електродвижещо напрежение (ЕДН), т.е

$$E^* = \frac{A^*}{Q},$$

където A^* е работа на страничните сили за пренасяне на положителен заряд Q от

отрицателния до положителния полюс във вътрешната част на веригата.

Дименсията за ЕДН е също V .

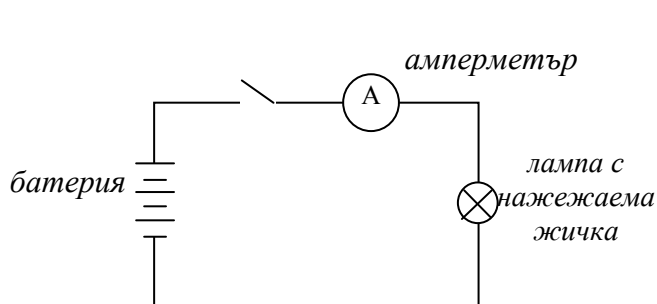
Електричният ток се характеризира с величината *големина на електричния ток* (I). Често за краткост се използват термините “електричен ток” или само “ток”. Единицата, с която се измерва, е Ампер (А). Тя е една от основните единици в международната система измерителни единици (СИ).

При протичане на електричен ток I по проводник през негово напречно сечение за време Δt преминава заряд

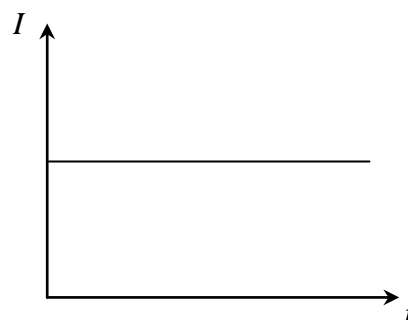
$$\Delta Q = I \Delta t.$$

Когато по проводник протича ток с големина 1А, тогава през неговото напречно сечение за 1s преминава електричен заряд 1С.

Уредът, с който се измерва големината на електричния ток, се нарича амперметър. Той се свързва последователно на консуматора (фиг. 5.3).



фиг. 5.3



фиг. 5.4

Ток с едни и същи големина и посока в течение на времето t се нарича постоянен. Графично е представен на фиг. 5.4.

Възможно е електричният ток да бъде разпределен неравномерно по напречното сечение, през което протича. Затова той се характеризира и чрез вектора плътност на тока \vec{J} . Неговата големина е равна на тока ΔI през разположена перпендикулярно спрямо посоката на движение на токоносителите площ ΔS_{\perp} , отнесен към тази площ

$$J = \frac{\Delta I}{\Delta S_{\perp}}. \tag{5.1}$$

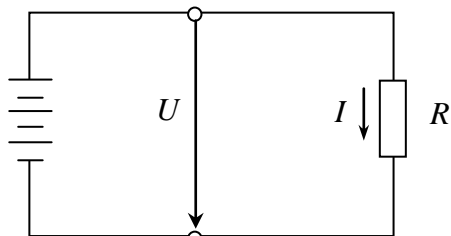
Посоката на \vec{J} съвпада с посоката на насочено движение на положителни заряди под действие на електрично поле.

Дименсията за J е A/m^2 (Ампер на квадратен метър).

6. Електрично съпротивление. Закон на Ом. Пад на напрежението

Нека източникът е включен в затворена електрична верига (фиг. 6.1). За консуматора е използвано означението R . През веригата протича ток с големина

$$I = \frac{U}{R}. \quad (6.1)$$



фиг. 6.1

R се нарича *електрично съпротивление* (или само *съпротивление*) на консуматора.

Произведението от съпротивлението R на даден участък от затворена електрична верига и големината на протичащия през него ток I се нарича *пад на напрежението* в разглежданата част от веригата.

$$U_R = IR.$$

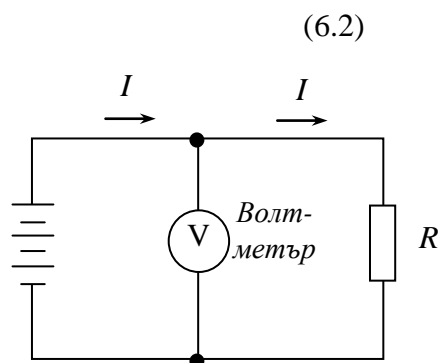
Дименсията и за U_R е V.

Уравнения (6.1) и (6.2) изразяват закона на Ом за част от веригата.

Електричното съпротивление се измерва с единицата Ом (Ω).

Съгласно уравнение (6.2) съпротивлението на участък от верига е 1Ω , ако при протичане на ток $1A$ в този участък, падът на напрежението е $1V$.

Уредът, с който се измерва падът на напрежението в дадена част на електричната верига (например в консуматора) е волтметър. Той се включва паралелно на съответната част от веригата (фиг. 6.2). Очевидно в показаната схема волтметърът измерва и напрежението между изводите на източника.



фиг.6.2

Забележки:

1. Волтметрите имат много голямо съпротивление и на практика през тях ток не протича.
2. Амперметрите напротив – имат много малко съпротивление и падът на напрежение върху тях може да се пренебрегне.
3. Източникът на напрежение също има електрично съпротивление, но то обикновено е малко и често се пренебрегва. Незначително е и съпротивлението на съединителните проводници.

7. Работа и мощност на електричния ток

Когато през консуматор преминава ток, електричните сили извършват работа A , която е равна на произведението от пада на напрежението в консуматора U , големината на електричния ток I и времето t :

$$A = UIt. \quad (7.1)$$

Според закона на Ом [уравнения (6.1) и (6.2)]

$$I = \frac{U}{R}, \quad \text{респективно } U = IR.$$

Следователно

$$A = \frac{U^2}{R} t = I^2 R t. \quad (7.2)$$

За по-кратко работата на електричните сили при протичане на електричен ток често се нарича *работа на електричния ток*.

Работата на електричния ток за единица време (1s) се нарича *мощност на електричния ток* (P). Съгласно уравнения (7.1) и (7.2)

$$P = \frac{A}{t} = UI = \frac{U^2}{R} = I^2 R. \quad (7.3)$$

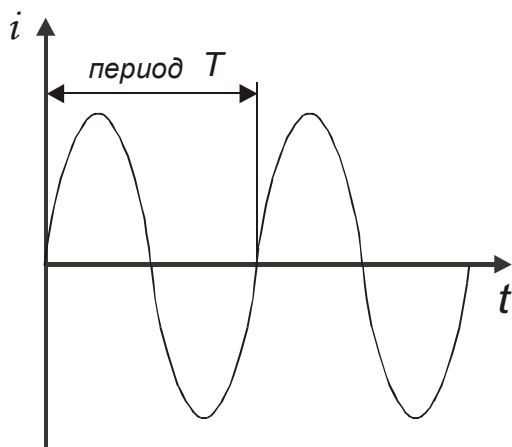
Когато U , I , R и t се измерват съответно във V, A, Ω и s, работата се получава в Джаули (J), а мощността във Ватове (W).

Нека електричен ток преминава през неподвижен проводник (например метален), в който не се извършват никакви други процеси, освен нагряване. Свободните електрони, движейки се под действие на електричното поле, се удрят в йоните на кристалната решетка и усилват тяхното трептеливо движение, което се проявява в повишаване на температурата. Работата се превръща в еквивалентно количество топлина Q :

$$A = Q = UIt = \frac{U^2}{R} t = I^2 R t. \quad (7.4)$$

Уравнение (7.4) изразява закона на Джаул-Ленц за топлинното действие на електричния ток.

8. Променливи ток и напрежение



фиг. 8.1

Променливият ток непрекъснато изменя големината и посоката си.

Ако големината и посоката на променливия ток се повтарят след точно определен интервал от време T , казва се, че този ток е периодичен; T се нарича период.

Най-често използваните променливи напрежения и токове се изменят по синусоидален закон (фиг. 8.1).

Честотата f на периодично изменяща се величина е равна на броя на периодите за 1s; $f=1/T$.

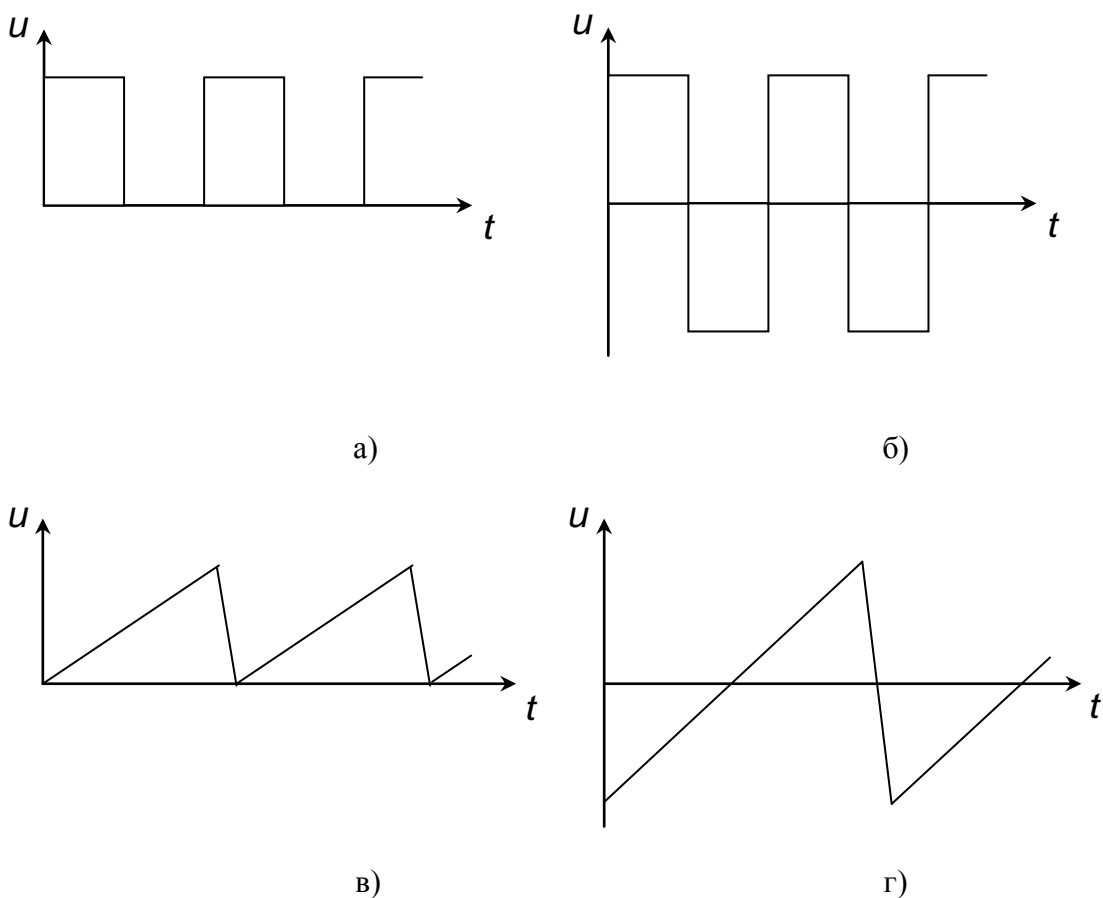
Дименсията за честота е Херц (Hz).

Честотата на периодична величина е 1Hz, ако периодът ѝ е 1s, т.е. $1\text{Hz}=1/\text{s}$.

За напрежението и тока, използвани в електроенергетиката $f=50\text{Hz}$.

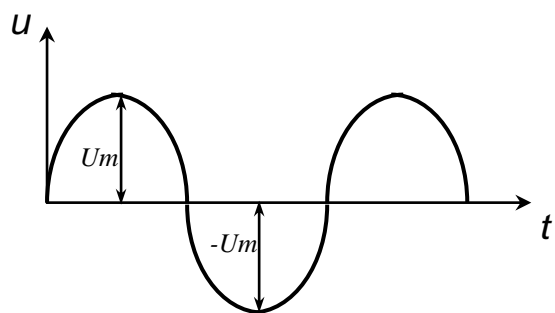
В радио- и телевизионната техника, съобщителната техника, радиолокацията се използват напрежения и токове с по-високи честоти.

Освен синусоидално изменящи се напрежения и токове, в практиката се използват и периодични величини, изменящи се по други закони. Например на фиг. 8.2 са показани графиките на правоъгълни напрежения (фиг. 8.2.а,б) и линейно изменящи се напрежения (фиг. 8.2.в,г).



фиг. 8.2

Най-голямата абсолютна стойност на периодична променлива величина се нарича амплитуда или максимална стойност; например U_m е амплитуда на напрежението (фиг. 8.3). Максималните стойности се означават с главни печатни букви с индекс m (U_m, I_m).



фиг.8.3

Моментна стойност на променлива величина се нарича стойността ѝ в даден момент t . Моментните стойности се означават с малки ръкописни букви (например u, i).

За синусоидално изменящо се напрежение

$$u = U_m \sin 2\pi ft = U_m \sin \omega t. \quad (8.1)$$

Величината $\omega = 2\pi f$ се нарича кръгова честота; дименсията ѝ е s^{-1} .

Аргументът на синусната функция в уравнение (8.1).

$$\omega t = 2\pi ft \quad (8.2)$$

се нарича фаза; фазата се измерва в радиани (rad).

Например съгласно уравнение (8.2), когато $t=0$, фазата е $\omega t=0$

$$\text{при } t = \frac{T}{4} \quad \omega t = 2\pi \frac{1}{T} \frac{T}{4} = \frac{\pi}{2}, \text{ rad};$$

$$\text{при } t = \frac{T}{2} \quad \omega t = 2\pi \frac{1}{T} \frac{T}{2} = \pi, \text{ rad};$$

$$\text{при } t=T \quad \omega t = 2\pi, \text{ rad}.$$

Обикновено вместо амплитудите I_m , U_m токът и напрежението се характеризират с техните ефективни стойности.

Ефективната стойност на променлив ток е равна на големината на такъв постоянен ток, който за 1 период има същото топлинно действие, каквото е топлинното действие на променливия ток.

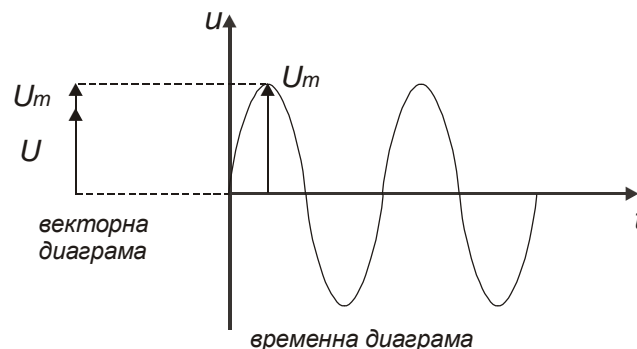
Ефективните стойности се означават с главни печатни букви без индекс (I , U).

За синусоидално изменящи се ток и напрежение

$$I = \frac{I_m}{\sqrt{2}}; U = \frac{U_m}{\sqrt{2}}.$$

Уредите за измерване на ток и напрежение показват ефективни стойности.

Синусоидалните променливи величини, освен с временни диаграми (фиг. 8.1, 8.3), се представят графично и чрез векторни диаграми (фиг. 8.4).

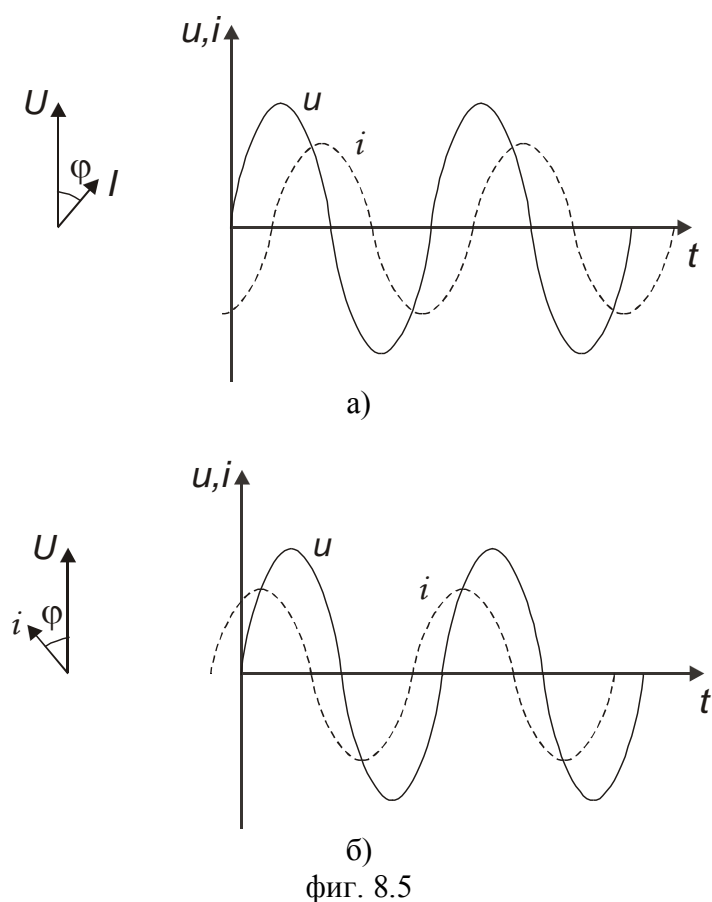


фиг. 8.4

Във векторната диаграма синусоидално изменяща се величина се изобразява чрез вектор, чиято големина е равна на ефективната стойност на съответната величина.

Две и повече синусоидални величини могат да се представят в една векторна диаграма само ако са с еднакви периоди (честоти). Тогава една от тях се изобразява чрез произволно насочен вектор, а останалите – така, както е изяснено в следващите примери.

На фиг. 8.5 чрез временна и чрез векторна диаграма са представени синусоидално изменящи се напрежение и предизвикания от него ток в 2 случая – токът изостава от напрежението (фиг. 8.5.а) и токът изпреварва напрежението (фиг. 8.5.б).



фиг. 8.5

Когато токът изостава от напрежението, тогава векторът на тока е завъртян спрямо вектора на напрежението по посока на въртене на часовниковата стрелка; когато токът изпреварва напрежението, векторът на тока е завъртян спрямо вектора на напрежението в посока, обратна на въртене на часовниковата стрелка.

Ъгъл φ се нарича фазова разлика между тока и напрежението. Той е свързан с времето t_φ на изоставане или изпреварване на тока спрямо напрежението. Тази връзка следва от уравнение (8.2), в което фазата ωt се замества с φ , а времето t с t_φ :

$$\varphi = 2\pi f t_\varphi = \frac{2\pi}{T} t_\varphi. \quad (8.3)$$

Например, както вече е пресметнато,

$$\begin{aligned} \text{при } t_\varphi = 0 & \quad \varphi = 0; \\ \text{при } t_\varphi = \frac{T}{4} & \quad \varphi = \frac{\pi}{2} \text{ и т.н.} \end{aligned}$$

Когато фазовата разлика между тока и напрежението е 0, т.е. токът и напрежението са синфазни, тогава те едновременно преминават през нулева стойност, едновременно нарастват и намаляват, едновременно достигат екстремалните си стойности (фиг. 8.6). Във векторна диаграма се изобразяват чрез еднопосочни вектори.

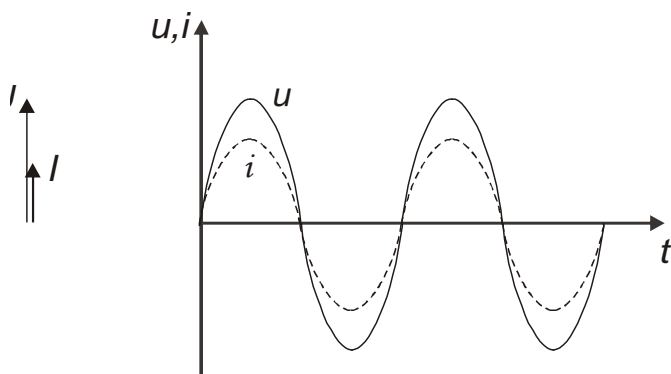
Ток, който е синфазен с напрежението, се нарича активен ток. Елемент от електрична верига, за който е валидна фиг. 8.6, притежава активно съпротивление R (фиг. 8.7).

Законът на Ом в този случай се представя с известното уравнение, валидно за моментните стойности на тока и напрежението:

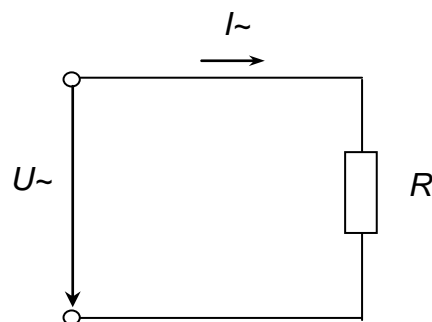
$$i = \frac{u}{R},$$

респективно за техните ефективни стойности:

$$I = \frac{U}{R}.$$



фиг. 8.6



фиг. 8.7

9. Работа и мощност при променлив ток

Когато в електрична верига действа променливо напрежение u и протича променлив ток i , за малък интервал от време Δt , през който може да се приеме, че u и i практически не се изменят, се извършва елементарна работа ΔA , за която е приложимо уравнение (7.1):

$$\Delta A = ui \Delta t.$$

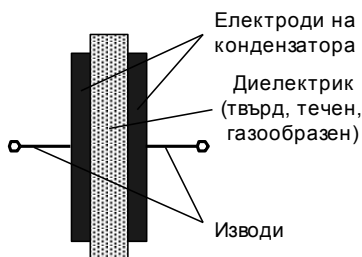
Моментна мощност на тока се нарича величината

$$P = \frac{\Delta A}{\Delta t}.$$

Средната мощност на променлив синусоиден ток за един или повече периода се нарича *активна мощност* и се изразява чрез уравнението

$$P_{cp} = UI \cos \varphi. \tag{9.1}$$

Величината $\cos \varphi$ се нарича фактор на мощността.

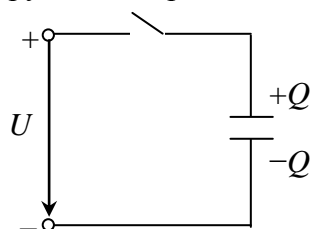


фиг.10.1

10. Кондензатор. Капацитет

Кондензаторът е система от 2 проводника (наречени електроди), изолирани един от друг (фиг. 10.1). Когато кондензаторът се свърже с източник на постоянно напрежение, той се зарежда – от източника

към електродите преминават електрични заряди. (фиг. 10.2) В действителност от отрицателния полюс на източника преминават електрони към единия електрод на кондензатора и той се зарежда отрицателно. Към положителния полюс на източника от другия електрод се изтеглят електрони и той се зарежда положително.



В кондензатора зарядите върху двата електрода са равни по големина и противоположни по знак.

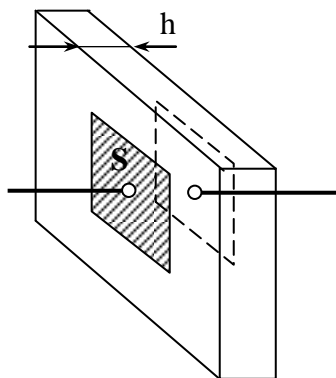
Всеки кондензатор се характеризира с капацитет C - той е равен на отношението между големината на зарядите Q върху всеки един от електродите и напрежението U между тях:

фиг.10.2

$$C = \frac{Q}{U}. \quad (10.1)$$

Дименсията за капацитет е Фарад (F). Капацитетът на кондензатор е 1F, ако при напрежение между електродите му 1V, върху всеки един от тях големината на зарядите е 1C, т.е.

$$1F = \frac{1C}{1V}.$$



фиг . 10.3

Единицата F е твърде голяма. По-често се използват дробните единици микрофарад (μF), нанофарад (nF), пикофарад (pF); $1\mu F=10^{-6}F$, $1nF=10^{-9}F$, $1pF=10^{-12}F$.

Най-просто е устроен плоският кондензатор – състои се от 2 успоредни метални плочи, разделени от въздух или друг диелектрик (фиг. 10.3). Капацитетът на такъв кондензатор при вакуум между електродите е

$$C_0 = \frac{\epsilon_0 S}{h}, \quad (10.2)$$

където S е площ на единия от електродите (по-малкия, ако двата не са еднакви), h - разстояние между тях. ϵ_0 е електрична константа; нейната стойност е

$$\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi 10^9} = 8,85 \cdot 10^{-12}, \text{ F/m.}$$

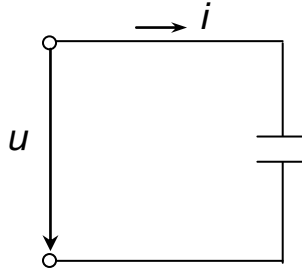
Уравнението (10.2) е в сила при $S \gg h^2$.

Между електродите на плосък кондензатор интензитетът на електричното поле е един и същ по големина и посока. Такова поле се нарича равномерно. Големината на неговия интензитет е

$$E = \frac{U}{h}, \quad (10.3)$$

а посоката му – перпендикулярна на електродите от положителния към отрицателния.

От уравнение (10.3) следва, че дименсията за интензитет на електричното поле е V/m (Волт на метър).

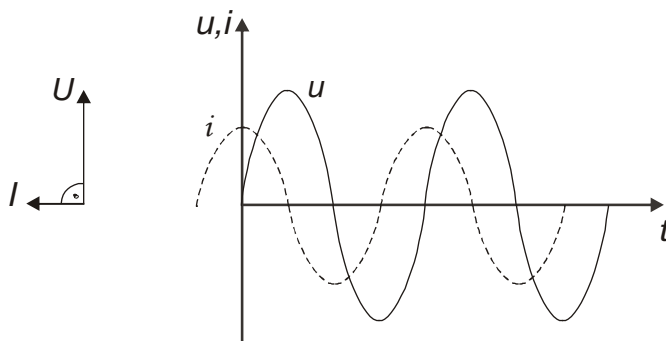


фиг.10.4

Когато кондензатор е включен в променливотокова верига (фиг. 10.4), неговите електроди непрекъснато се презареждат. По тази причина в свързващите проводници непрекъснато протича променлив ток и кондензаторът се проявява като елемент със съпротивление за променлив ток, наречено капацитивно съпротивление (X_c). То се определя от уравнението

$$X_c = \frac{1}{\omega C} = \frac{1}{2\pi f C}. \quad (10.4)$$

Токът в идеален кондензатор (без загуби на енергия) изпреварва напрежението с четвърт период ($T/4$) [фазовата разлика между тях съгласно уравнение (8.3) е $\pi/2$] (фиг. 10.5). Такъв ток се нарича капацитивен. [Изобщо токове, които изпреварват или



фиг.10.5

изостават спрямо напрежението с време $T/4$, се наричат реактивни; φ е съответно $\frac{\pi}{2}$ или $-\frac{\pi}{2}$ - такъв е токът през индуктивната бобина, който изостава от напрежението с $T/4$, (вж. т. 38.1)]. Във векторна диаграма капацитивният ток се изобразява с вектор, завъртян относно вектора на напрежението на ъгъл $\pi/2$ в посока, обратна на въртене на часовниковата стрелка.

Ако кондензаторът е реален (със загуби), тогава фазовата разлика между тока и напрежението $\varphi < \frac{\pi}{2}$ (фиг. 8.5.б).

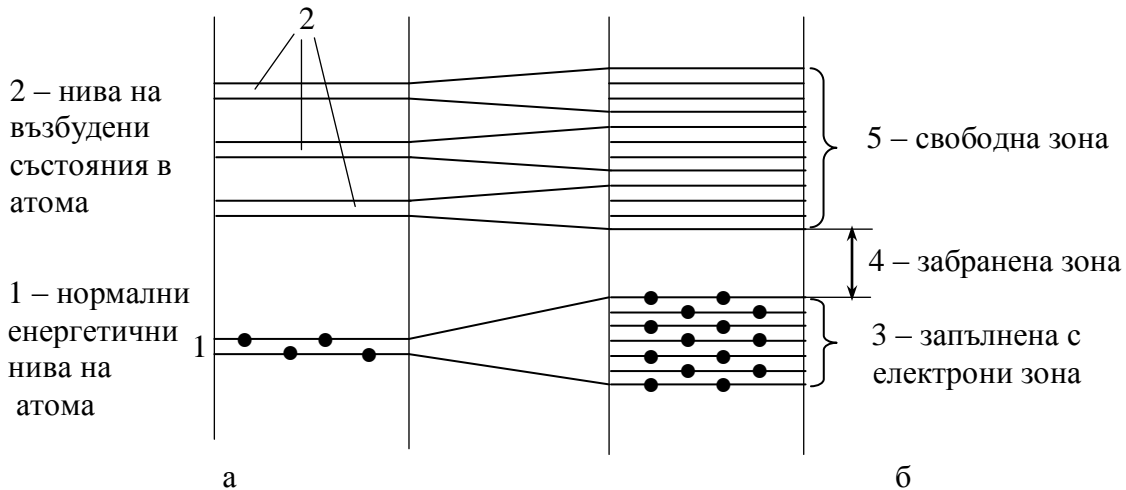
От уравнение (10.3), написано за променливо поле:

$$E = \frac{u}{h}$$

следва, че интензитетът на електричното поле между електродите на плосък кондензатор се изменя синфазно с напрежението, като остава равномерно в пространството.

11. Зонна теория на твърдо тяло

Както е изтъкнато в т. 2.1, електроните в изолираните атоми могат да се намират в определени енергетични състояния (нива), някои от които са запълнени с електрони в нормално (невъзбудено) състояние; на други, по-високи нива електроните се намират само след външно енергетично въздействие (фиг. 11.1.а).



фиг. 11.1

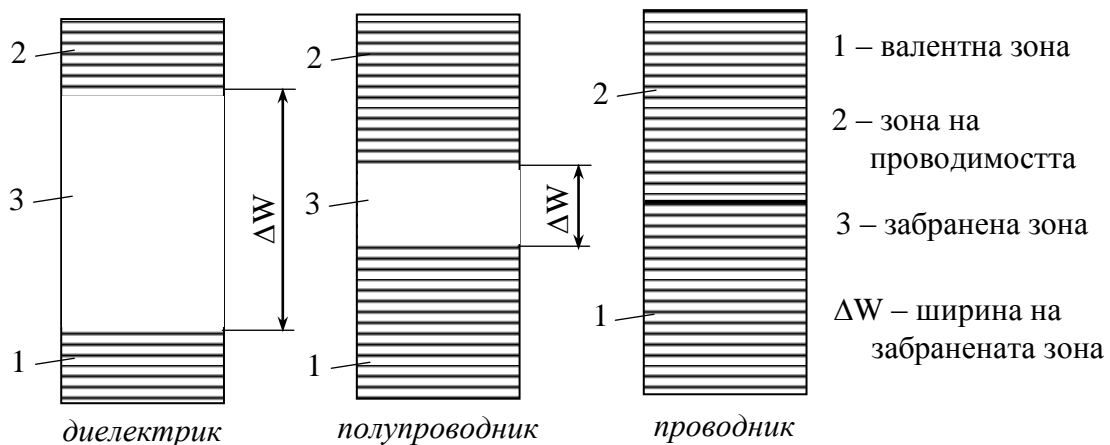
В твърдо тяло с кристален строеж атомите са разположени близо един до друг и си влияят взаимно. Може да се приеме, че електроните са притежание на цялата кристална решетка. В този случай енергетичните нива на изолиран атом се разцепват и образуват съвкупности от близко разположени енергетични нива, наречени *енергетични зони* (фиг. 11.1.б). Броят на нивата във всяка зона е равен на броя на атомите в кристала. Както в изолиран атом, на всяко енергетично ниво могат да се намират най-много по 2 електрона с противоположни спинове.

Разликата между енергиите на най-високото и най-ниското ниво на една зона се нарича *ширина на зоната*. Между енергетичните зони има интервали от стойности на енергията, които са невъзможни за електроните – те се наричат *забранени зони*. За да премине електрон от една зона в съседната по-горна зона, той трябва да получи енергия, по-голяма или поне равна на ширината на забранената зона.

Електроните в изолиран атом се стремят да заемат нивата с минимална енергия. По-високите нива са свободни. В съответствие с това не всички енергетични зони в твърдото тяло са запълнени с електрони – по-ниските са заети, а по-високите са свободни. Най-високата от запълнените зони се нарича *валентна зона* (в нея са валентните електрони), а най-ниската от свободните зони – *зона на проводимостта* (в нея евентуално има свободни електрони).

Тъй като движението на електрон в електрично поле е свързано с изменение на скоростта и енергията му, на такова движение съответства преходът на електрона между близко разположени нива от разрешена зона. Следователно в проводимостта могат да участват само тези електрони, които се намират в не напълно запълнена зона.

На фиг. 11.2 са показани енергетичните диаграми на диелектрик, полупроводник и проводник.



фиг. 11.2

Диелектриците са материали, на които забранената зона е толкова широка, че за преминаване на електрони през нея е необходима значителна енергия. Затова валентната зона е напълно заета, а зоната на проводимостта – свободна и електронна проводимост при обикновени условия не се наблюдава.

Полупроводниците са вещества с по-тясна забранена зона, която може да бъде преодоляна за сметка на външни енергетични въздействия.

Проводниците са материали без забранена зона, вследствие на което валентните им електрони свободно преминават от по-ниските заети нива (валентната зона) към по-високите свободни нива (зоната на проводимостта) при незначително възбуждане и/или под влияние на слаби електрични полета.

Съгласно зонната теория полупроводниците се различават от диелектриците по ширината на забранената зона. За диелектриците тя е $\Delta W > 3\text{eV}$, а за полупроводниците е $\Delta W = 0,05 \div 3\text{eV}$.

При отсъствие на външни енергетични въздействия и температура $0, \text{K}$ в зоната на проводимост на полупроводника няма електрони, а валентната зона е запълнена – той е диелектрик. Ако отвън бъде внесена енергия (топлина, светлина, поток от електрони, ядрени частици и др.), достатъчна за преминаване на електрони през забранената зона, те, намирайки се в зоната на проводимостта, могат да се преместват под действие на електрично поле. Същевременно във валентната зона се създават празни места на електрони, наречени “*дупки*”, които под действие на електрично поле се движат като еквивалентни положителни заряди (реално се преместват валентни електрони).

Очевидно едно тяло е проводящо, само ако има частично запълнени с електрони енергетични зони.

12. Магнетизъм

Магнетизмът е съвкупност от явления, свързани с особен вид взаимодействие, което се проявява между електрични токове, между токове и магнити и между магнити.

Взаимодействието се осъществява посредством магнитни полета. Източници на магнитно поле са: намагнитените тела, проводници с ток, движещи се електрично заредени частици и тела; магнитно поле се създава при изменение във времето на електрично поле.

Силата и посоката на полето се характеризират чрез векторните величини *магнитна индукция* \vec{B} и/или *интензитет на магнитното поле* \vec{H} . Двете величини са свързани чрез уравнението

$$\vec{B} = \mu \vec{H}, \quad (12.1)$$

където μ е абсолютната магнитна проницаемост на средата.

На свой ред

$$\mu = \mu_0 \mu_r, \quad (12.2)$$

където $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$, Н/м (Хенри на метър) е магнитна константа, а μ_r – относителна магнитна проницаемост на средата (бездименсионна величина).

От (12.1) и (12.2) следва

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H}.$$

(Вж. т. 35.1).

Всички вещества без изключение притежават определени магнитни свойства, зависещи от структурата им, от магнитните свойства на частиците, които ги изграждат, и преди всичко от магнитните свойства на електроните.

Различават се следните видове магнетизъм: *диамагнетизъм*, *парамагнетизъм*, *феромагнетизъм*, *антиферомагнетизъм* и *феримагнетизъм*. Веществата, в които се проявяват тези свойства, съответно се наричат: *диамагнетици*, *парамагнетици*, *феромагнетици*, *антиферомагнетици* и *феримагнетици*.

Характерна особеност на феромагнетиците и феримагнетиците е способността им значително да се намагнитват. Те образуват групата на силно магнитните вещества. Твърде разпространено е общото им название *магнитни материали* или по-кратко “*магнетици*”.

Всички останали вещества са диа-, пара- или антиферомагнетици- те се обединяват в групата на слабо магнитните вещества и се наричат още немагнитни.

Най-голям интерес от гледна точка на техническо приложение представляват магнетиците.

13. Оптични явления

Оптиката е раздел от физиката, в който се разглежда учението за светлината и нейното взаимодействие с веществото. Главни нейни части са:

- *физична оптика*, занимаваща се с природата на светлината;
- *геометрична оптика*, която е изградена върху законите за отражение и пречупване и се основава на постулата за праволинейно разпространение на светлината.

13.1. Природа на светлината

Светлината е сложен обект – тя притежава както вълнови, така и корпускулярни свойства, т.е. в нея се проявява корпускулярно-вълнов дуализъм.

Светлинните вълни са електромагнитни. Във всяка точка, до която те достигат, трептят 2 взаимно перпендикулярни вектора – на интензитета \vec{E} на електричното поле и на индукцията \vec{B} на магнитното поле, напречно на посоката на разпространение на светлината.

Светлинните вълни се характеризират с дължина на вълната λ и честота ν . Тези величини са свързани с уравнението

$$\lambda\nu = c, \quad (13.1)$$

където $c=3\cdot 10^8$ m/s е скорост на светлината във вакуум.

Векторите \vec{E} и \vec{B} се изменят с еднакви честота и фаза.

В тесен смисъл светлината е електромагнитно лъчение, предизвикващо зрително възприятие, и чиято дължина на вълната е между 400 и 770 nm.

В широк смисъл оптично излъчване е електромагнитно лъчение с дължина на вълната в интервала от 10 nm до 1 mm.

Светлината се излъчва, разпространява и поглъща на порции, притежаващи свойства на частици (корпускули), наречени *фотони*. Те се характеризират с енергия W_ϕ и импулс p_ϕ .

Основни уравнения, свързващи корпускулярните с вълновите свойства, са

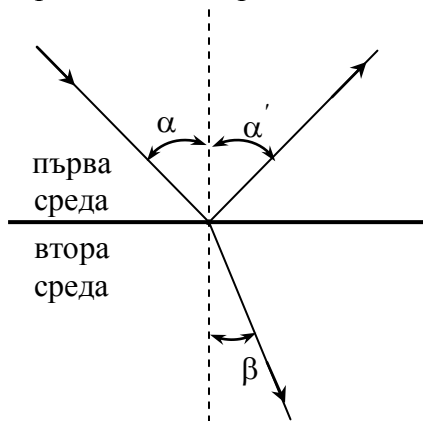
$$W_\phi = h\nu; \quad (13.2)$$

$$p_\phi = \frac{h}{\lambda}, \quad (13.3)$$

където h е константа на Планк (вж. т. 2.1).

13.2. Отражение и пречупване на светлината

В геометричната оптика светлината в хомогенна среда се разглежда като сноп прави линии, наречени лъчи, които се излъчват от всяка точка на светлинния източник.



фиг.13.1

Когато светлинен лъч попадне на граничната повърхност между прозрачни 2 среди, част от него се отразява (връща се в първата среда), а друга част преминава във втората среда, при което се пречупва (фиг. 13.1).

Ъгъл на падане се нарича ъгълът между посоката на падащия лъч и перпендикуляра към граничната повърхност, прекаран през точката на падане (α). Ъгълът между този перпендикуляр и посоката на отразения лъч се нарича *ъгъл на отражение* (α'). Ъгълът между същия перпендикуляр и посоката на пречупения лъч се нарича *ъгъл на пречупване* (β).

За отражението и пречупването на светлината

са валидни следните закони:

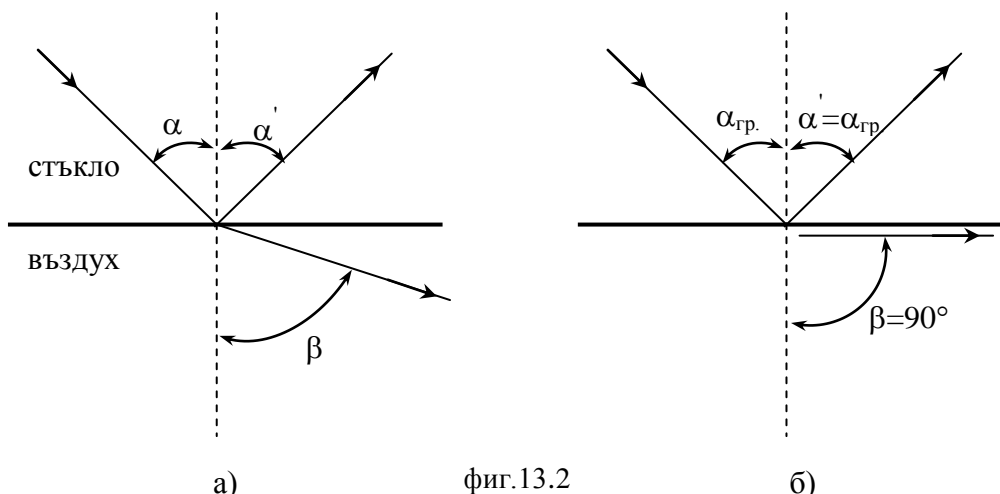
- 1) **Падащият, отразеният и пречупеният лъч лежат в една равнина, перпендикулярна на отразяващата повърхнина.**
- 2) **Ъгълът на отражение е равен на ъгъла на падане: $\alpha = \alpha'$.**
- 3) **Отношението между синусите на ъгъла на падане и ъгъла на пречупване за дадени 2 среди е постоянно:**

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{21}.$$

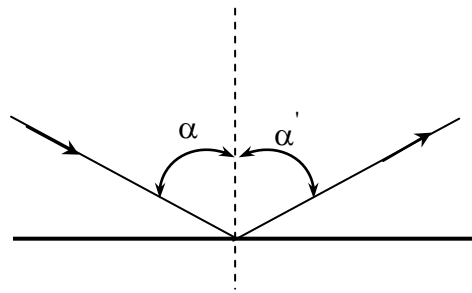
Величината n_{21} се нарича *относителен коефициент (или показател) на пречупване на втората среда спрямо първата*.

Коефициентът на пречупване на една среда спрямо вакуум се нарича *абсолютен коефициент (показател) на пречупване* на тази среда.

При преминаване на светлина от среда с по-голям абсолютен показател на пречупване (оптично по-плътна среда) в среда с по-малък абсолютен показател на пречупване (оптично по-рядка среда) ъгълът на пречупване β е по-голям от ъгъла на падане α (фиг. 13.2.а). При определен ъгъл $\alpha_{гр}$, наречен *граничен ъгъл на падане*, ъгълът на пречупване е 90° и пречупеният лъч се хлъзга по граничната повърхност (фиг. 13.2.б). При $\alpha > \alpha_{гр}$ лъчът не преминава във втората среда, а изцяло се отразява (фиг. 12.2.в). Явлението се нарича **пълно вътрешно отражение**.



фиг.13.2



в)
фиг.13.2

13.3. Видими, инфрачервени и ултравиолетови лъчи

Бялата светлина, например дневната, е смес от електромагнитни лъчения с различни дължини на вълните λ , които съответстват на определени цветове. Тъй като показателят на пречупване n зависи от λ (когато λ намалява, n расте), при пречупване бялата светлина се разлага – получава се нейният спектър, състоящ се от 6 цвята – червен (с най-голяма дължина на вълната), оранжев, жълт, зелен, син и виолетов (с най-малка дължина на вълната).

Електромагнитно лъчение с дължина на вълната по-голяма от тази на червените лъчи е невидимо за човешкото око и се нарича инфрачервена светлина. За нея λ обхваща интервала от края на видимия спектър (около 770 nm) до 1 mm.

Инфрачервени лъчи излъчват всички нагрети тела. Получават се и от лазери.

Електромагнитно лъчение с дължина на вълната от 400 nm (виолетовия край на видимия спектър) до 10 nm е също невидимо. Нарича се ултравиолетова светлина. Тя действа върху фотографски филми. Естествен неин източник е Слънцето. Получава се и от изкуствени излъчватели – лампи с газов разряд.

13.4. Фотометрични величини

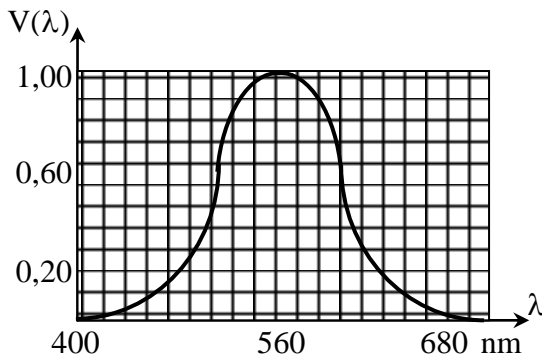
А. Лъчист поток

Светлинните вълни при разпространението си пренасят енергия.

Излъчената, пренесена или погълната за единица време енергия се нарича *лъчист поток* или *поток лъчение*. Означава се с Φ_e , а дименсията му е W.

Б. Светлинен поток

За получаване на зрителна информация е съществено зрителното усещане, а не сумарният лъчист поток. Човешкото око има различна чувствителност за светлинни вълни с различна дължина. То е най-чувствително към зелената светлина ($\lambda_{max} = 555\text{nm}$). Например за червения цвят ($\lambda=650\text{nm}$) чувствителността му е около 10 пъти по-малка. На фиг. 13.3 е показана кривата на така наречената *относителна спектрална чувствителност* $V(\lambda)$ на окото, като чувствителността към зелената светлина е приета за 1. При $\lambda < 400\text{nm}$ и $\lambda > 770\text{nm}$ $V(\lambda)=0$.



фиг.13.3

Произведението на лъчистия поток Φ_e за светлина с определена дължина на вълната по стойността на относителната спектрална

чувствителност на окото за тази дължина се нарича *светлинен поток*. Означава се с Φ_v , а дименсията му е лумен (lm):

$$\Phi_v = \Phi_e \cdot V(\lambda);$$

$$1 \text{ lm} = 683 \text{ V}(\lambda), \text{ W}.$$

V. Облъченост

Облъчеността E_e в точка от дадена повърхнина се определя чрез отношението на лъчистия поток $d\Phi_e$, паднал върху елемент от повърхността, който съдържа разглежданата точка, към лицето dS на този елемент:

$$E_e = \frac{d\Phi_e}{dS}.$$

Дименсията за облъченост е W/m^2 .

G. Осветеност

В дадена точка от повърхнина осветеността E_v се определя чрез отношението на светлинния поток $d\Phi_v$ върху елемент от повърхнината, съдържащ разглежданата точка, към лицето dS на този елемент:

$$E_v = \frac{d\Phi_v}{dS}.$$

Дименсията за осветеност е лукс (lx):

$$1 \text{ lx} = 1 \text{ lm/m}^2.$$

Съществуват и други фотометрични величини, които обаче не представляват интерес за настоящия курс. Те са обект на разглеждане в други дисциплини.

14. Класификация на електротехническите материали

Съгласно изложението в т. 11 материалите въз основа на зонната теория се класифицират на диелектрици, полупроводници и проводници.

Според магнитните си свойства материалите най-общо се делят на немагнитни и магнитни (вж. т. 12).

Съобразно с приложението им в електротехниката и електрониката материалите се класифицират на диелектрици, проводници, полупроводници и магнетици.

Диелектриците най-често се използват като електроизолационни материали – предназначени са да възпрепятстват протичането на електричен ток в места, където това е вредно за правилната и икономична работа на електричните съоръжения и електронни устройства или/и е опасно за живота на хора и животни. В повечето случаи диелектриците служат и да крепят, да затягат или да носят проводниците. Особена група образуват активните диелектрици, отличаващи се от обикновените по това, че техните свойства могат да се управляват в широк диапазон под въздействие на различни полета и външни фактори.

Проводниците са тела (вещества), притежаващи способността добре да провеждат електричен ток; те съдържат голямо количество свободни електрични заряди. Използват се при производството, пренасянето, разпределението, трансформирането и консумирането на електричната енергия.

Полупроводниците по способността си да провеждат електричен ток заемат междинно положение между диелектрици и проводници. Техните електрични свойства силно се влияят от примесите и външни енергетични въздействия. Възможно е чрез подходяща технология в тях да се получи структура с еднопосочна електрична

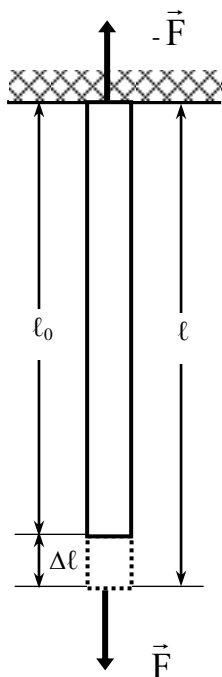
проводимост. Особеностите на техните свойства позволяват широкото им използване в различни области на електрониката и електротехниката.

Магнитните материали се отличават със способността си да усилват магнитното поле, в което се намират. Използват се за направа на магнитопроекти в електрични машини и апарати, за екраниране на магнитни полета; от тях се изработват постоянни магнити.

II. НЕЕЛЕКТРИЧНИ СВОЙСТВА НА МАТЕРИАЛИТЕ

15. Механични свойства

15.1. Механични свойства на твърди материали



фиг.15.1

Механични свойства на твърдите материали са: еластичност, пластичност, якост (на опън, натиск, огъване, усукване и др.), устойчивост на удар (ударна жилавост), твърдост, износоустойчивост и т.н. Някои от тези свойства са разгледани в следващото изложение.

Под действие на външни сили детайлите се деформират. Деформациите са:

- *еластични* – при тях тялото възстановява първоначалните си размери и форма след прекратяване на действието на силите, предизвикали деформацията;

- *пластични* – които се запазват след прекратяване на действието на деформиращите сили.

При опън и натиск натоварването се характеризира с величината *механично напрежение* σ , равно на силата F , разделена на площта S на напречното сечение на изпитван образец (фиг. 15.1):

$$\sigma = \frac{F}{S},$$

където F е в N, S – в m^2 , σ - в Pa (Паскал).

Величината

$$\varepsilon = \frac{l - l_0}{l_0},$$

където l е дължина на деформирания образец, l_0 - първоначална дължина на недеформирания образец, се нарича *относителна линейна деформация*.

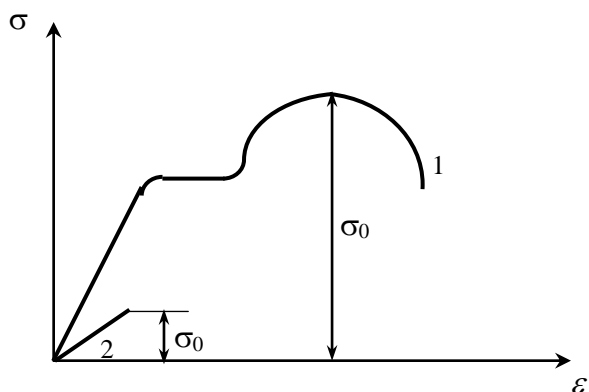
Изпитването на опън е един от най-разпространените методи за изследване на якостните свойства на материалите. То се извършва върху образци с кръгло или правоъгълно сечение. На специална машина те се натоварват с определена скорост. Машината притежава устройство за получаване на диаграма, представяща в графичен вид зависимостта между удължението на образца $l - l_0$ и приложената сила F . По характер тази диаграма не се различава от зависимостта относителна деформация (ε) – напрежение (σ). Изпитването продължава до разрушаване на образца.

На фиг.15.2 са показани типични диаграми за стомана (1) и керамика (2).

Най-голямото напрежение σ_0 , достигнато в хода на изпитването, се нарича *якост на опън*.

В областта на линейна зависимост (в тази област деформацията е еластична) е в сила законът на Хук:

$$\sigma = E\varepsilon, \tag{15.1}$$



фиг.15.2

където коефициентът на пропорционалност E се нарича модул на Юнг; дименсията му е Pa.

Определянето на якостта на натиск σ_n се извършва по начин, аналогичен на начина за определяне на σ_0 , но напрежението и деформацията сменят значите си. Този вид изпитване се прилага рядко и то само за крехки материали. (*Крехкост* е свойство на някои материали да се разрушават при механични въздействия без забележима пластична деформация). Например при

изследване на пластмаси се изпитват цилиндрични образци с височина 15mm и диаметър 10mm. Натоварването е по оста – образецът се поставя между стоманени плочи и се притиска с определена скорост на нарастване на механичното напрежение.

За ред диелектрици (стъкло, керамика, много пластмаси и др.) якостта на натиск σ_n е значително по-голяма от якостта на опън σ_0 , докато при металите σ_0 и σ_n са от един и същ порядък.

σ_0 за някои материали силно нараства при намаляване на площта на напречното сечение.

При изпитване на опън и натиск образците се подлагат на бавно нарастващо напрежение, затова натоварването се нарича статично.

Разпространен начин за оценка на способността на материалите да се съпротивляват на бързо изменящи се (динамични) товари е изпитването им на ударно огъване, при което се определя тяхната ударна жилавост $\sigma_{y\partial}$. Тази величина се намира от уравнението

$$\sigma_{y\partial} = \frac{A}{S},$$

където A е работа (в J), извършена за разрушаване на образец с напречно сечение S (в m^2); $\sigma_{y\partial}$ е в J/m^2

Твърдост се нарича способността на материала да се съпротивлява на проникването в него на друг, по-твърд материал.

За определяне на твърдостта най-голямо разпространение е получил методът на притискане към материала на сфера от твърда сплав или на диамантена четиристенна пирамида. В първия случай се определя твърдостта по Бринел (HB), а във втория – твърдостта по Викерс (HV). Твърдостта H се характеризира с отношението между действащата върху сферата (пирамидата) сила F (в N) и площта S (в m^2) на повърхността на отпечатъка:

$$H = \frac{F}{S};$$

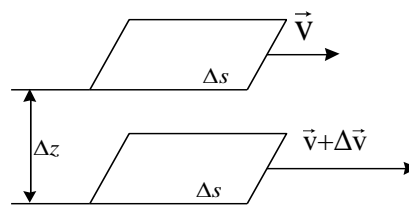
H се получава в Pa.

15.2. Механични свойства на течности

От механичните свойства на течностите за електротехниката най-голям интерес представлява вискозитетът (вътрешно триене) – това е свойството им да оказват

съпротивление при преместване на едни техни части спрямо други. Това е важна характеристика на трансформаторното масло и други течни диелектрици.

Нека в поток от флуид (течност или газ) 2 успоредни слоя, всеки с площ ΔS , намиращи се на разстояние Δz един от друг, се движат в една и съща посока с различни скорости v и $v+\Delta v$ (фиг. 15.3). Долният слой се стреми да ускори горния, а горният слой забавя долния. Между двата слоя действат сили на вътрешно триене с големина



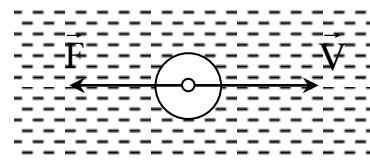
фиг.15.3

$$F = \eta \frac{\Delta v}{\Delta z} \Delta S,$$

където коефициентът на пропорционалност η се нарича *динамичен вискозитет*. Дименсията му е Pa.s.

Динамичният вискозитет фигурира в ред закони на аеро- и хидродинамиката.

Например законът на Стокс се отнася за съпротивителната сила F , която действа върху сферично тяло с радиус r , движещо се във флуид със скорост v (фиг. 15.4):



фиг.15.4

$$F = 6\pi \eta r v.$$

$$(15.2)$$

Тъй като върху повърхността на сферата е полепнал тънък слой флуид, който се движи заедно с нея, триене се осъществява между отделни слоеве на флуида.

Кинематичен вискозитет ν - равен е на динамичния вискозитет, разделен на плътността ρ на флуида:

$$\nu = \frac{\eta}{\rho}.$$

Дименсията му е m^2/s .

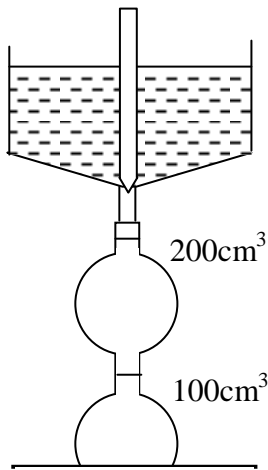
Условен вискозитет (ВУ) – характеризира течностите. Равен е на отношението между времето t , за което от стандартен съд с калибриран отвор изчитат 200 cm^2 от изследваната течност, и времето t_0 , за което от същия съд изтича същото количество дестилирана вода при температура 20°C :

$$ВУ = \frac{t}{t_0}.$$

Дименсията за условен вискозитет е градуси по Енглер ($^\circ\text{E}$).

Уредът, с който се извършва измерването, се нарича вискозиметър на Енглер (показан е схематично на фиг. 15.5).

От условен към кинематичен вискозитет преход може да се извърши по таблици, номограми или формули. Една такава формула е следната:



фиг.15.5

$$v = \left(7,5BY - \frac{7}{BY} \right) 10^{-6}.$$

Вискозитетът на течностите с повишаване на температурата намалява по експоненциален закон:

$$\eta = Ae^{\frac{W}{kT}}, \quad (15.3)$$

където A е коефициент, характерен за дадена течност, W - енергия на активация, равна на работата за преместване на частица от едно равновесно положение в друго съседно; k - константа на Болцман ($= 1,38 \cdot 10^{-23}$, J/K); T - термодинамична (абсолютна) температура.

16. Свойства на материалите, свързани с влагата

Много често електротехнически и електронни изделия се намират във влажна среда, при което техни елементи проявяват хигроскопичност, водопоглъщаемост, влаго- и водопроницаемост, способност да се мокрят или да не се мокрят. Особено важни са тези свойства за електроизолационните материали.

Влажността на материалите ψ се оценява с относителното съдържание на вода в тях:

$$\psi = \frac{m - m_o}{m_o} 100\%,$$

където m е маса на образец от материала с влага, m_o - маса на същия образец без влага.

Влажността на материалите е свързана с влажността на заобикалящата ги среда.

Въздухът винаги съдържа някакво количество водни пари. За оценка на влажността му са въведени следните величини:

- *Абсолютна влажност* – оценява се с масата m на съдържащите се в 1m^3 въздух водни пари;

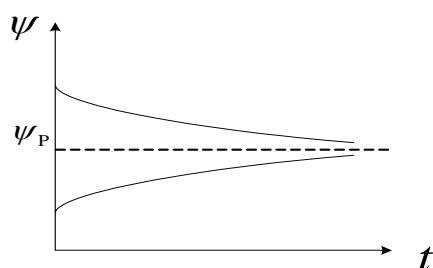
- *Максимална абсолютна влажност* – маса на насищащите водни пари в 1m^3 въздух (m_{max}) – това е максималното възможно количество водни пари в 1m^3 въздух; m_{max} нараства с повишаване на температурата;

- *Относителна влажност* ϕ - равна е на отношението между абсолютната влажност и максималната абсолютна влажност при дадена температура; изразява се най-често в проценти:

$$\phi = \frac{m}{m_{max}} \cdot 100\%.$$

Ако сравнително сух образец бъде поместен във въздух с относителна влажност ϕ , материалът поглъща влага, постепенно неговата влажност ψ се повишава и с течение на времето t се приближава асимптотично към определена стойност, наречена *равновесна влажност* (ψ_p). Ако във въздух със същата влажност се помести същият образец, но с начална влажност, превишаваща ψ_p , неговата влажност ще намалява,

стремейки се към ψ_p (фиг. 16.1). Равновесната влажност расте с увеличаване на относителната влажност на въздуха и намалява с повишаване на температурата.



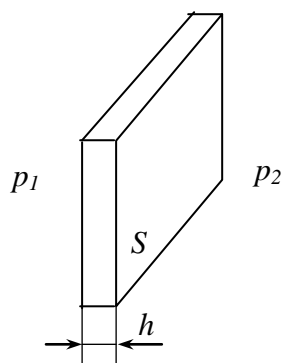
фиг.16.1

Хигроскопичността на един материал е равна на равновесната влажност след престой във въздух с относителна влажност 100 % в продължение на 24 или 48 часа.

Водопоглъщаемостта на материала е равна на равновесната му влажност след престой във вода 24 или 48 часа.

Влагопроницаемостта е важна характеристика за оценка на материалите за защитни покрития (шлангове на кабели, опресовка на кондензатори, компаундни заливки, лакови покрития).

Количеството водни пари m , преминаващо за време t през плоскопаралелен образец с площ на повърхността S и дебелина h при разлика между наляганията на водните пари от двете му страни p_1-p_2 (фиг. 16.2) е



фиг.16.2

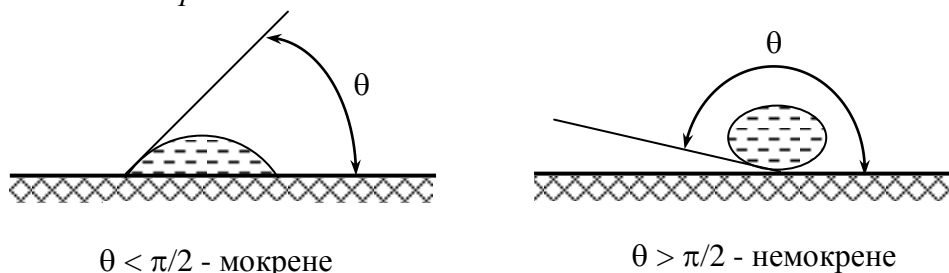
$$m = \Pi \frac{(p_1 - p_2)S}{h} t,$$

където коефициентът на пропорционалност Π се нарича *влагопроницаемост* на материала. Дименсията му е s.

Например за парафин $\Pi = 1,5 \cdot 10^{-16}$ s, за полистирол $\Pi = 6,2 \cdot 10^{-15}$ s.

Когато през образца преминава вода, свойството се нарича *водопроницаемост*.

Мокрене и немокрене. За дадено твърдо тяло различните течности могат да бъдат мокреци или немокреци и дадена течност за различни твърди тела може да е мокреца или немокреца. Ако върху повърхността на мокрецо се твърдо тяло попадне капка течност, тя се разлива и придобива формата от фиг. 16.3.а. В този случай силите на привличане между частиците на твърдото тяло и течността (адхезионни сили) са по-големи от силите на привличане между молекулите на самата течност (кохезионни сили). Когато адхезионните сили са по-малки от кохезионните сили, течността е немокреца и капка от нея придобива формата на фиг. 16.3.б. Отчетеният вътре в течността ъгъл θ между допирателните към повърхностите на твърдото тяло и течността, преминаващи през точка от граничната линия между въздух, течност и твърдо тяло и лежащи в равнина, перпендикулярна на равнината на граничната линия, се нарича *ъгъл на мокрене*.



$\theta < \pi/2$ - мокрене

$\theta > \pi/2$ - немокрене

а)

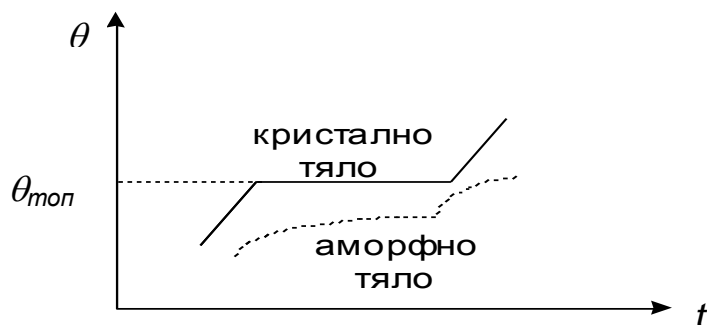
б)

фиг. 16.3

17. Свойства на материалите, свързани с топлината

17.1. Температури на топене и размекване

Ако на вещество, намиращо се в кристално състояние, се придава всяка секунда едно и също количество топлина*, температурата му θ се изменя с времето t така, както е показано на фиг. 17.1. Първоначално тя се повишава. При достигане на определена



фиг.17.1

стойност $\theta_{топ}$, наречена температура на топене, макар че продължава подаването на топлина към тялото, температурата му престава да се изменя. Започва процесът на топене, в хода на който все нови и нови порции вещество се превръщат в течност. Когато тялото

изцяло премине в течно състояние, температурата отново започва да се повишава.

Кристалните тела имат точно определена температура на топене. Преходът от кристал в течност се извършва скокообразно.

Втвърдяване, при което от течността се получава кристално тяло, се нарича кристализация. Температурата на кристализация е равна на температурата на топене.

Кривата на загревяне на аморфно тяло има друг вид. При равномерно придаване на топлина температурата му непрекъснато се повишава. Аморфните материали нямат определена температура на прехода в течно състояние. Този преход се извършва постепенно в широк температурен интервал, през който тялото се размеква и постепенно се втечнява. То преминава през всички междинни състояния между твърдо и течно състояние. Същото се наблюдава при втвърдяване. Това се обяснява с факта, че течностите и аморфните тела се различават само по степента на подвижност на частиците – аморфните тела представляват силно преохладени течности.

Тъй като аморфните тела нямат определена температура на топене, за тях се въвежда условна температура на размекване, която се установява по различни методи.

17.2. Температурен коефициент (ТК, α)

Нека характеристиката x (електрична или неелектрична) на дадено вещество е функция на температурата: $x=x(T)$. Температурният коефициент на x се определя с уравнението

$$TK_x = \alpha_x = \frac{1}{x} \frac{dx}{dT}. \quad (17.1)$$

Дименсията за температурен коефициент е K^{-1} .

Например температурният коефициент на линейна деформация (нарича се още температурен коефициент на линейно разширение) е

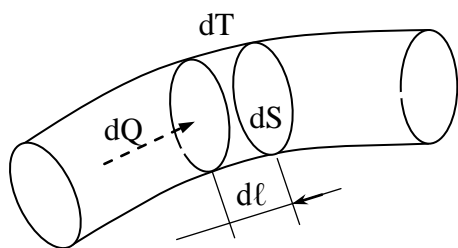
$$TK_l = \alpha_l = \frac{1}{l} \frac{dl}{dT},$$

където l е дължина.

* **Топлина** – енергия която се предава от едно тяло на друго в резултат на температурна разлика.

Ако $TK_x > 0$, това означава, че при повишаване на температурата характеристиката x нараства. Ако $TK_x < 0$, при повишаване на температурата x намалява.

17.3. Теплопроводност



фиг.17.2

Теплопроводността е пренасяне на топлина в дадено тяло от места с по-висока температура до места с по-ниска температура чрез взаимодействие между атомите, молекулите или йони с по-голяма кинетична енергия с такива, притежаващи по-малка. В газовете топлината се пренася чрез сблъсквания на газовите молекули, като тези които имат по-голяма кинетична енергия, предават при ударите част от енергията си на молекулите с по-малка енергия.

Теплопроводността в течностите се дължи главно на същия процес. В твърди проводници теплопроводността възниква от подобен процес, протичащ между наличните свободни електрони и йоните. Взаимодействието между молекулите, създаващи теплопроводност в твърди диелектрици, възниква от еластичните сили на привличане между молекулите, които са фиксирани в пространството.

Опитно е установено, че количеството топлина dQ , което преминава през слой с дебелина dl и площ dS (фиг. 17.2) при температурна разлика между двете повърхности на слоя dT , е пропорционално на температурния градиент $\frac{dT}{dl}$, на площта dS и на времето dt :

$$dQ = -\lambda_T \frac{dT}{dl} dS dt. \quad (17.3)$$

Знакът “-“ отразява обстоятелството, че топлината се разпространява в посока на намаляване на температурата.

Коефициентът на пропорционалност в уравнение (17.3) λ_T се нарича *коефициент на теплопроводност*. Дименсията му е $\frac{W}{m.K}$.

Стойността на λ_T за диелектриците е значително по-малка, отколкото на металите (табл. 17.1). Това затруднява намирането на решения за ефективно отвеждане на енергията от топлинно натоварените електроизолационни конструкции.

Таблица 17.1

Материал	$\lambda_T, \frac{W}{m.K}$
Въздух	
Хартия	0,1
Гетинакс	0,35
Порцелан	1,6
Кварц (топен)	1,25
Кварц (кристален)	12,5
Алуминий	209
Мед	390
Сребро	415

17.4. Устойчивост на импулсно топлинно натоварване

За крехките твърди материали (стъкло, керамика и др.) от съществено значение за употребата им е тяхната устойчивост на резки температурни промени (термоудар). При внезапно нагриване или охлаждане на изделия от такива материали, поради неравномерното разпределение на температурата по дебелината им, в тях възникват големи механични напрежения, които могат да ги разрушат.

Решаваща роля играят напреженията, които възникват в повърхностния слой. При бързо нагриване той се стреми да се разшири, в резултат на което в него възникват напрежения на натиск. При бързо охлаждане повърхостният слой се стреми да се свие и в него възникват напрежения на опън. Известно е, че например стъклото има значително по-голяма якост на натиск, отколкото на опън и в съответствие с това термоустойчивостта му при бързо нагриване е значително по-голяма, отколкото при бързо охлаждане.

Количествена оценка на материали и изделия по отношение на устойчивостта им на термоудар е най-голямата температурна промяна ΔT , която могат да издържат без напукване или разрушаване. Тя се подчинява на уравнението

$$\Delta T = K \frac{\sigma_o}{TK_e E} \sqrt{\frac{\lambda_T}{\rho c}},$$

където K е коефициент на пропорционалност; σ_o - якост на опън; TK_e - температурен коефициент на линейна деформация; E - модул на Юнг; λ_T - коефициент на топлопроводност; ρ - плътност; c - специфичен топлинен капацитет.

17.5. Температури на пламване и възпламеняване

Температурите на пламване и възпламеняване са характеристики на течни и разтопени органични вещества. Те представляват особен интерес при оценка на качествата на трансформаторно масло, а също на разтворители и разреждители, използвани в производството на електроизолационни лакове.

Тези температури са свързани със следните явления:

а. Припламване – кратковременно възпламеняване на парите над повърхността на течност, когато към тях се поднесе открит пламък (възпламенител). След отдалечаване на възпламенителя горенето се преустановява.

Температура на припламване (пламна точка) е най-ниската температура на течността, при която парите ѝ образуват с въздуха припламваща смес.

б. Възпламеняване – начален момент на трайно горене, което продължава след отдалечаване на възпламенителя.

Температура на възпламеняване е най-ниската температура на горимото вещество, при която под действие на открит пламък възниква устойчиво горене.

18. Радиационна устойчивост

В съвременната техника е възможно използване на електро- и радиоапаратура в условията на краткотрайно или продължително действие на корпускулярни или вълнови радиоактивни лъчения с висока енергия. Радиационна устойчивост е свойството на материалите да запазват електричните си и механични характеристики при и след въздействие на радиоактивно облъчване.

От друга страна радиоактивните лъчения могат да се използват в технологични процеси за създаване на материали с нови свойства.

Освен това някои материали се прилагат като екрани (прегради) за лъченията.

Към корпускулярните лъчения се отнасят бързите и бавни неутрони, части от ядра, *алфа* (α)-*частици* (ядра на хелиеви атоми – 2 протона + 2 неутрона), *бета* (β)-*частици* (бързи електрони или позитрони).

α -частиците имат скорост от порядъка 10^7 m/s (14-20 km/s) и проникваща способност във въздуха до 10 cm, а в по-плътни материали (метали) – до няколко десетки μm (10^{-5} m).

β -частиците са със скорост от порядъка 10^8 m/s, която може да достигне стойности, близки до скоростта на светлината ($c=3\cdot 10^8$ m/s). Малката маса и голямата им скорост обуславят техния сравнително голям пробег – във въздух до 10 m, а в оловото до 3 mm.

Към вълновите излъчвания спадат *гама* (γ)-*лъчите*. Те са електромагнитни вълни с много малка дължина на вълната ($\lambda=10^{-11} \div 10^{-13}$ m). Тъй като вълновите свойства се проявяват само при най-дълговълновите γ -лъчи, а корпускулярните са отчетливо изразени, прието е те да се разглеждат като поток от частици - γ -кванти. Проникващата им способност е много голяма – във въздух е 600 m.

Радиоактивните лъчи имат силно йонизиращо действие, затова се наричат още йонизиращи лъчения.

Източници на йонизиращи лъчения са радиоактивните елементи, чиито атомни ядра притежават способността спонтанно да се превръщат, ядрени реактори, в които се извършва верижна ядрена реакция; γ -лъчи се получават и при различни взаимодействия на елементарни частици.

Вид йонизиращо лъчение са рентгеновите лъчи. Те са подобни на γ -лъчите, но имат по-голяма дължина на вълната ($\lambda=10^{-8} \div 10^{-12}$ m). Получават се с помощта на специални устройства, наречени рентгенови тръби. Възникват при процеси, свързани с ускоряване на електронни потоци.

Някои по-важни величини, характеризиращи йонизиращите лъчения, и съответните измервателни единици са следните:

- *Активност на радионуклид** A - отношение на средния брой спонтанни ядрени превръщания dN , които се извършват в определено количество радиоактивни ядра в малък интервал от време, към продължителността на този интервал dt :

$$A = -\frac{dN}{dt}.$$

Дименсията за активност на радионуклид е *Бекерел* (Bq) – 1Bq е активност, при която за време 1s се извършва едно превръщане:

$$1\text{Bq}=1\text{s}^{-1}.$$

- *Погълната доза лъчение* D - отношение на погълнатата енергия dW от елемент на облъчено вещество към масата dm на този елемент:

$$D = \frac{dW}{dm}.$$

Дименсията за погълната доза лъчение е *Грей* (Gy). Погълнатата доза е 1Gy, когато 1J енергия на йонизиращото лъчение се поглъща от 1kg вещество:

$$1\text{Gy}=1\text{J/kg}.$$

* *Радионуклид* – радиоактивно ядро.

- Пренос (флюенс) на частици Φ в дадена точка на пространството – отношение на броя на частиците dN , падащи върху малка сфера за определен интервал от време, към лицето на диаметралното сечение на тази сфера:

$$\Phi = \frac{dN}{dS}.$$

Дименсията за пренос (флюенс) на частици е m^{-2} .

Мощност на преноса на частици φ – величина, равна на преноса на частици $d\Phi$ за интервал от време dt , разделен на този интервал:

$$\varphi = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{dN}{dS \cdot dt}.$$

Дименсията за мощност на преноса на частици е $m^{-2} \cdot s^{-1}$.

- Линеен коефициент на отслабване μ - в уравнението

$$\varphi = \varphi_0 e^{-\mu x},$$

където φ_0 е начална мощност на преноса на частици, φ - мощност след преминаване през слой вещество с дебелина x .

Дименсията за линейния коефициент на отслабване е m^{-1} .

- Слой на полуотслабване $d_{1/2}$ (в m) - дебелина на слоя вещество, при която началната мощност на преноса на частици φ на успореден тесен сноп частици, преминаващи перпендикулярно на слоя, намалява наполовина.

Величините μ и $d_{1/2}$ са свързани чрез уравнението

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}.$$

Те зависят от естеството на материала и природата на лъчението.

Например за γ -кванти с енергия $W=h\nu=2\text{MeV}$ и поглъщащ материал олово $d_{1/2} = 0,015 \text{ m}$.

В областта на радиационната безопасност се използва величината *еквивалентна доза лъчение* H . Тя изразява очаквания биологичен ефект от облъчването в дадена точка на облъчваната тъкан.

$$H=KD,$$

където D е погълнатата доза лъчение; K е безразмерен коефициент, определящ влиянието на различни фактори върху ефекта от облъчването на даден организъм или орган.

Дименсията за еквивалентна доза лъчене е *Сиверт* (Sv).

$$1 \text{ Sv} = 1 \text{ J/kg}.$$

Влиянието на радиоактивните лъчения върху веществата се обуславя от тяхното йонизиращо действие. Неутронното и γ -лъчението нарушават структурата в големи обеми, тъй като проникват на голяма дълбочина. Ефектът от въздействието на заредени частици се наблюдава предимно в повърхностния слой.

Йонизиращите лъчения предизвикват молекулни превръщания и химични реакции – могат да се разкъсват химични връзки, в резултат на което възникват свободни радикали.

В полимерите се предизвиква образуване или ликвидация на двойни връзки, полимеризация, създаване на напречни връзки, при което се наблюдават изменения на свойствата; отделят се газове.

Например след облъчване с доза $5 \cdot 10^4$ Gy тефлонът става крехък и се разпада. Полиизобутиленът, който е каучукоподобно вещество, се превръща в течност. Полиетиленът повишава топлоустойчивостта си от 100 на 200°C и якостта му на опън нараства.

Влиянието на облъчването върху неорганичните диелектрици (кварц, слюда, циркониев оксид, слюдени материали със стъкловидно свързващо вещество) е по-слабо. В тях се образуват центрове на оцветяване. Възможно е влошаване на електричните им свойства.

Въздействието на йонизиращите лъчения върху металите е свързано с възникване на радиационни дефекти, при което тяхната якост нараства, но намалява пластичността им. Увеличаването на дефектността на структурата води до понижаване на електричната проводимост.

Влиянието на лъченията върху свойствата на полупроводниците зависи както от вида и дозата на облъчването, така и от типа на материала. При облъчване с високо енергийни частици се създават точкови радиационни дефекти, сложни дефекти, а също и безпорядъчни области. Възможно е промените да доведат до пълно изгубване на полупроводниковите свойства .

С помощта на дозирано лъчение от определен вид могат да се изменят целенасочено параметрите на даден полупроводников материал или елемент. Например облъчването с електрони подобрява превключващите свойства на транзисторите и интегралните схеми, но едновременно намалява коефициента на усилване.

Защитните свойства на материалите се характеризират с величините линеен коефициент на отслабване μ и със слоя на полуотслабване $d_{1/2}$.

III. ДИЕЛЕКТРИЦИ

19. Явления в диелектрик под действие на електрично поле

Характерен за всеки диелектрик процес, осъществяващ се при въздействие с електрично поле, е явлението *поляризация* – ограничено и обратимо преместване на електрични заряди на микроскопични или макроскопични разстояния в пределите на един образец.

В диелектриците се съдържа неголям брой свободни заряди, които обуславят протичането през тях на малък ток – осъществява се явлението *електропроводимост*.

Проводимостта и евентуално поляризацията са причини за загряване на диелектрика, което е свързано с явлението *диелектрични загуби*.

Всеки диелектрик може да бъде използван само при напрежения, непревишаващи някаква гранична стойност, характерна за него при определени условия. При по-високи напрежения настъпва *пробив в диелектрика* – загуба на неговите електроизолационни свойства.

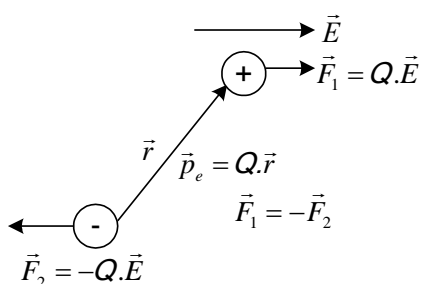
20. Поляризация

20.1. Механизъм на явлението поляризация

Под действие на електрично поле свързаните електрични заряди в диелектрика се преместват ограничено толкова повече, колкото по-голям е интензитетът на полето. Положителните заряди се преместват по посока на интензитета, отрицателните – в противоположна посока.

Когато полярен диелектрик се намира в равномерно електрично поле с интензитет \vec{E} , върху зарядите на всяка негова молекула (дипол) действат еднакви по големина и противоположни по посока успоредни (но не насочени по протежение на една права) сили (фиг. 20.1) (вж. т. 2.2). Тази двойка сили се стреми да завърти молекулата (дипола) по посока на полето. При отсъствие на поле молекулите се дезориентират хаотично вследствие на топлинното движение.

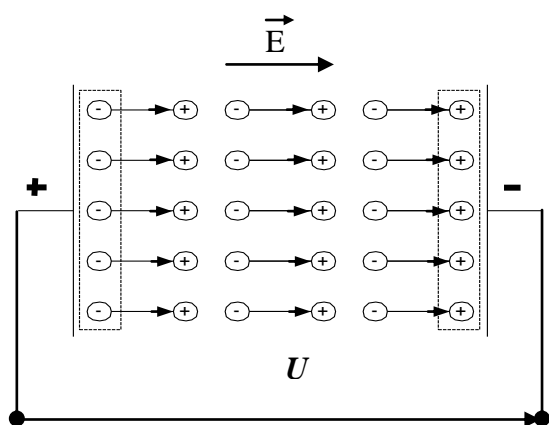
В неполярна молекула под действие на електрично поле положителните и отрицателните заряди и съответно техните центрове се изместват едни спрямо други. Така молекулата придобива електричен диполен момент по посока на полето. След премахване на полето зарядите се връщат в първоначалните си положения.



фиг. 20.1

Явлението ограничено и обратимо преместване на свързани електрични заряди (в някои случаи и на свободни заредени частици) в диелектрик под действие на електрично поле се нарича диелектрична поляризация.

Нека плоскопаралелна пластина от диелектрик е поставена в равномерно електрично поле, създадено между електродите на плосък кондензатор, включен към източник на постоянно напрежение. Извършва се поляризация; възниква определен порядък в разположението на зарядите на атомите (молекулите), както това схематично е показано на фиг. 20.2. Върху двете срещуположни повърхности на образеца се появяват некомпенсирани разноименни заряди (на фиг. 20.2 са заградени с непрекъснати линии). Във всеки достатъчно голям обем вътре в диелектрика общият електричен заряд е 0.



фиг. 20.2

20.2. Електрична поляризация \vec{P} . Електрична индукция \vec{D}

Електричната поляризация \vec{P} е векторна величина, характеризираща степента на поляризация на диелектрика. Тя е равна на сумарния електричен диполен момент в единица обем:

$$\vec{P} = \frac{\sum_{\Delta V} \vec{p}_i}{\Delta V},$$

където $\sum_{\Delta V} \vec{p}_i$ е сумарен електричен диполен момент в обем ΔV .

За по-голяма част от диелектриците, наречени пасивни или линейни, електричната поляризация \vec{P} е пропорционална на интензитета \vec{E} на външното електрично поле (поле, съществуващо в пространството преди внасянето на диелектрика в него), т.е. \vec{P} е линейна функция на \vec{E} :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi_e \vec{E}, \quad (20.1)$$

където $\epsilon_0 \chi_e$ играе ролята на коефициент на пропорционалност; ϵ_0 е електрична константа (вж. т. 10, коментара след уравнение 10.2), а χ_e е безразмерна величина, наречена електрична възприемчивост.

Друга величина, описваща електричното поле в диелектрика и явлението поляризация, е електричната индукция \vec{D} , която е сума от 2 вектора: $\epsilon_0 \vec{E}$ - характеризиращ полето във вакуум, и \vec{P} - характеризиращ поляризираното състояние на диелектрика:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (20.2)$$

При вземане под внимание на (20.1) от уравнение (20.2) следва

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \epsilon_0 \chi_e \vec{E} = \epsilon_0 (1 + \chi_e) \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}, \quad (20.3)$$

където:

$$\epsilon_r = 1 + \chi_e, \quad (20.4)$$

Величината, означена с ϵ_r , се нарича *относителна диелектрична проникваемост* – тя е свързана с процеса поляризация и е една от най-важните характеристики на диелектриците.

След изразяване на χ_e от уравнение (20.4) ($\chi_e = \epsilon_r - 1$) и заместване в (20.1) се получава:

$$\vec{P} = \epsilon_0 (\epsilon_r - 1) \vec{E}. \quad (20.5)$$

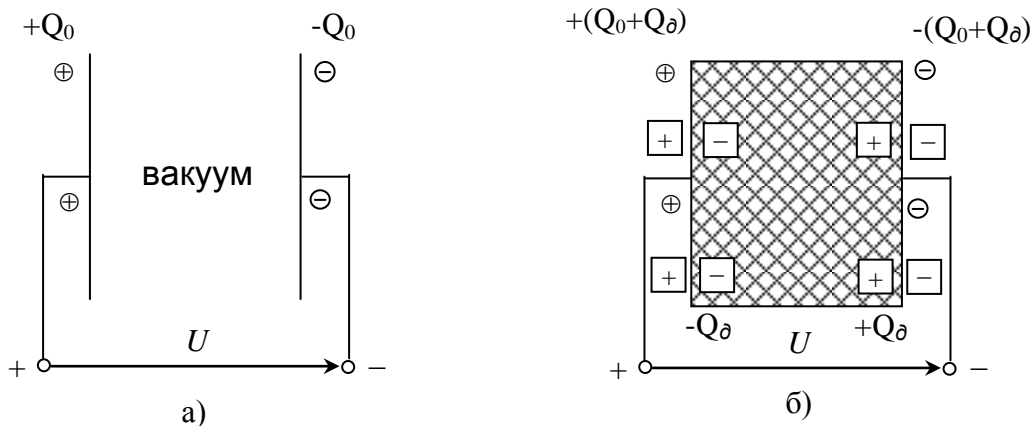
20.3. Физичен смисъл на относителната диелектрична проницаемост ϵ_r

Нека към вакуумен кондензатор с капацитет C_o е приложено напрежение U . Тогава големината на зарядите върху всеки един от електродите му е [вж. уравнение (10.1)]

$$Q_o = C_o U. \quad (20.6)$$

На фиг. 20.3.а тези заряди са означени с кръгчета.

фиг. 20.3



Когато между електродите се постави диелектрик, по неговите две срещуположни повърхности се появяват заряди Q_d , дължащи се на различни видове поляризации (вж. т. 20.1, фиг. 20.2).

Същевременно, ако напрежението, приложено върху кондензатора се запази, на неговите електроди се появяват допълнителни заряди, равни по големина на Q_d . Те се довеждат от източника през съединителните проводници, за да неутрализират зарядите Q_d по повърхностите на диелектрика. [Ще бъде припомнено, че от положителния електрод на кондензатора се изтеглят електрони към положителния полюс на източника (вж. т. 10)]. На фиг. 20.3.б зарядите Q_d са означени с квадратчета.

Относителната диелектрична проницаемост на диелектрик е равна на отношението между големината на натрупаните върху всеки един от електродите на кондензатор заряди при наличие на съответния диелектрик между тях и големината на зарядите върху електродите на същия кондензатор, но при наличие на вакуум между тях:

$$\epsilon_r = \frac{Q_o + Q_d}{Q_o} = 1 + \frac{Q_d}{Q_o}. \quad (20.7)$$

От уравнение (20.7) е ясно, че относителната диелектрична проницаемост е по-голяма от 1; за вакуум $\epsilon_r = 1$.

Като се положи

$$Q = Q_o + Q_d$$

уравнение (20.7) придобива вида

$$\epsilon_r = \frac{Q}{Q_o}. \quad (20.8)$$

Известно е, че [вж. уравнение (10.1)]

$$Q = CU, \quad (20.9)$$

където C е капацитет на кондензатора с диелектрик.

При заместване на Q и Q_0 с техните равни съгласно уравнения (20.9) и (20.6) в уравнение (20.8) се получава

$$\epsilon_r = \frac{C}{C_0}, \quad (20.10)$$

т.е. **относителната диелектрична проницаемост на един диелектрик е число, което показва колко пъти се увеличава капацитетът на вакуумен кондензатор, когато между електродите му е поставен съответният диелектрик.**

20.4. Основно уравнение на поляризационния процес. Уравнение на Клаузиус-Мосоти

Електричната поляризация \vec{P} , бидейки равна на сумарния електричен диполен момент в единица обем, може да се представи чрез произведението от броя на частиците (атоми, йони или молекули) в единица обем n_0 и средния електричен диполен момент на една частица \vec{p} :

$$\vec{P} = n_0 \vec{p}. \quad (20.11)$$

За полярна молекула \vec{p} е компонента на електричния й диполен момент по направление на полето. На свой ред \vec{p} е пропорционален на интензитета \vec{E}' на полето, действащо поляризиращо върху частиците:

$$\vec{p} = \alpha \vec{E}', \quad (20.12)$$

където коефициентът на пропорционалност α се нарича *електрична поляризуемост* на частица.

Интензитетът \vec{E}' изобщо е различен от интензитета на външното поле \vec{E} .
От уравнения (20.11), (20.12) и (20.5) следва

$$\vec{P} = n_0 \alpha \vec{E}' = \epsilon_0 (\epsilon_r - 1) \vec{E},$$

откъдето

$$n_0 \alpha \frac{E'}{E} = \epsilon_0 (\epsilon_r - 1), \quad (20.13)$$

което е *основно уравнение на поляризационния процес*. То показва, че относителната диелектрична проницаемост ϵ_r е свързана с броя на частиците в единица обем n_0 , тяхната електрична поляризуемост α и отношението E'/E , т.е. с величини, които зависят от естеството на материала. Следователно уравнение (20.13) илюстрира зависимостта между ϵ_r и структурата на диелектрика.

От основното уравнение на поляризационния процес може да се получи израз за относителната диелектрична проницаемост.

При газовете, тъй като тяхната плътност е малка, $\vec{E}' = \vec{E}$. Тогава от уравнение (20.13) следва

$$\varepsilon_r = 1 + \frac{n_o \alpha}{\varepsilon_o}. \quad (20.14)$$

Течностите и твърдите тела са около 10^3 пъти по-плътни от газовете и поради това за тях в основното уравнение на поляризацияния процес не може да се приеме, че $\vec{E}' = \vec{E}$.

Интензитетът на вътрешното поле \vec{E}' , действащо поляризиращо върху определена частица от течност или твърдо тяло, е векторна сума от интензитета на външното поле \vec{E} и интензитета \vec{E}_1 на полето, създадено от другите поляризиращи частици:

$$\vec{E}' = \vec{E} + \vec{E}_1. \quad (20.15)$$

Експерименталните и теоретични изследвания показват, че за неполярни диелектрици

$$\vec{E}_1 = \frac{\vec{P}}{3\varepsilon_o}. \quad (20.16)$$

От уравнения (20.15), (20.16) и (20.5) следва

$$E' = E + \frac{P}{3\varepsilon_o} = E + \frac{\varepsilon_o(\varepsilon_r - 1)E}{3\varepsilon_o}.$$

Полученият израз за E' се поставя в основното уравнение на поляризацияния процес (20.13) и след преобразуване се получава уравнението на Клаузиус-Мосоти:

$$\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} = \frac{n_o \alpha}{3\varepsilon_o}. \quad (20.17)$$

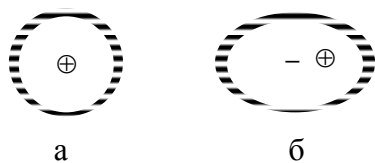
То трябва да се използва много внимателно, защото равенството (20.16) е валидно само за диелектрици с неполярни молекули, разположени в хаотичен безпорядък или образуващи високосиметрична структура. Най-добре е уравнението да се прилага за неполярни течности. Опитът да се използва за други диелектрици и особено за силно полярни вещества се оказва съвършено несъстоятелно. Общо взето, колкото α има по-голяма стойност, толкова съотношението (20.16) е по-неточно.

20.5. Видове поляризации на диелектриците

Според времето, за което се осъществяват различните видове поляризации, те се делят на две групи – бавни, които се извършват за по-малко от 10^{-10} s, и забавени (релаксационни*) – установяващи се за повече от 10^{-10} s. Забавените поляризации са съпроводени с отделяне на енергия във вид на топлина за сметка на действащото електрично поле.

*Релаксация - постепенно връщане в изходно състояние след премахване на действащия фактор.

Електронна поляризация. В изолиран атом при липса на външно електрично поле центърът на електронната обвивка съвпада с центъра на електричния заряд на ядрото (фиг. 20.4.а). Електричният диполен момент на атома е 0.



фиг. 20.4

Под действие на външно електрично поле електронната обвивка се премества спрямо ядрото обратно на посоката на полето и се деформира (фиг. 20.4.б). Ядрото, тъй като е по-масивно, се премества на пренебрежимо малко разстояние по посока на полето. В резултат атомът придобива електричен диполен момент.

Аналогично и в неполярна молекула под действие на външно електрично поле центърът на отрицателните заряди на електроните се измества спрямо центъра на положителните заряди на ядрата. Така се образува дипол.

След премахване на полето създадените по описания начин диполи изчезват.

Под действие на електрично поле и в полярните молекули се преместват и деформират електронните обвивки. Там обаче електронната поляризация се съпровожда и с друг вид поляризация. Изобщо електронна поляризация се извършва във всички диелектрици без изключение.

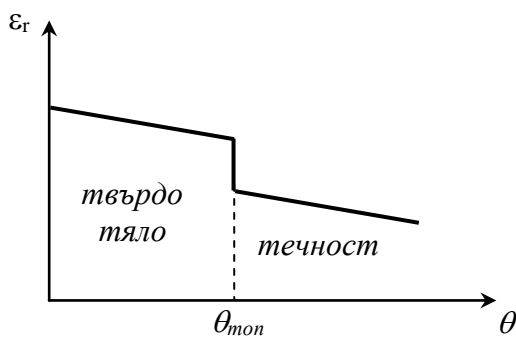
Тази поляризация е практически мигновена (установява се за време от порядъка 10^{-15} s), т.е. електронната поляризация е бърза.

Електричната поляризуемост при електронна поляризация α_e нараства при увеличаване на размерите на атома, тъй като тогава той съдържа слабо свързани с ядрото външни електронни слоеве и се увеличава преместването на електронната обвивка; същевременно нарастват по големина отрицателните и положителните заряди в атома.

Електричната поляризуемост на атомите при електронната поляризация е

$$\alpha_e = 4\pi \varepsilon_0 r^3,$$

където r е радиус на атома.

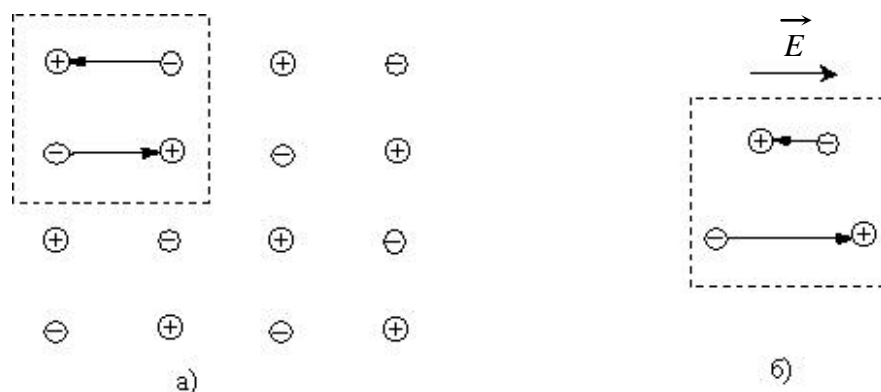


фиг.20.5

Електронната поляризация не е свързана със загуби на енергия. Тя не се влияе от температурата (θ). Но относителната диелектрична проницаемост ε_r на неполярни диелектрици, в които се извършва само електронна поляризация намалява при загряване (фиг. 20.5). Това е свързано с топлинното разширение и съответно намаляване на броя на частиците в единица обем n_0 . Скокообразното изменение на ε_r при температурата на топене θ_{mon} се обяснява с рязкото намаляване на n_0 .

Йонна поляризация. В твърди тела с йонен строеж при липса на външно поле векторната сума от електричните диполни моменти на диполите, образувани от всеки два съседни йона с противоположни знаци, е равна на 0 (фиг. 20.6.а, на която е показан равнинен модел на част от кристалната решетка на йонен кристал). Под действие на електрично поле йоните с различни знаци се преместват в срещуположни посоки. Електричните диполни моменти в посока на полето стават по-големи от електричните

диполни моменти в обратна посока (фиг. 20.6.б). Тялото придобива електричен диполен момент.



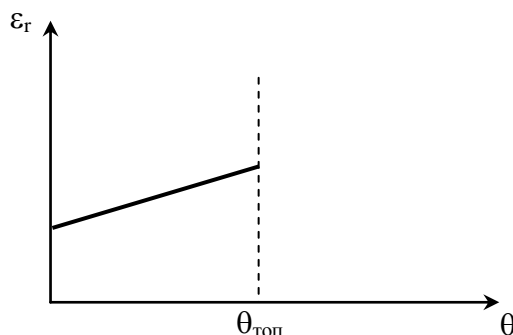
фиг.20.6

Йонната поляризация се извършва за кратко време – от порядъка 10^{-13} s, т.е. тя също е бърза.

Електричната поляризуемост при йонна поляризация е

$$\alpha_i = \frac{2q^2}{a},$$

където q е заряд на един йон; a - коефициент на еластична връзка между йоните.



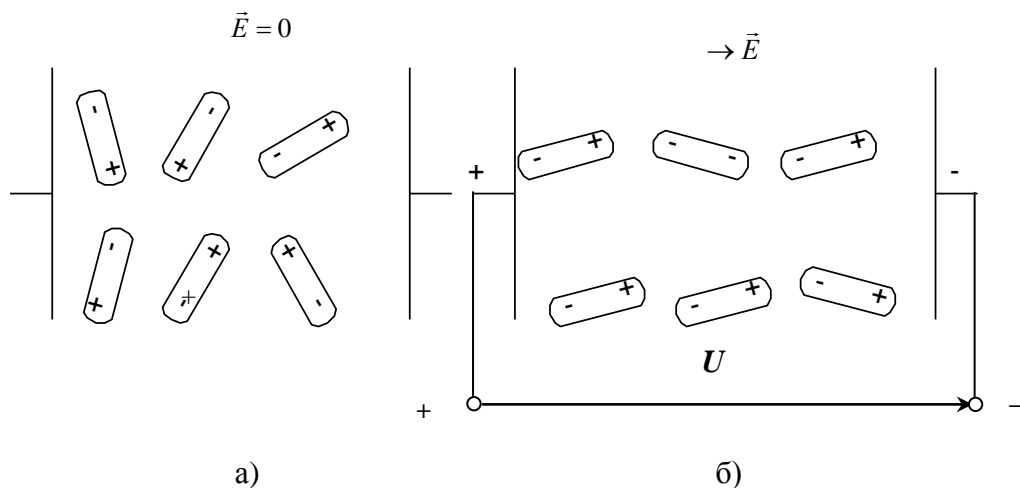
фиг. 20.7

Йонната поляризация не е свързана със загуби на енергия.

В йонните диелектрици с плътна опаковка на частиците в кристалната решетка (вж. т. 2.3) се извършва йонна и електронна поляризация. При загряване разстоянието между йоните се увеличава, а силата на привличане между тях намалява. Поради това електричното поле успява да раздалечи йоните на по-голямо разстояние – поляризацията се увеличава, съответно нараства ϵ_r . Същевременно обаче намалява плътността на веществото, което предизвиква намаляване на ϵ_r , но в повечето случаи този ефект е по-слаб и ϵ_r се увеличава с повишаване на температурата (фиг. 20.7). Изключение са кристалите, съдържащи йони на титана (например TiO_2 - рутил), за които ϵ_r намалява при загряване. Това се обяснява с преобладаващата в тях електронна поляризация.

Йонните диелектрици при топене губят диелектричните си свойства и се превръщат в проводници от II род – електролити. Зависимостта $\epsilon_r(\theta)$ прекъсва при температурата на топене θ_{mon} . Следователно йонната поляризация е възможно само в твърди материали с йонен строеж.

Диполно-релаксационна и диполно-радикална (радикално-релаксационна) поляризация. Диполно-релаксационната поляризация е характерна за полярни диелектрици. Ако върху тях не е приложено електрично поле, техните диполни молекули са ориентирани безпорядъчно и векторната сума от електричните им диполни моменти е равна на 0 (фиг. 20.8.а).



фиг. 20.8

Под действие на електрично поле диполите се стремят да се ориентират по посока на полето (фиг. 20.8.б). Срещу завъртането и установяването им в това положение се противопоставят междумолекулните сили и топлинното движение на молекулите. Затова диполите успяват да се насочат само частично. Сумарният електричен диполен момент на тялото вече не е равен на 0.

Електричната поляризуемост на диполите с постоянен електричен диполен момент е

$$\alpha_0 = \frac{p_0^2}{3kT},$$

където p_0 е електричен диполен момент на един дипол, k - константа на Болцман, T - термодинамична (абсолютна) температура.

В някои полярни твърди високомолекулни органични съединения групи от атоми (радикали) обуславят електрични диполни моменти на отделните макромолекули. В отсъствие на външно електрично поле те са разположени по такъв начин, че сумарният електричен диполен момент на тялото е равен на 0.

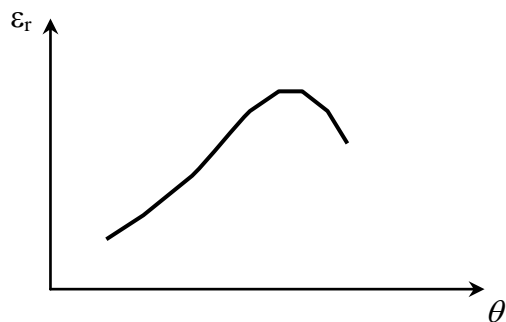
Под действие на електрично поле макромолекулите не могат да се преориентират, но радикалите се преместват по направление на полето и по този начин се осъществява завъртане на електричните диполни моменти на макромолекулите без самите те да се завъртят. Сумарният електричен диполен момент вече не е равен на 0 – тялото се е поляризирило. Този вид поляризация се нарича *диполно-радикална* или *радикално-релаксационна*.

Диполно-релаксационната и диполно-радикалната поляризация са забавени – установяват се за време $10^{-6} \div 10^{-10}$ s.

Те са свързани със загуби на енергия, тъй като завъртането на полярните молекули или техни части изисква преодоляване на съпротивителни сили.

За полярни диелектрици с диполно-релаксационна поляризация при повишаване на температурата електричната поляризация \vec{P} , респективно относителната диелектрична проникваемост се увеличават поради намаляване на междумолекулните сили и съответно нарастване на възможността за ориентиране на диполите по посока

на полето. При по-нататъшно загряване вследствие на интензивното топлинно движение на молекулите, ориентирането на диполите са затруднява - P и ϵ_r намаляват (фиг. 20.9).

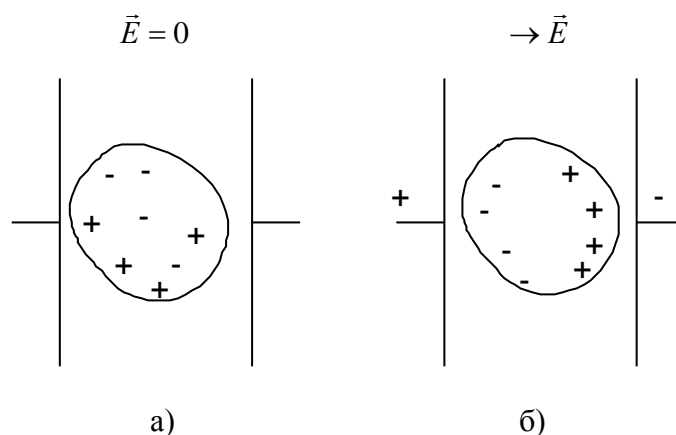


фиг.20.9

Аналогична е зависимостта на ϵ_r от θ и за твърди диелектрици с диполно-радикална поляризация.

Миграционна (междуслоеста) поляризация. Миграционна поляризация се осъществява в твърди нехомогенни диелектрици с макроскопични нееднородности, с полупроводящи или проводящи включения. Свойствена е и за многослойни електроизолационни материали. При отсъствие на външно електрично поле свободните електрични заряди (йони и

евентуално електрони) в нееднородностите са разпределени равномерно (фиг. 20.10.а). Под действие на електрично поле свободните заряди се преместват (мигрират) ограничено и обратимо в рамките на нееднородностите, без да ги напускат, до граничните им повърхности (фиг. 20.10.б). Така всяка нееднородност се превръща в дипол.



фиг. 20.10

Миграционната поляризация е бавна – извършва се за време $10^{-2} \div 10^2$ s, а понякога и повече.

Проявява се при постоянни и нискочестотни електрични полета.

Свързана е със загуби на енергия.

За диелектрик с миграционна поляризация повишаването на температурата води до нарастване на ϵ_r , причина за което е увеличаването на количеството на свободните заряди, участващи в поляризационния процес.

Йонно-релаксационна и електронно-релаксационна поляризация. Йонно-релаксационна поляризация се осъществява в йонни кристали с неплътна опаковка на йоните (вж. т. 2.3). Наблюдава се и в стъклата. Слабо свързани йони, извършвайки топлинно движение, сменят равновесните си положения.

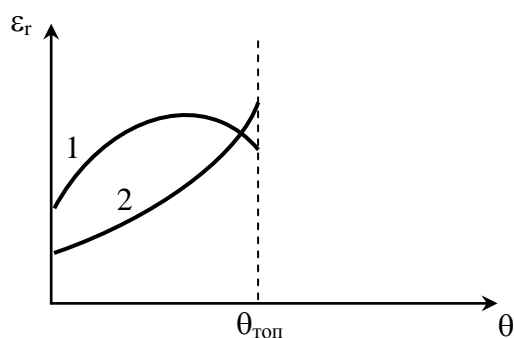
Под действие на електрично поле тези йони наред с хаотичното топлинно движение извършват и насочено движение, като остават в пределите на някакъв малък обем, чиито линейни размери превишават разстоянията между йоните, изграждащи

веществото. Тялото придобива електричен диполен момент, който след премахване на полето постепенно намалява. Тази поляризация е придружена винаги с електронна и йонна поляризация.

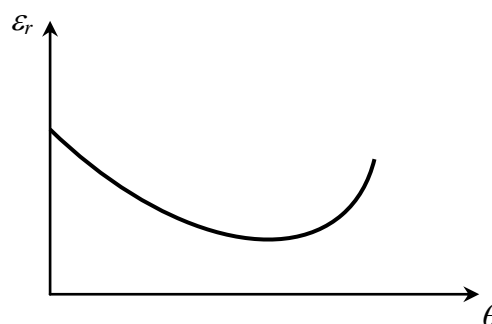
По аналогичен начин под действие на електрично поле могат да се преместват и слабо свързани електрони. В този случай поляризацията се нарича електронно-релаксационна. Наблюдава се в някои титанови съединения.

Йонно-релаксационната и електронно-релаксационната поляризация са забавени. Свързани са със загуби на енергия.

За диелектрици, в които се извършва електронна, йонна и йонно-релаксационна поляризация са възможни два вида зависимости на ϵ_r от температурата θ (фиг. 20.11) – едната притежава максимум преди стопяване на материала (крива 1), а другата няма максимум (крива 2), защото тялото се стопява преди ϵ_r да достигне максимална стойност. При повишаване на температурата броят на слабо свързаните йони се увеличава и ϵ_r расте. При много високи температури хаотичното топлинно движение възпрепятства преместването на йоните под действие на електричното поле и е възможно намаляване на ϵ_r .



фиг.20.11



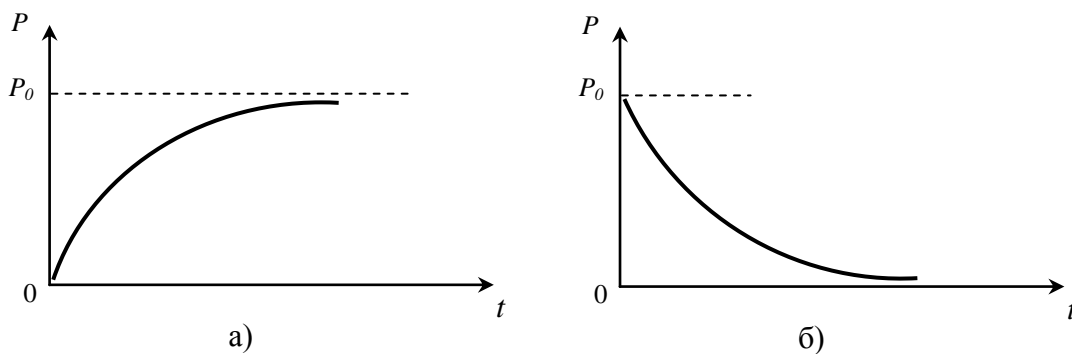
фиг.20.12

Ако в диелектрика се извършва и електронно-релаксационна поляризация, тогава с повишаване на температурата ϵ_r намалява. Но при по-високи температури поради увеличеното влияние на йонно-релаксационната поляризация ϵ_r расте (фиг. 20.12).

Съществуват и други видове поляризации, които са разгледани в по-нататъшното изложение.

20.6. Време на релаксация

При внезапно прилагане или снемане на електрично поле електричната поляризация P за даден вид релаксационна поляризация се изменя с времето по експоненциален закон, както е показано на фиг. 20.13. Фиг. 20.13.а илюстрира изменението на P след прилагане на постоянно електрично поле върху диелектрика в момент $t = 0$. След известно време P достига асимптотично стойността P_0 . На фиг. 20.13.б е изобразено изменението на електричната поляризация след премахване на електрично поле, което е действало продължително време върху диелектрика.



фиг.20.13

Кривите от фиг. 20.13.а, б имат уравнения съответно

$$P = P_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right);$$

$$P = P_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (20.18)$$

От уравнение (20.18) при полагане $t = \tau$ се получава

$$P = P_0 \cdot e^{-1} = \frac{P_0}{e} = \frac{P_0}{2,7}.$$

Следователно τ е времето, за което $P(t)$ намалява 2,7 пъти спрямо началната стойност P_0 след снемане на полето.

Величината τ е времеконстанта на дадена релаксационна поляризация и се нарича *време на релаксация*. Тя зависи от температурата, вискозитета на средата, размерите на частиците, обуславящи поляризацията. За сферичен модел на молекула, въртяща се в течна среда с динамичен вискозитет η , времето на релаксация може да се изрази чрез уравнението

$$\tau = \frac{4\pi\eta r^3}{kT} = \frac{3\eta V}{kT}, \quad (20.19)$$

където r и V са радиус и обем на молекулата, k – константа на Болцман, T – абсолютна температура.

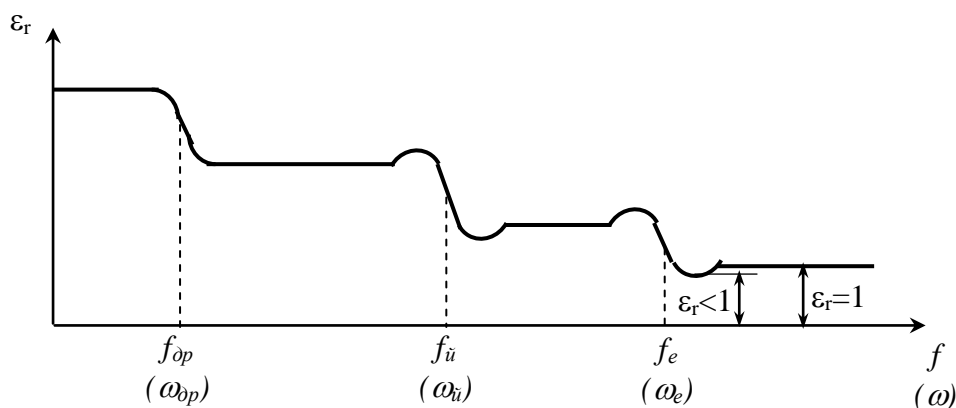
Електронната и йонната поляризация също се характеризират с време на релаксация; за тях то е значително по-малко.

Всъщност, може да се приеме, че времето, за което се извършва определен вид поляризация (в т. 20.5 са приведени данни за стойността му), е тъждествено с времето на релаксация.

20.7. Поляризация на диелектриците в променливо електрично поле

Честотна зависимост на относителната диелектрична проникваемост. Нека върху диелектрик е приложено променливо електрично поле, чиито интензитет се изменя по синусоидален закон. На фиг. 20.14 е представена типична зависимост на относителната диелектрична проникваемост ϵ_r от честотата на полето f за полярен диелектрик с релаксационна (например диполно-релаксационна), йонна и електронна поляризация. Прави впечатление стъпаловидният характер на кривата. Ако по

абсисната ос се нанася кръговата честота $\omega=2\pi f$ [вж. т. 8, коментара след уравнение (8.1)], характерът на зависимостта е същият. Средите на падащите участъци са при честоти $f_{\partial p}, f_{\ddot{u}}, f_e$ или съответно $\omega_{\partial p}, \omega_{\ddot{u}}, \omega_e$.



фиг.20.14

При честоти под $f_{\partial p}$ се осъществяват трите вида поляризация и ϵ_r има същата стойност, както при постоянно поле.

Когато честотата е около $f_{\partial p}$, диполите при ориентирането си не успяват да следват промените на полето и ϵ_r намалява. При $f > f_{\partial p}$ не може да се извършва диполно-релаксационна поляризация и ϵ_r придобива стойност, типична за неполярнен диелектрик. При честоти, превишаващи $f_{\ddot{u}}$ (от порядъка 10^{13} Hz) поради инертност на йоните не е възможна йонна поляризация и остава само електронната поляризация. Над f_e ($10^{15} \div 10^{16}$ Hz) се прекратява и електронната поляризация, вследствие на което ϵ_r спада до 1.

Честотите $f_{\partial p}, f_{\ddot{u}}, f_e$ респективно $\omega_{\partial p}, \omega_{\ddot{u}}, \omega_e$ са свързани с времената на релаксация за съответните видове поляризации посредством уравнения от вида

$$\omega = 2\pi f = \frac{1}{\tau},$$

т.е.

$$\omega_{\partial p} = 2\pi f_{\partial p} = \frac{1}{\tau_{\partial p}}; \quad (20.20,а)$$

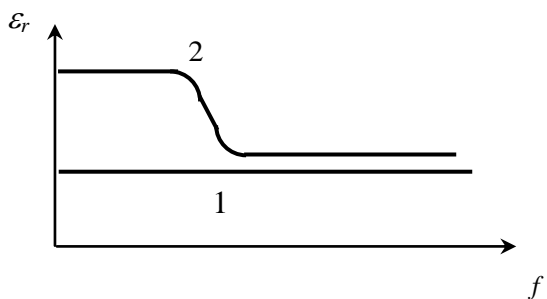
$$\omega_{\ddot{u}} = 2\pi f_{\ddot{u}} = \frac{1}{\tau_{\ddot{u}}}; \quad (20.20,б)$$

$$\omega_e = 2\pi f_e = \frac{1}{\tau_e}. \quad (20.20,в)$$

Ако в диелектрика се осъществяват и други видове поляризации, зависимостта на относителната диелектрична проницаемост от честотата има аналогичен вид. На всяка поляризация съответства падащ участък от кривата.

Поради обстоятелството, че $f_{\ddot{u}}$ и f_e са много високи, обикновено се приема, че за неполярни диелектрици, в които се извършва само електронна и евентуално йонна поляризация, ϵ_r не зависи от честотата (фиг. 20.15 – графика 1). За полярни диелектрици, примерно с диполно-релаксационна или радикално-релаксационна поляризация, честотната зависимост на ϵ_r се представя с крива 2.

Резонансна поляризация. На фиг. 20.14 се вижда, че при честоти около f_e и $f_{\bar{u}}$ съществуват особености в хода на зависимостта $\epsilon_r(f)$. Те са свързани с резонансната поляризация, която настъпва, когато честотата на електричното поле съвпада със



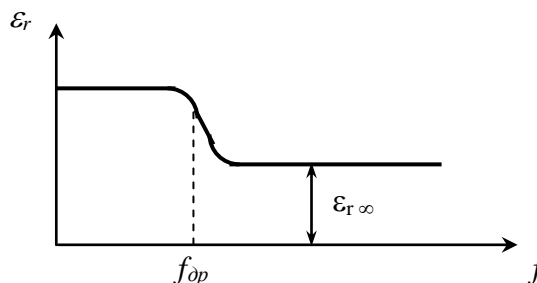
фиг.20.15

собствената честота на електроните или йоните. Електронната резонансна поляризация се наблюдава в инфрачервената, видимата и ултравиолетовата част на светлинния спектър (в честотния интервал $10^{14} \div 10^{17}$ Hz) (вж.т. 13.3). С повишаване на честотата ϵ_r нараства, след това рязко намалява и отново се увеличава. За рентгенови лъчи в тесен честотен диапазон $\epsilon_r < 1$.

Йонна резонансна поляризация се наблюдава в инфрачервената част на спектъра при честоти $10^{13} \div 10^{15}$ Hz. Обаче, във вещества с голяма относителна диелектрична проницаемост, а също в стъкла и ситали, където има слабо свързани йони, честотата на йонния резонанс може да бъде по-ниска (около 10^{12} Hz). В този случай началото на нарастване на ϵ_r преди резонансния максимум е в диапазона на свръхвисоките радиочестоти ($10^9 \div 10^{10}$ Hz).

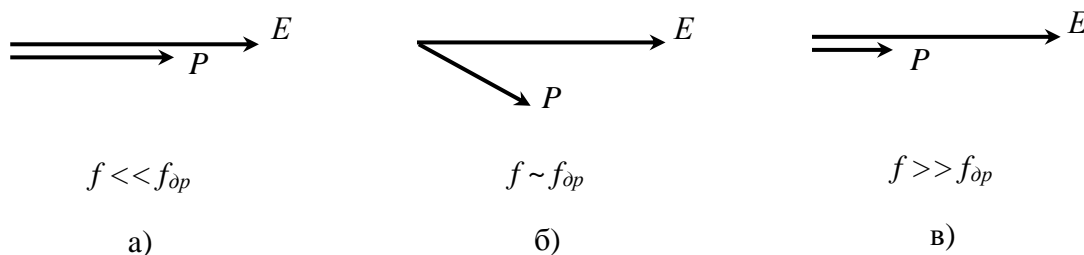
При резонанс силно се увеличава поглъщането на енергия.

Комплексна относителна диелектрична проницаемост. От фиг. 20.14 се разглежда участък, в който се прекратява диполно-релаксационната поляризация (фиг. 20.16).



фиг.20.16

При ниски честоти ($f \ll f_{0p}$) диполите при преориентирането си следват промените на полето и електричната поляризация P с течение на времето се изменя синфазно с интензитета на полето E . Съгласно изложението в т. 8, във векторна диаграма тези величини се изобразяват чрез еднопосочни вектори (фиг. 20.17.а).



фиг.20.17

При честоти около f_{0p} , тъй като диполите проявяват инертност при преориентирането си, електричната поляризация намалява и измененията ѝ изостават от промените на интензитета (фиг. 20.17.б).

При честоти ($f \gg f_{0p}$) диполно-релаксационна поляризация не се извършва и ϵ_r се установява на по-малка стойност, обусловена от електронната и евентуално йонна поляризация. Нейната стойност на фиг. 20.16 е означена с $\epsilon_{r\infty}$, тъй като йоните и

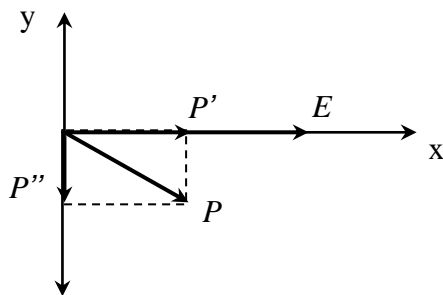
електроните проявяват инертност при много високи честоти. В този случай P има по-малка стойност и отново се изменя синфазно с E (фиг. 20.17.в).

Забележка: Не бива векторите, изобразяващи P и E във векторна диаграма да се смесват с векторните величини \vec{P} и \vec{E} . В случая чрез вектори се представят големините на P и E и фазовата разлика между тях. Както е изтъкнато в т. 8, такова изображение има смисъл при синусоидално изменящи се величини.

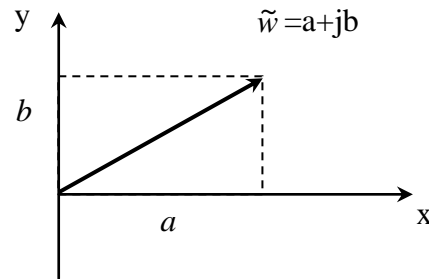
Векторът P от фиг. 20.17.б се разлага на 2 съставящи: P' - вектор, еднопосочен с вектора E , и P'' – вектор, перпендикулярен на E (фиг. 20.18).

Ще бъде припомнено от курса по математика, че едно комплексно число $\tilde{w} = a + jb$, където j е имажинерната единица ($j = \sqrt{-1}$), се представя геометрично чрез точка от равнината с координати a и b и с радиусвектора на тази точка (фиг. 20.19). a е реална част на комплексното число, b – неговата имажинерна част.

Като се сравнят фиг. 20.18 и фиг. 20.19, е ясно, че електричната поляризация



фиг.20.18



фиг.20.19

може да се представи чрез комплексното число

$$\tilde{P} = P' - jP'',$$

(Знакът пред jP'' е "-", защото краят на вектора P е в IV квадрант, където координатата y на точка, изобразяваща комплексно число, е отрицателна).

Очевидно, при $f \ll f_{dp}$ и $f \gg f_{dp}$ $P'' = 0$ и P е реална величина. В сила е уравнение (20.5):

$$P = \epsilon_0(\epsilon_r - 1)E. \quad (20.21)$$

Но при честоти от порядъка на f_{dp} то може да се приложи само при предположение, че P е комплексна величина. Тогава и дясната страна на уравнение (20.21) е комплексна. Но E е реална величина (на фиг. 20.17) се изобразява с вектор, еднопосочен на оста x ; ϵ_0 е реална константа. Тогава остава да е комплексна величина относителната диелектрична проницаемост, която се означава с $\tilde{\epsilon}_r$. Така уравнение (20.21) се записва във вида

$$\tilde{P} = \epsilon_0(\tilde{\epsilon}_r - 1)E$$

или

$$P' - jP'' = \epsilon_0(\tilde{\epsilon}_r - 1)E,$$

от където се изразява $\tilde{\epsilon}_r$:

$$\tilde{\epsilon}_r = 1 + \frac{P'}{\epsilon_0 E} - j \frac{P''}{\epsilon_0 E}. \quad (20.22)$$

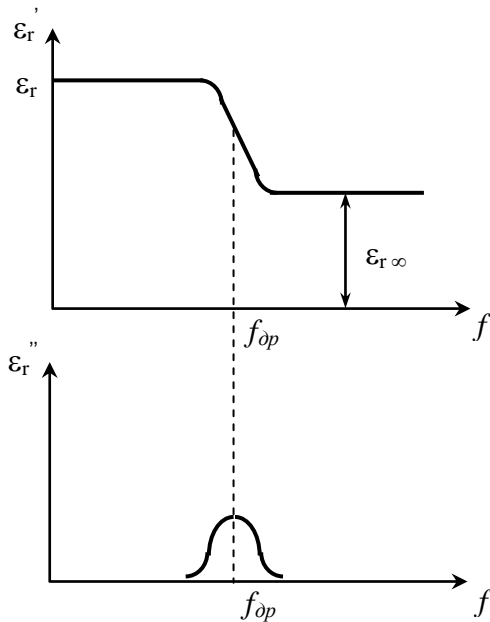
Въвеждат се означенията

$$\epsilon_r' = 1 + \frac{P'}{\epsilon_0 E};$$

$$\varepsilon_r'' = \frac{P''}{\varepsilon_0 E}$$

и уравнение (20.22) придобива вида

$$\tilde{\varepsilon}_r = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r'' , \quad (20.23)$$



фиг.20.20

където ε_r' е реална, а ε_r'' – имагинерна съставляща на относителната диелектрична проницаемост.

Очакваното изменение на ε_r' и ε_r'' във функция от честотата е представено на фиг. 20.20.

При $f \ll f_{\delta p}$ (т.е. $f \rightarrow 0$) $\varepsilon_r' \rightarrow \varepsilon_r$ (относителна диелектрична проницаемост при постоянно поле); $\varepsilon_r'' \rightarrow 0$

При $f \gg f_{\delta p}$ (т.е. $f \rightarrow \infty$) $\varepsilon_r' \rightarrow \varepsilon_{r\infty}$; $\varepsilon_r'' \rightarrow 0$.

При честоти около $f_{\delta p}$ $\varepsilon_r'' \neq 0$.

Ще бъде намерен израз за комплексната относителна диелектрична проницаемост на полярен диелектрик. Използва се известно от физиката на твърдо тяло уравнение за комплексна електрична поляризуемост в променливо поле $\tilde{\alpha}$:

$$\tilde{\alpha} = \frac{\alpha_0}{1 + j\omega\tau} , \quad (20.24)$$

където α_0 е електрична поляризуемост в постоянно поле.

От основното уравнение на поляризационния процес (20.13) и уравнение (20.24) се получава

$$\tilde{\varepsilon}_r - 1 = \frac{E' n_0}{E \varepsilon_0} \frac{\alpha_0}{1 + j\omega\tau} , \quad (20.25)$$

При $\omega \rightarrow \infty$ от (20.25) следва $\tilde{\varepsilon}_r \rightarrow 1$. Но за реален диелектрик, в който се извършва във всички случаи електронна и евентуално йонна поляризация при $\omega \rightarrow \infty$ ε_r , респективно $\tilde{\varepsilon}_r \rightarrow \varepsilon_{r\infty}$ (фиг. 20.16, 20.20). При тази постановка 1 в уравнение (20.25) се заменя с $\varepsilon_{r\infty}$ и то придобива вида

$$\tilde{\varepsilon}_r - \varepsilon_{r\infty} = \frac{n_0 \alpha_0}{\varepsilon_0 (1 + j\omega\tau)} \frac{E'}{E} ,$$

откъдето след преобразуване (числителят и знаменателят в дясната страна се умножават с имагинерно спрегнатия израз $1 - j\omega\tau$) следва

$$\tilde{\varepsilon}_r = \varepsilon_{r\infty} + \frac{n_o \alpha_o}{\varepsilon_o (1 + \omega^2 \tau^2)} \frac{E'}{E} - j \frac{n_o \alpha_o \omega \tau}{\varepsilon_o (1 + \omega^2 \tau^2)} \frac{E'}{E}. \quad (20.26)$$

В последното уравнение се полага $\omega \rightarrow 0$, тогава $\tilde{\varepsilon}_r \rightarrow \varepsilon_r$, т.е.

$$\tilde{\varepsilon}_r = \varepsilon_r = \varepsilon_{r\infty} + \frac{n_o \alpha_o}{\varepsilon_o} \frac{E'}{E},$$

откъдето

$$\frac{n_o \alpha_o}{\varepsilon_o} \frac{E'}{E} = \varepsilon_r - \varepsilon_{r\infty}. \quad (20.27)$$

Въз основа на съотношението (20.27) уравнение (20.26) придобива вида

$$\tilde{\varepsilon}_r = \varepsilon_{r\infty} + \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_{r\infty}}{1 + \omega^2 \tau^2} - j \frac{\omega \tau (\varepsilon_r - \varepsilon_{r\infty})}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (20.28)$$

При сравняване на (20.28) с най-общия израз за $\tilde{\varepsilon}_r$ (20.23) се получава

$$\varepsilon_r' = \varepsilon_{r\infty} + \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_{r\infty}}{1 + \omega^2 \tau^2}; \quad (20.29)$$

$$\varepsilon_r'' = \frac{\omega \tau (\varepsilon_r - \varepsilon_{r\infty})}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (20.30)$$

Очевидно е, че

- при $\omega \rightarrow 0$ $\varepsilon_r' \rightarrow \varepsilon_r$; $\varepsilon_r'' \rightarrow 0$;
- при $\omega \rightarrow \infty$ $\varepsilon_r' \rightarrow \varepsilon_{r\infty}$; $\varepsilon_r'' \rightarrow 0$.

За да се изследва характерът на изменение на ε_r'' във функция от кръговата честота ω , изразът за ε_r'' се диференцира по ω и получената производна се приравнява на 0:

$$\left(\varepsilon_r''\right)' = \frac{\tau(\varepsilon_r - \varepsilon_{r\infty})(1 + \omega^2 \tau^2) - \omega \tau (\varepsilon_r - \varepsilon_{r\infty}) \cdot 2\omega \tau^2}{(1 + \omega^2 \tau^2)^2} = \frac{\tau(\varepsilon_r - \varepsilon_{r\infty})(1 - \omega^2 \tau^2)}{(1 + \omega^2 \tau^2)^2} = 0,$$

т.е.

$$1 - \omega^2 \tau^2 = 0 \quad \text{или} \quad \omega \tau = 1, \text{ следователно при } \omega = \frac{1}{\tau} \quad (20.31)$$

ε_r'' има екстремум (максимум):

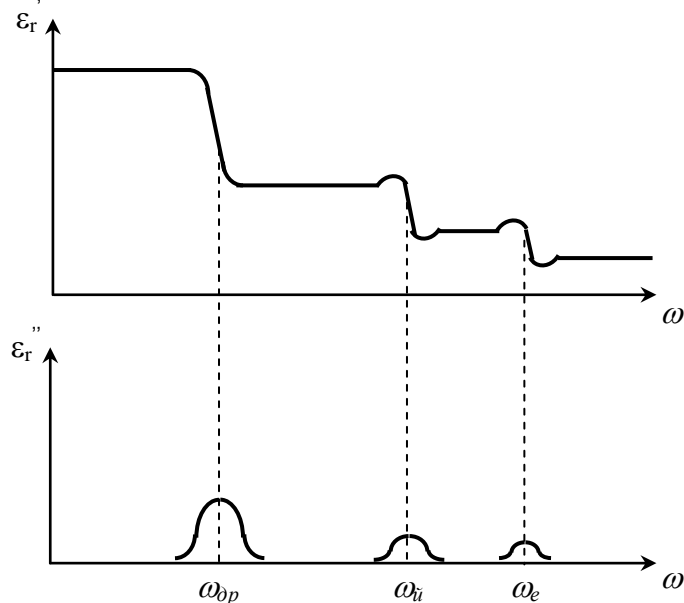
$$\varepsilon_r''_{\max} = \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_{r\infty}}{2}.$$

При увеличаване на ω , ε_r' намалява монотонно и при $\omega = 1/\tau$ стойността ѝ е $\frac{\varepsilon_r + \varepsilon_{r\infty}}{2}$.

Получените резултати са илюстрирани графично на фиг. 20.20.

При кръгови честоти около $\omega_{\tilde{u}}$ и ω_e ходът на зависимостта $\varepsilon_r''(\omega)$ е аналогичен.

На фиг. 20.21 са представени и съпоставени графично зависимостите $\varepsilon_r'(\omega)$ и $\varepsilon_r''(\omega)$.

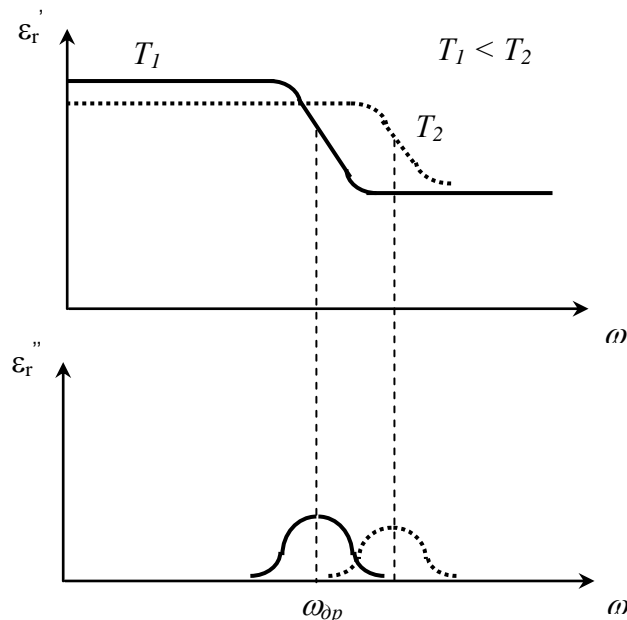


фиг.20.21

прекъснати линии.

За честотата $\omega_{\delta p}$ е валидно уравнението

$$\omega_{\delta p} = \frac{\kappa T}{4\eta r^3}, \quad (20.32)$$



фиг. 20.22

Съществуването на ε_r'' е свързано с факта, че електричната поляризация P не се изменя синфазно с интензитета на електричното поле.

Известно е, че при повишаване на температурата T времето на релаксация $\tau_{\delta p}$ за диполно-релаксационната (както и за всяка друга забавена) поляризация намалява по закона (20.19) (вж. т. 20.6). По силата на уравнение (20.20.а) се увеличава $\omega_{\delta p}$. Следователно падащият участък на функцията $\varepsilon_r'(\omega)$ и максимумът на функцията $\varepsilon_r''(\omega)$ се преместват надясно към по-високите честоти, което е показано на фиг. 20.22 с

където κ е константа на Болцман; η - динамичен вискозитет на веществото; r - радиус на молекулите, условно приети за сферични.

Уравнение (20.32) също потвърждава факта, че с повишаване на температурата $\omega_{\delta p}$ нараства - не само поради увеличаване на числителя в дясната страна, но и защото намалява динамичният вискозитет съгласно уравнение (15.3) (т. 15.2).

Влиянието на температурата върху $\tau_{\tilde{u}}$, τ_e , $\omega_{\tilde{u}}$, ω_e е проблем на оптиката.

20.8. Влияние на други фактори върху относителната диелектрична проникваемост

Зависимост на ϵ_r от налягането p . Забележимо влияние налягането p оказва върху относителната диелектрична проникваемост на газообразни диелектрици и в известна степен на течни диелектрици. С повишаване на p ϵ_r нараства поради увеличаване на плътността, респективно на броя частици в единица обем n_0 .

В зависимостта $\epsilon_r(p)$ за някои полярни течности при много високи налягания се наблюдава максимум.

Зависимост на ϵ_r от влажността. Електроизолационните материали, използвани в електротехниката и електрониката имат с малки изключения относителна диелектрична проникваемост между 2 и 10, докато за водата $\epsilon_r=81$. Затова при овлажняване, особено на хигроскопични диелектрици, ϵ_r значително се увеличава. Често определянето на ϵ_r служи за контрол на влажността.

20.9. Диелектрична проникваемост в зависимост от агрегатното състояние

Диелектрична проникваемост на газообразни диелектрици. Всички газове се характеризират с твърде малки плътности и затова тяхната относителна диелектрична проникваемост е близка до 1 (но винаги е по-голяма от 1). Например за сух въздух при нормални условия (температура 20°C и налягане 1013 hPa) тя има стойност 1,00059. В тях се осъществява само електронна поляризация или електронна и диполно-релаксационна, ако са полярни, но поради интензивното топлинно хаотично движение на молекулите им, значение има електронната поляризация.

Диелектрична проникваемост на течни диелектрици. В неполярни течни диелектрици се извършва само електронна поляризация. Относителната им диелектрична проникваемост е в границите 2÷2,5 и се подчинява на уравнението на Клаузиус-Мосоти (20.17) (т. 20.4).

В полярните течни диелектрици се извършват едновременно електронна и диполно-релаксационна поляризация. За тях уравнението на Клаузиус-Мосоти е неприложимо. Относителната им диелектрична проникваемост приема стойности в широки граници – от 2,5 до 81.

В табл. 20.1 са приведени данни за ϵ_r , n^2 [n - показател на пречупване на светлината (вж. т.13.2)] и полярността на някои течности. Само за неполярни течни диелектрици е в сила зависимостта $\epsilon_r \approx n^2$.

Таблица 20.1

Течност	ϵ_r (при 20°C)	n^2	Полярност
Грансф. масло	2,1÷2,2	2,2	неполярна
Бензол	2,29	2,25	неполярна
Голуол	2,29	2,25	неполярна
Тетрахлорметан	2,16	2,13	неполярна
Хлорбензол	11	2,31	силно полярна
Вода	81	1,78	силно полярна

Диелектрична проникваемост на твърди диелектрици. В твърдите диелектрици могат да се осъществяват всички видове поляризации едновременно или

част от тях. В зависимост от това относителната им диелектрична проницаемост има стойности в широки граници.

Твърдите електроизолационни материали могат да се класифицират в 4 групи.

Първа група обхваща неполярните твърди диелектрици само с електронна поляризация. Относителната им диелектрична проницаемост е в границите $1,9 \div 5$ и е равна (приблизително) на n^2 (табл. 20.2).

Таблица 20.2

Диелектрици	ϵ_r	n^2
Парафин	$1,9 \div 2,2$	2,06
Полистирол	$2,4 \div 2,6$	2,4
Диамант	$5,6 \div 5,8$	5,76

Втора група включва полярни твърди диелектрици с електронна и диполно-релаксационна или радикално-релаксационна поляризация. Тяхната относителна диелектрична проницаемост при 20°C и променливо поле с честота 50 Hz е обикновено между 3 и 6, но може да превиши 10 (табл. 20.3).

Таблица 20.3

Диелектрик	ϵ_r
Плексиглас	$3 \div 3,6$
Поливинилхлорид	$3,1 \div 3,5$
Бакелит	$4 \div 4,6$
Епоксидна смола	$3,7 \div 4,2$

Трета група обхваща йонните кристални диелектрици с плътна опаковка на йоните (вж. т. 2.3). В тях се осъществяват електронна и йонна поляризация. Ако преобладава йонната поляризация, най-често $\epsilon_r = 4 \div 10$. Когато материалите от тази група са с преобладаваща електронна поляризация, относителната диелектрична проницаемост е значително по-голяма – около 100 и повече (табл. 20.4).

Таблица 20.4

Диелектрик	ϵ_r	Преобладаваща поляризация
Слюда	$5 \div 8^*$	йонна
Кварц (SiO_2)	4,5	йонна
Корунд (Al_2O_3)	$10 \div 10,5$	йонна
Рутил (TiO_2)	$89; 173^{**}$	електронна

* Перпендикулярно на пластините.

** Минимална и максимална стойност на ϵ_r за анизотропен монокристал при посока на електричното поле в 2 взаимно перпендикулярни направления.

Четвърта група включва йонни диелектрици с неплътна опаковка на йоните с електронна, йонна и йоннорелаксационна поляризация. Относителната им диелектрична проницаемост е около $6 \div 8$ (порцелан). Към тази група се причисляват и стъклата ($\epsilon_r = 4 \div 16$).

Ако в диелектриците от тази група се извършва и електронна поляризация, ε_r има сравнително високи стойности (80÷100).

В настоящия пункт на изложение не са включени активните диелектрици, които са обект на разглеждане в т. 28.

21. Електропроводимост на диелектриците

21.1. Основни понятия

По своето предназначение диелектриците, поставени в неизменящо се във времето електрично поле, не трябва да провеждат електричен ток.

Обаче, както показва опитът, през всички диелектрици под действие на постоянно напрежение преминава някакъв, обикновено твърде незначителен ток, наречен ток на проводимостта или утечен ток.

Електропроводимостта на диелектриците се обуславя от движението по направление на електричното поле на свободни заредени частици.

В течните и повечето твърди диелектрици проводимостта е йонна. Йоните могат да бъдат на самия диелектрик и на примесите.

В колоидни системи носители на електричен заряд са молйоните – частици с размери от 1 до 100 nm, съдържащи голям брой молекули. Те се намират в течна среда. Ако частиците са твърди, системата се нарича суспензия, а когато са течни – емулсия.

Някои газове и много малък брой твърди диелектрици притежават и електронна проводимост. Електронната проводимост е значителна във всички диелектрици при пробив.

Електричната проводимост на електроизолационна конструкция $G_{из}$ съгласно Закона на Ом се определя като отношение между тока на проводимостта през изолацията I и приложеното към нея напрежение U :

$$G_{из} = \frac{I}{U}.$$

Дименсията за електрична проводимост е Сименс (S).

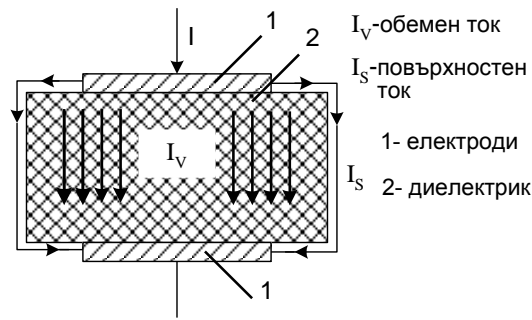
$$1S = \frac{1A}{1V} = \frac{1}{\Omega} = 1\Omega^{-1}.$$

Величината

$$R_{из} = \frac{1}{G_{из}} = \frac{U}{I}$$

е електрично съпротивление на изолацията.

Под действие на постоянно напрежение, приложено към образец от твърд електроизолационен материал, ток тече през обема (обеман ток I_v) и по повърхността му (повърхностен ток I_s) (фиг. 21.1). Съответно той



фиг. 21.1

притежава обемна проводимост G_v и повърхностна проводимост G_s . Еквивалентната проводимост на изолацията е

$$G_{uz} = G_v + G_s,$$

а общият ток -

$$I = I_v + I_s.$$

Реципрочните стойности на обемната и повърхностна проводимост се наричат съответно обемно и повърхностно съпротивление:

$$R_v = \frac{1}{G_v}; R_s = \frac{1}{G_s}.$$

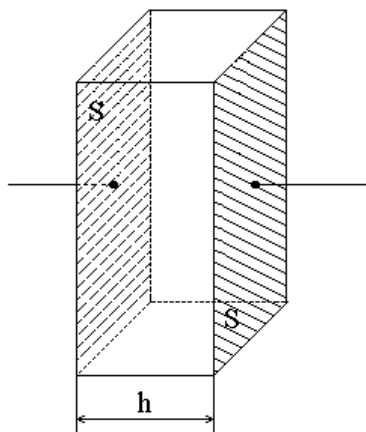
Очевидно

$$R_{uz} = \frac{R_v \cdot R_s}{R_v + R_s}.$$

21.2. Специфично обемно и специфично повърхностно съпротивление

Обемното и повърхностно съпротивление (R_v и R_s) са характеристики на конкретна електроизолационна конструкция – те зависят от геометрията на изолатора и електродите, посредством които се прилага напрежение, както и от материала и условията на средата – температура, влажност и др.

За характеризирание на веществото по отношение на неговата електропроводимост се въвеждат величините *специфично обемно съпротивление* ρ_v и *специфично повърхностно съпротивление* ρ_s .



Обемното съпротивление на образец от диелектрик с форма на плоско-паралелна пластина, намираща се между 2 успоредни електрода, всеки с площ S и разстояние между тях h (фиг. 21.2) е

$$R_v = \rho_v \frac{h}{S}, \quad (21.1)$$

фиг. 21.2

откъдето следва:

$$\rho_v = \frac{R_v S}{h}. \quad (21.2)$$

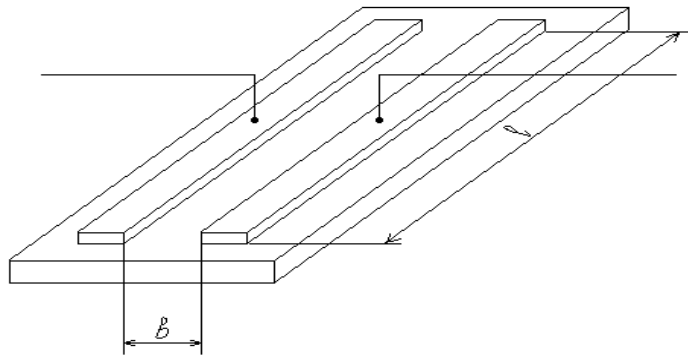
Дименсията за специфично обемно съпротивление ρ_v е $\Omega \cdot \text{m}$.

При полагане $S = 1\text{m}^2$ и $h = 1\text{m}^2$ от уравнение (21.2) се получава $\rho_v = R_v$, т.е. **специфичното обемно съпротивление е равно на съпротивлението на образец във форма на куб с ръб 1m при условие, че електродите, посредством които се прилага напрежението, покриват изцяло 2 негови срещуположни стени.**

За диелектриците $\rho_v > 10^7 \Omega$.

Съпротивлението на част от повърхността на твърд електроизолационен материал R_s , намиращ се между 2 успоредни електрода, всеки с дължина l и разстояние между тях b (фиг. 21.3) е

$$R_s = \rho_s \frac{b}{l}. \quad (21.3)$$



фиг. 21.3

От уравнение (21.3) следва

$$\rho_s = R_s \frac{l}{b}. \quad (21.4)$$

Дименсията за специфично повърхностно съпротивление е Ω .

При $b=l$ от (21.4) се получава $\rho_s = R_s$, т.е. **специфичното повърхностно съпротивление е равно на съпротивлението на част от повърхността на диелектрик с форма на квадрат при условие, че електродите съвпадат с 2 негови срещуположни страни.**

Реципрочните стойности на ρ_v и ρ_s се наричат съответно специфична обемна електрична проводимост (γ_v) и специфична повърхностна електрична проводимост (γ_s):

$$\gamma_v = \frac{1}{\rho_v}; \quad \gamma_s = \frac{1}{\rho_s}.$$

Дименсията им са: за $\gamma_v - \frac{\text{S}}{\text{m}}$; за $\gamma_s - \text{S}$.

ρ_v и ρ_s , респективно γ_v и γ_s не зависят от геометрията на образца и електродите, а само от веществото и условията, при които то се намира.

С величините R_s , G_s , ρ_s , γ_s се характеризират само твърдите диелектрици.

21.3. Електропроводимост на газообразни диелектрици

При малки интензитети на електричното поле газовете притежават незначителна електропроводимост, която се обуславя от наличието в тях на свободни електрони и йони (положителни и отрицателни), които се образуват под влияние на външни причини – естествена радиоактивност, ултравиолетови лъчи, високи температури и др. В резултат на тяхното действие се откъсват електрони от молекулите на газа и те се превръщат в положителни йони. В някои газове (кислород, въглероден диоксид) свободни електрони се присъединяват към неутрални молекули и ги превръщат в отрицателни йони. В азота, благородните газове отрицателни йони не възникват.

Процесът, при който в газовете се образуват противоположно заредени токоносители, се нарича *йонизация*, а причините, предизвикващи този процес – йонизиращи причини.

Едновременно с йонизацията се извършва и обратният процес, наречен *рекомбинация* – при среща на положителни йони със свободни електрони или отрицателни йони се получават неутрални молекули. Известно време след началото на действие на йонизиращата причина между двата процеса се установява равновесие.

Проводимостта на газовете, обусловена от външни йонизиращи причини, се нарича *несамостоятелна*.

При интензивни електрични полета йони и електрони, образувани под въздействие на външни йонизиращи причини, се ускоряват и при среща с неутрални молекули са в състояние да ги йонизират. Новополучените йони и електрони, придобивайки достатъчно голяма кинетична енергия, на свой ред също могат да предизвикат йонизация. Количеството на токоносителите расте лавинообразно. Процесът се нарича *ударна йонизация*. Придобитата електропроводимост е *самостоятелна*.

Нека газът се намира в равномерно електрично поле, създадено между 2 плоски паралелни електрода, всеки с площ S и разстояние между тях h , към които е приложено напрежение U . През междуелектродното пространство протича ток, чиято големина съгласно закона на Ом е

$$I = \frac{U}{R}. \quad (21.5)$$

За съпротивлението R на газа се прилага уравнение (21.1) и от (21.5) следва

$$I = \frac{US}{\rho h}$$

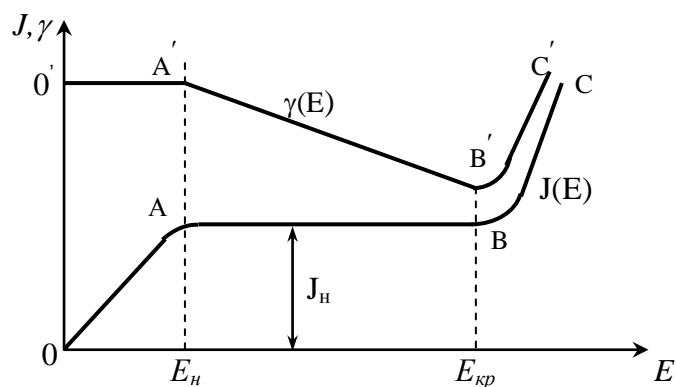
или

$$\frac{I}{S} = \frac{U}{\rho h}. \quad (21.6)$$

Изразът в лявата страна на уравнение (21.6) е големина на плътността на тока J [вж. уравнение (5.1)], а в дясната страна отношението U/h е равно на големината на интензитета на електричното поле E [вж. уравнение (10.3)]. Така законът на Ом придобива вида

$$J = \frac{E}{\rho} = \gamma E \quad (21.7)$$

или във векторна форма



фиг.21.4

$$\vec{J} = \frac{\vec{E}}{\rho} = \gamma \vec{E}, \quad (21.8)$$

където ρ е специфично съпротивление на газа, γ - неговата специфична проводимост.

При изменение на интензитета на електричното поле E плътността на тока J се изменя по кривата $J=J(E)$, показана на фиг. 21.4. За плътността на тока е валидно уравнението $J = q(n_+v_+ + n_-v_-) = qn(v_+ + v_-)$, където n_+ и n_- са концентрации (брой в единица обем - 1m^3) на положителните и отрицателните токоносители в газа ($n_+ = n_- = n$); v_+ , v_- - средните им скорости, придобити под действие на електричното поле, q - големина на заряда на един токоносител - приема се, че тя е една и съща за токоносителите с различни знаци. Предполага се също, че токоносителите с един знак са еднотипни.

Концентрацията на токоносителите се определя от 3 процеса - йонизация, рекомбинация, електричен ток.

В слаби електрични полета токът е много малък. Броят на двойките токоносители, напускащи даден обем на газа за единица време (1s) вследствие на протичането на ток, е незначителен в сравнение с броя на създадените и рекомбинирани токоносители и балансът между процесите йонизация и рекомбинация не се нарушава - концентрацията n може да се счита за постоянна. v_+ и v_- , респективно J са пропорционални на интензитета - в сила е законът на Ом (участък OA от кривата $J(E)$ на фиг. 21.4). Специфичната проводимост γ е постоянна величина [участък O'A' от кривата $\gamma = \gamma(E)$]. При увеличаване на интензитета расте и количеството на токоносителите, напускащи даден обем за 1s и техният брой става съизмерим с броя на създадените и рекомбинирани йони за 1s. В резултат на това n намалява и J расте по - бавно с увеличаване на E . Зависимостта $J(E)$ престава да бъде линейна (областта около т. А на фиг. 21.4).

При интензитет на полето E_n всички токоносители, които се образуват под действие на външен йонизатор, достигат до електродите без да рекомбинират, затова по-нататъшното увеличаване на E не води до промяна на J - получава се така нареченият наситен ток с плътност J_n [участък AB от кривата $J=J(E)$ на фиг. 21.4].

При нормални условия за сух въздух $E_n=0,6 \frac{V}{\text{cm}}$ (приблизително $1 \frac{V}{\text{cm}}$), а J_n е от

порядка $10^{-15} \frac{A}{\text{cm}^2}$. Съгласно уравнение (21.7) в тази област специфичната проводимост γ намалява [участък A'B' от кривата $\gamma=\gamma(E)$].

При интензитети на полето, превишаващи $E_{кр}$ (критичен интензитет) ускорените йони и електрони придобиват толкова голяма енергия, че започват да йонизират срещнатите по пътя им молекули. Това води до рязко увеличаване на J [участък BC от кривата $J=J(E)$]. Нараства и γ [участък B'C' от кривата $\gamma=\gamma(E)$]. За сух въздух при нормални условия $E_{кр}$ е от порядъка 10^6 V/m.

Въз основа на приведените данни за J_n , E_n и $E_{кр}$ може да се направи оценка на γ и ρ за сух въздух при нормални условия. От уравнение (21.7).

$$\gamma = \frac{J}{E}.$$

В т. А (респективно А')

$$\gamma_A = \frac{10^{-15}}{1} = 10^{-15} \frac{S}{m},$$

съответно

$$\rho_A = 10^{15} \Omega.m.$$

В т. В (респективно В')

$$\gamma_B = \frac{10^{-15}}{10^6} = 10^{-21} \frac{S}{m},$$

съответно

$$\rho_B = 10^{21} \Omega.m.$$

21.4. Електропроводимост на течни диелектрици

Електропроводимостта на течните диелектрици има йонен характер. Малка част от йоните възникват под действие на външни енергийни източници, например космични лъчи, естествен радиоактивен фон. Значително количество се получава в резултат на дисоциацията на молекулите. В неполярните течности токоносители са йони на примеси, а в полярните – собствени йони и йони на примеси. Затова полярните течни диелектрици имат повишени стойности на специфичната проводимост γ (по-малки стойности на специфичното съпротивление ρ).

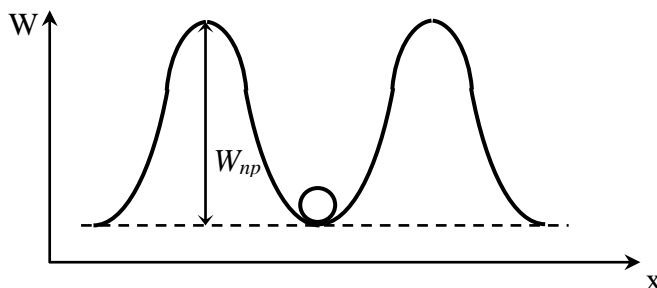
В табл. 21.1 са приведени данни за относителната диелектрична проницаемост ϵ_r и ρ на някои течности. Очевидна е тенденцията за нарастване на ϵ_r и намаляване на ρ при увеличаване на полярността.

Таблица 21.1

<i>Течност</i>	<i>Полярност</i>	ϵ_r	ρ
Трансформаторно масло	Неполярна течност	2,2	$10^{10} \div 10^{13}$
Совол	Полярни течности	4,5	$10^8 \div 10^{10}$
Рициново масло		4,6	
Етилов спирт	Силно полярни течности	33	$10^4 \div 10^5$
Дестилирана вода		81	$10^3 \div 10^4$

Водата, чиито молекули са с голям електричен диполен момент, се характеризира с висока степен на дисоциация* и може да се разглежда като проводник с йонна проводимост.

В т. 2.4 е описан характерът на движение на частиците в течностите – колебание около равновесно положение и преместване от време на време в друго равновесно положение. Всяка частица се намира в потенциална яма, заградена от потенциални бариери с височина W_{np} - енергия на активация (на преместване), която е характерна за всеки материал (фиг. 21.5); W е енергия във функция от пространствената координата x). Ако енергията на колебание на частицата W_T е по-голяма от W_{np} , тя се премества в друго съседно равновесно положение.



фиг. 21.5

С повишаване на температурата се увеличава средната енергия на колебание на частиците:

$$W_T = \frac{3}{2} kT.$$

Нараста и вероятността за преместване от едно равновесно положение в друго.

Плътноста на тока, определена от един вид токоносители, е пропорционална на броя токоносители в единица обем n , на заряда на един токоносител q и на средната скорост на токоносителите v_E по направление на полето:

$$J = nq v_E. \quad (21.9)$$

Скоростта е пропорционална на интензитета на електричното поле E :

$$v_E = \mu E. \quad (21.10)$$

Величината

$$\mu = \frac{v_E}{E}, \quad (21.11)$$

определяща скоростта, придобита от действието на поле с интензитет единица (1 V/m) се нарича подвижност на токоносителите.

При заместване на (21.10) в (21.9) се получава

$$J = nq\mu E. \quad (21.12)$$

**Дисоциация* – временно и обратимо разлагане на молекулите на дадено химично съединение на йони. Степен на дисоциация (за вода) отношение на броя N' на дисоциираните в единица обем молекули към общия брой N на молекулите в единица обем: $\alpha = N' / N$.

От сравняването на уравнения (21.7) и (21.12) следва

$$\gamma = nq\mu. \quad (21.13)$$

Уравнение (21.13) е валидно за специфичната проводимост, обусловена от един вид токоносители. В действителност при всеки акт на дисоциация се създават по 2 йона с противоположни знаци. Но, както показват изследванията, електропроводимостта практически се определя само от единия вид – този, за който енергията на активация W_{np} е по-малка, а съответно подвижността μ - по-голяма. Обикновено това са положителните йони, тъй като имат по-малки размери (те са изгубили външните си електрони, отдавайки ги на отрицателните йони). Разбира се, изложеното твърдение не е правило, а само тенденция, от която има изключения.

Величините n и μ зависят от температурата в съответствие със законите

$$n = Ne^{-\frac{W_d}{kT}}; \quad (21.14)$$

$$\mu = \mu_\infty e^{-\frac{W_{np}}{kT}}, \quad (21.15)$$

където N има смисъл на максимално възможен брой молекули, които могат да се дисоцират при безкрайно висока температура; W_d – енергия за дисоциация на една молекула; μ_∞ - гранична подвижност на йоните (при $T \rightarrow \infty$).

Изрази (21.14) и (21.15) се поставят в (21.13) и се получава

$$\gamma = Nq\mu_\infty e^{-\frac{W_d + W_{np}}{kT}}. \quad (21.16)$$

Полага се:

$$Nq\mu_\infty = A, \quad \frac{W_d + W_{np}}{k} = a;$$

следва

$$\gamma = Ae^{-\frac{a}{T}}, \quad (21.17)$$

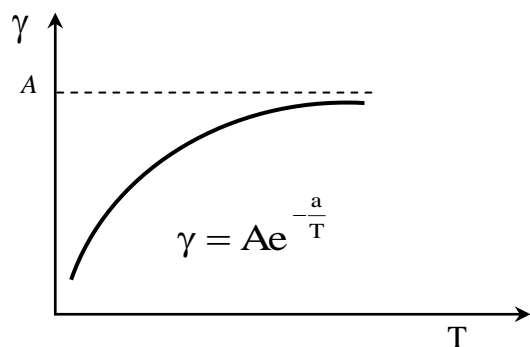
където A и a са характерни за дадена течност коефициенти.

За течните диелектрици $W_{np} \gg W_d$, следователно зависимостта на γ от температурата се обуславя от изменението на подвижността на токоносителите, а концентрацията им се променя незначително.

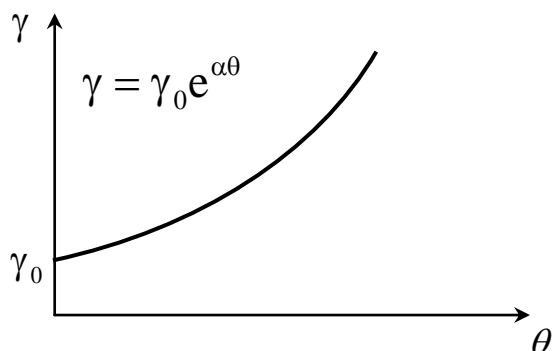
Когато в електропроводимостта участват няколко различни по вид токоносители, уравнение (2.17) се записва във вида

$$\gamma = \sum A_i e^{-\frac{a_i}{T}}.$$

Графиката на уравнение (21.17) има характера, показан на фиг. 21.6. При $T \rightarrow \infty$ γ се стреми към определена граница (A).



фиг. 21.6



фиг. 21.7

В практиката се срещат и течности, чиято специфична проводимост расте неограничено при повишаване на температурата (фиг. 21.7). В този случай е валидно уравнението

$$\gamma = \gamma_0 e^{\alpha\theta}, \quad (21.18)$$

където θ е температура в $^{\circ}\text{C}$; γ_0 - специфична проводимост при 0°C ; α - температурен коефициент на γ , $1/^{\circ}\text{C}$ или K^{-1} .

За даден материал γ_0 и α са константи.

От уравнения (21.17) и (21.18) за специфичното съпротивление следват:

$$\rho = B e^{\frac{a}{T}}, \quad (21.19)$$

където $B = 1/A$;

$$\rho = \rho_0 e^{-\alpha\theta}, \quad (21.20)$$

където $\rho_0 = 1/\gamma_0$.

Ако се приеме, че йонът е със сферична форма и се движи в течна среда под действие на електрично поле, подчинявайки се на закона на Стокс [вж. т. 15.2, уравнение (15.2)], неговата средна скорост е

$$v_E = \frac{F}{6\pi\eta r}, \quad (21.21)$$

където F е електрична сила, действаща върху йона; η - динамичен вискозитет на течността; r - радиус на йона.

Силата, действаща върху йона, съгласно уравнение (1.1) (т. 1.2), е

$$F = qE. \quad (21.22)$$

От уравнения (21.13), (21.11), (21.21) и (21.22) следва

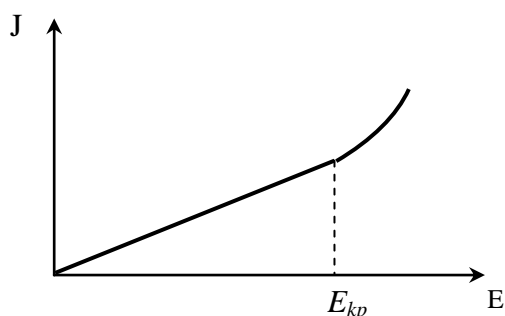
$$\gamma = \frac{nq v_E}{E} = \frac{nq^2}{6\pi\eta r},$$

откъдето

$$\gamma\eta = \frac{nq^2}{6\pi r}. \quad (21.23)$$

При допускане, че с повишаване на температурата n не се променя, (т.е. пренебрегва се топлинната дисоциация) и като се има предвид, че q и r са постоянни величини, от (21.23) следва, че произведението от специфичната проводимост γ и динамичния вискозитет на течността η е постоянна величина. Това е вярно например за полярната течност ленено масло, проводимостта на която се обуславя предимно от собствени йони, чиято концентрация слабо зависи от температурата. За трансформаторно масло (неполярна течност) произведението $\gamma\eta$ расте с повишаване на температурата, защото проводимостта се определя от йони на примесите, чиято дисоциация се засилва при загряване.

При интензитети на електричното поле, превишаващи определена критична стойност $E_{кр} = 10^7 \div 10^8$, V/m, течните диелектрици не се подчиняват на закона на Ом – плътността на тока нараства нелинейно поради увеличаване на концентрацията на токоносителите (фиг. 21.8). За много добре очистени течности в кривата $J=J(E)$ е възможно наличието на хоризонтален участък (както при газовете).



фиг. 21.8

В колоидни системи (както е изтъкнато в т. 21.1) носители на електричен ток са молейоните, които имат електричен заряд обикновено с един и същ знак за цялата колоидна система. Под действие на електрично поле те извършват насочено движение, което външно се проявява чрез явлението електрофореза – отделяне на вещество върху единия от електродите. Това явление се използва за покриване на метални повърхности с каучук, полимери, смоли от техни суспензии.

21.5. Електропроводимост на твърди диелектрици

А. Обемна електропроводимост

Електропроводимостта на твърдите диелектрици се обуславя от придвижването както на собствени йони, така и на йони от примеси, а в някои материали може да бъде предизвикана и от наличие на свободни електрони. Йонната електропроводимост се съпровожда с пренос на вещество. При електронна проводимост подобно явление не се наблюдава. Когато преминава електричен ток през твърд диелектрик, съдържащите се в него йони на примесите могат частично да се отделят върху електродите.

В материали с йонен строеж електропроводимостта се определя от йони, станали свободни поради топлинни колебания. При ниски температури се освобождават слабо свързани примесни йони, а при високи температури – и собствени йони.

В кристални тела с йонна решетка електричната проводимост зависи от валентността на йоните. Кристалите с едновалентни йони притежават по-голяма проводимост, отколкото кристалите с многовалентни йони. Например за NaCl (натриевите и хлорни йони са едновалентни) електропроводимостта е значително по-голяма от тази на MgO (магнезиевите и кислородни йони са двувалентни) и Al₂O₃ (алуминиевите йони са тривалентни).

Монокристалите проявяват анизотропия на електропроводимостта – тя не е еднаква в различни направления.

В диелектриците с атомна и молекулна кристална решетка електропроводимостта се обуславя от йони на примеси и γ_v е от порядъка 10^{-14} S/m ($\rho_v \sim 10^{14}$ Ω.m).

Високомолекулните органични съединения притежават специфична електрична проводимост, зависеща от ред фактори: химичен състав и наличие на примеси; степен на полимеризация или поликондензация (например за фенолформалдехидна смола); степен на вулканизация (за гумата и ебонита); полярност на молекулите (вж. т. 27.3).

В неполярните диелектрици електропроводимостта се определя от йони на примеси, а за полярни – от йони на примеси и собствени йони. Органичните неполярни аморфни полимери, като полистирол, политетрафлуоретилен (тефлон) и др. се отличават с голямо специфично съпротивление (при 20°C то е в границите $10^{14} \div 10^{16}$ Ω.m). За полярни аморфни полимери (поливинилхлорид, плексиглас, найлон и др.) $\rho_v = 10^{11} \div 10^{14}$ Ω.m.

Твърдите шуплести материали при наличие на влага в тях, дори в нищожни количества, рязко увеличават специфичната си проводимост. Тя намалява при изсушаване на материалите.

При повишаване на температурата специфичната обемна проводимост расте, подчинявайки се на уравнение (21.16) (валидно за течни диелектрици). В този случай обаче $W_0 \gg W_{np}$, т.е. γ_v се увеличава вследствие нарастване на концентрацията на токоносителите.

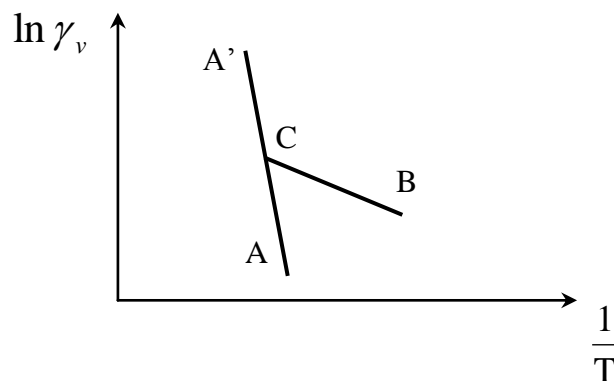
За специфичната обемна проводимост във функция от температурата на различни твърди диелектрици са валидни уравнения от вида (21.17) или (21.18) и съответстващите им графики на фиг. 21.6 и 21.7.

При логаритмуване на уравнение(21.17) се получава

$$\ln \gamma = \ln A - \frac{a}{T},$$

следователно зависимостта $\ln \gamma_v \left(\frac{1}{T} \right)$ е линейна (фиг. 21.9, права AA').

Ако диелектриктът е с примеси, зависимостта $\ln \gamma_v \left(\frac{1}{T} \right)$ следва линията ВСА'. При ниски температури (големи стойности на $\frac{1}{T}$) γ_v се изменя за сметка на слабо свързани йони на примесите (участък ВС). При температури, по-високи от определена стойност, съответстваща на т. С,



фиг. 21.9

изменението на γ_v се осъществява по линията СА' поради преобладаващото влияние на собствените йони.

При интензитети на полето, превишаващи $E_{кр} = 10^7 \div 10^8$ V/m, в твърдите диелектрици се появява бързо нарастващ електронен ток и се наблюдава невалидност на закона на Ом (вж. фиг. 21.8).

Б. Повърхностна електропроводимост

Повърхностната електропроводимост е обусловена от присъствието на влага върху повърхността на диелектрика. Обаче съпротивлението на слоя вода е свързано с природата на материала, върху чиято повърхност тя се намира, поради което повърхностната проводимост се разглежда като свойство на диелектрика.

Влиянието на влагата се обуславя от способността на материала да се мокри или не. В първия случай влагата създава тънък слой по неговата повърхност и понижава значително повърхностното му съпротивление, а във втория случай се образуват изолирани една от друга капчици, чието влияние е по-слабо (вж. т. 16).

От гледна точка на взаимодействието между влагата и повърхностния слой на материалите те се разделят на 3 групи:

- 1) Неразтворими във вода диелектрици.
- 2) Частично разтворими във вода.
- 3) Шуплести диелектрици.

Неразтворимите във вода диелектрици се делят на 2 подгрупи:

- а) неполярни, немокрещи се;
- б) полярни и йонни, мокрещи се.

Всички материали от подгрупа "а" се характеризират с високи стойности на специфичното повърхностно съпротивление, което малко зависи от влажността на околната среда ($\rho_s = 10^{15} \div 10^{16}$ Ω).

Специфичното повърхностно съпротивление на материалите от група "б" във влажна среда е по-малко.

Към частично разтворимите във вода диелектрици се отнасят повечето технически стъкла. Влагата върху тях образува тънък слой от разтвор на стъкло във вода, който е електролит (вж. т. 30.1) и значително понижава специфичното повърхностно съпротивление.

Към шуплестите диелектрици спадат влакнестите материали, мрамор, някои пластмаси. Във влажна среда, както повърхностното, така и обемното им съпротивление значително намаляват.

22. Диелектрични загуби

22.1. Общи сведения

Когато диелектрик се намира в електрично поле, част от електричната енергия се превръща в топлина и диелектрият се загрева.

Електричната енергия, която се отделя в диелектрика за единица време (1 s) под действие на приложено върху него напрежение и се превръща в топлина, се нарича диелектрични загуби.

Изразходваната за единица време енергия е мощност. Означава се с P_a ; дименсията ѝ е Ват (W).

Освен мощността на загубите P_a , явлението диелектрични загуби се характеризира с величината *специфични диелектрични загуби* p_a – мощност на загубите в единица обем от електроизолационната конструкция:

$$p_a = \frac{P_a}{V}. \quad (22.1)$$

Дименсията за p_a е W/m^3 .

В повечето случаи диелектричните загуби са нежелателно явление. Нагряването на електроизолационните конструкции води до влошаване на техни важни свойства и до ускоряване на стареенето им.

Диелектричните загуби обаче могат и да се използват. Методът на термообработка на материалите, основан на това явление, се нарича диелектрично нагряване. В този случай върху диелектричния материал действа високочестотно електрично поле.

При постоянно напрежение причина за диелектричните загуби е токът на проводимостта и качеството на материалите се характеризира със специфичното обемно и специфичното повърхностно съпротивление. P_a може да се определи чрез уравнения (7.3):

$$P_a = UI = \frac{U^2}{R_{из}} = I^2 R_{из}, \quad (22.2)$$

където $R_{из}$ е съпротивление на изолационната конструкция.

Обикновено в този случай диелектричните загуби са незначителни.

При променливо напрежение възникват и други причини, предизвикващи загуби на енергия. Тогава за характеризиране на диелектриците се използват други величини, които са свързани с токовете, протичащи през тях.

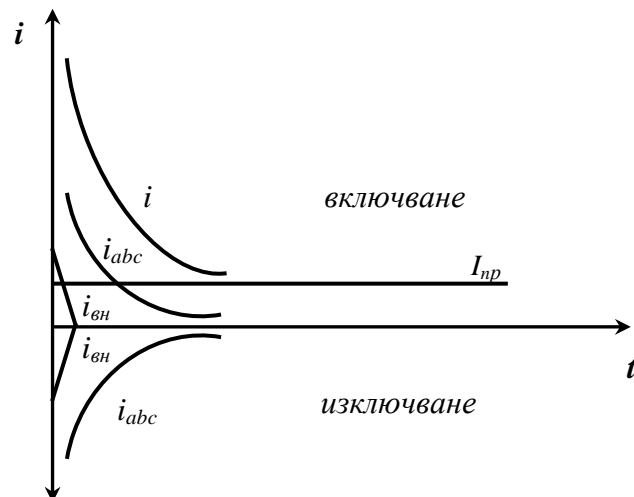
22.2. Токове през диелектриците. Векторна диаграма на пълния ток

При промяна на електричното поле във всеки диелектрик, освен ток на проводимостта I_{np} , протича внезапен ток $i_{ен}$ и евентуално ток на абсорбцията (абсорбционен ток) i_{abc} .

При внезапно прилагане на постоянно напрежение U върху кондензатор с диелектрик, през него се установява ток на проводимостта, който практически не се изменя с времето (фиг. 22.1) и се подчинява на закона на Ом:

$$I_{np} = \frac{U}{R_{из}}. \quad (22.3)$$

Същевременно започва протичането на така наречения внезапен ток, зареждащ геометричния кондензатор с капацитет C_o (капацитет на кондензатора без диелектрик) и кондензатора с капацитет C_{ei} , дължащ се на електронната и евентуално на йонната поляризация. Максималната (началната) стойност на внезапния ток не зависи от свойствата на диелектрика, а



фиг. 22.1

само от приложеното напрежение U и съпротивлението r на веригата във от кондензатора (съединителните проводници и източника на напрежение). Той се изменя по закона

$$i_{\text{вн}} = \frac{U}{r} e^{-\frac{t}{rC_{\text{вн}}}}, \quad (22.4)$$

където $C_{\text{вн}} = C_o + C_{\text{ей}}$.

Този ток затихва бързо. Графиката му е показана на фиг. 22.1.

Различните релаксационни поляризации в диелектрика (ако съществуват такива), предизвикват протичането на абсорбционен ток, който най-общо може да се представи с уравнението

$$i_{\text{абс}} = \sum_{i=1}^n I_{\text{абс}oi} e^{-\frac{t}{\tau_i}}. \quad (22.5)$$

където n е брой на релаксационните поляризации, които се извършват в диелектрика, $I_{\text{абс}oi}$ - техните максимални стойности, τ_i - времеконстантите им.

Токът $i_{\text{абс}}$ във функция от времето е представен на фиг. 22.1. Той не се установява мигновено и уравнение (22.5) не е валидно при $t \rightarrow 0$.

На фиг. 22.1 е показана зависимостта на пълния ток от времето. Той е равен на сбора от всички токове през изолацията:

$$i = \frac{U}{R_{\text{уз}}} + \frac{U}{r} e^{-\frac{t}{rC_{\text{вн}}}} + \sum_{i=1}^n I_{\text{абс}oi} e^{-\frac{t}{\tau_i}}. \quad (22.6)$$

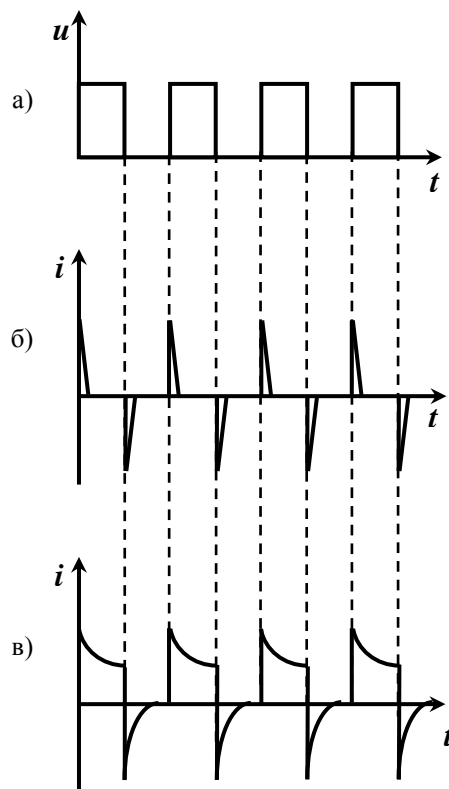
Когато $t \rightarrow \infty$, $i \rightarrow I_{\text{нр}} = \frac{U}{R_{\text{уз}}}$.

При измерване на изолационното съпротивление трябва да се изчаква затихването на абсорбционните токове, което се осъществява практически за около 1 минута. Известни са обаче (като изключения) случаи, когато абсорбционният ток съществува 1000 минути след прилагане на напрежението.

Когато се изключи напрежението след затихване на токовете, дължащи се на различни видове поляризации, и електродите на кондензатора се свържат нахъсо, през изолацията протичат внезапен и абсорбционен ток, но в обратна посока.

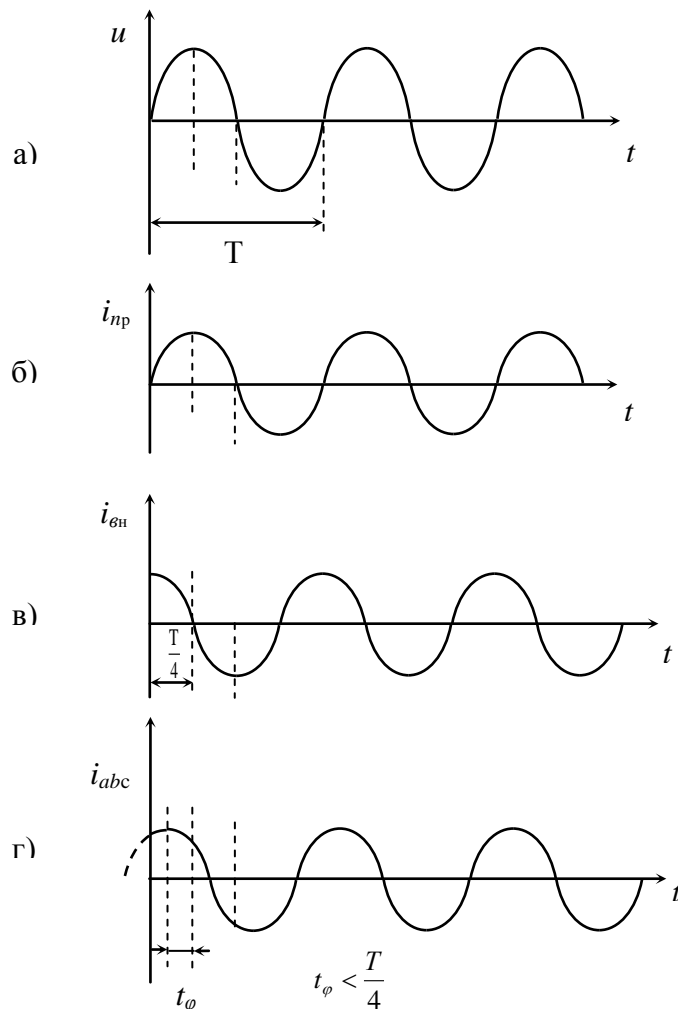
При постоянно напрежение внезапният и абсорбционният ток не играят съществена роля, понеже затихват за време, много малко в сравнение с времето, през което съществува постоянният ток.

Нека върху кондензатор с диелектрик е приложено импулсно напрежение с правоъгълна форма (фиг. 22.2.a). Ако кондензаторът е идеален,



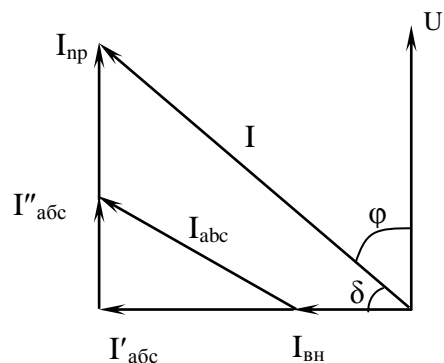
фиг.22.2

през него протича само внезапен ток (фиг. 22.2.б). През реален кондензатор освен внезапен ток, протичат още ток на проводимостта и евентуално абсорбиционен ток. Пълният ток в този случай е изобразен на фиг. 22.2.в. Когато на реален кондензатор е приложено променливо напрежение със синусоидална форма (фиг. 22.3.а), протичащите през него токове са също синусоидални. Токът на проводимостта i_{np} е синфазен с напрежението (фазовата разлика между u и i_{np} е 0) (фиг. 22.3.б). Внезапният ток $i_{ен}$ изпреварва напрежението с четвърт период ($T/4$) (фазовата разлика между u и $i_{ен}$ е $\pi/2$) (фиг. 22.3.в).



фиг. 22.3

Абсорбиционният ток изпреварва напрежението с време t_ϕ , по-малко от $T/4$ [фазовата разлика между u и i е по-малка от $\pi/2$ (фиг. 22.3.г)]. В съответствие с изложението в т.т. 8 и 10 се построява векторната диаграма на пълния ток (фиг. 22.4). Внезапният ток (с ефективна стойност $I_{ен}$) е капацитивен (реактивен) и съответстващият му вектор е завъртян спрямо вектора на напрежението на ъгъл $\pi/2$ в посока, обратна на въртене на часовниковата стрелка. Абсорбиционният ток (с ефективна стойност $I_{абс}$) се изобразява с вектор, който е завъртян спрямо вектора на напрежението на ъгъл, по-малък от $\pi/2$ и се разлага на 2 компоненти – активна и реактивна (капацитивна) с ефективни



фиг. 22.4

стойности съответно I'_{abc} и I''_{abc} . Векторът I'_{abc} е завъртян спрямо вектора на напрежението на ъгъл $\pi/2$ в посока, обратна на въртене на часовниковата стрелка. Векторът I''_{abc} е еднопосочен с вектора на напрежението. Токът на проводимостта с ефективна стойност I_{np} се изобразява с вектор, еднопосочен с вектора на напрежението. Пълният ток I се представя чрез векторната сума на трите вектора $I_{вн}$, I_{abc} , I_{np} . Активният ток през кондензатора е $I_a = I''_{abc} + I_{np}$, а реактивният (капацитивният) ток е $I_c = I_{вн} + I'_{abc}$.

Ъгълът δ , допълващ фазовата разлика между тока и напрежението φ до $\pi/2$, се нарича ъгъл на диелектричните загуби ($\delta = \pi/2 - \varphi$). $tg\delta$ е величина, характеризираща диелектриците по отношение на диелектричните загуби в тях.

От векторната диаграма на пълния ток следва

$$tg\delta = \frac{I_a}{I_c}. \quad (22.7)$$

За диелектрици $tg\delta < 0,1$.

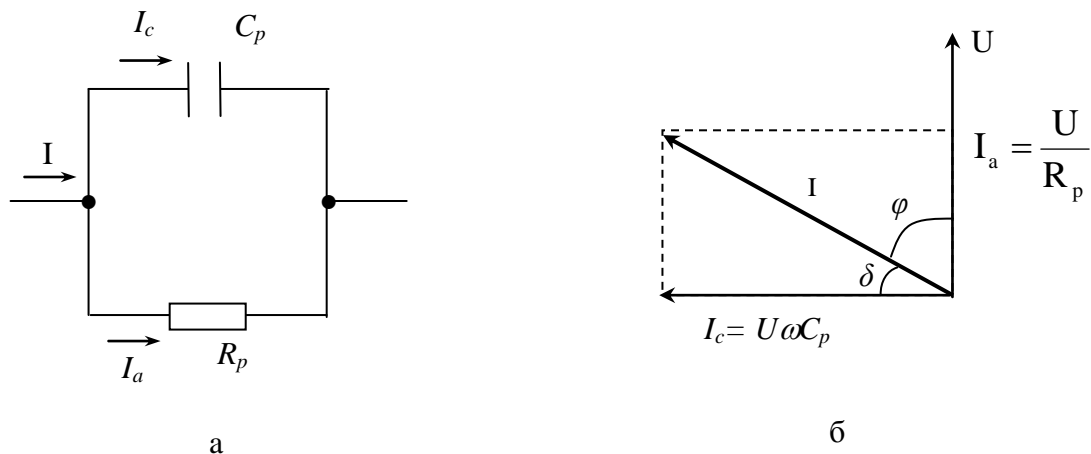
Диелектричните загуби са свързани с активния ток I_a . Капацитивният ток I_c не предизвиква загуби на енергия.

Векторните диаграми, фазовата разлика φ , ъгълът на диелектричните загуби δ имат смисъл само при синусоидално изменящи се напрежения и токове.

22.3. Заместващи схеми на реален диелектрик (реален кондензатор)

Всяка електроизолационна конструкция, намираща се под променливо напрежение, притежава капацитет. Това позволява представянето ѝ посредством реален кондензатор. Неговата еквивалентна схема трябва така да бъде избрана, че разсеяната активна мощност P_a и фазовият ъгъл φ (респективно ъгълът на диелектричните загуби δ) да са едни и същи за еквивалентния кондензатор и разглежданата изолационна конструкция.

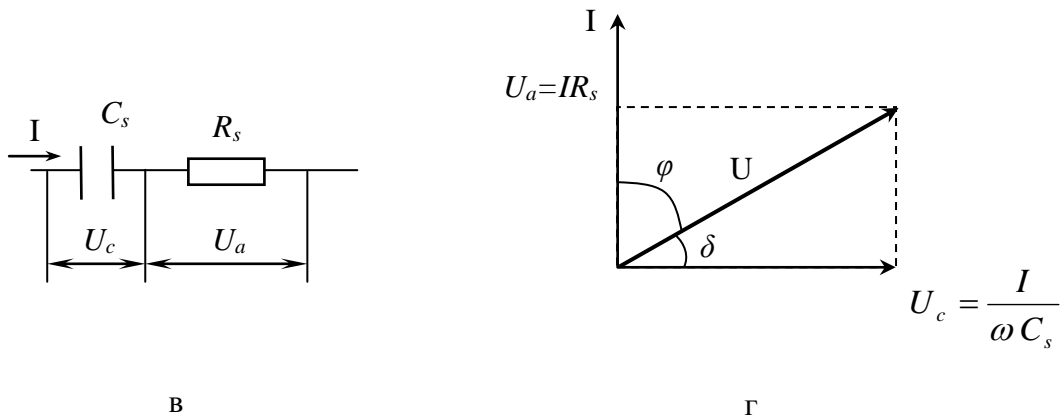
Най-простите заместващи схеми на реален кондензатор са: идеален кондензатор, шунтиран с активно съпротивление (паралелна схема) (фиг. 22.5.а)



фиг. 22.5

и последователно свързани идеален кондензатор и активно съпротивление [последователна (серийна) схема] (фиг. 22.5.в). На фиг. 22.5.б,г са изобразени съответните векторни диаграми. В тях уравненията за I_c и U_c са получени въз основа на закона на Ом и израза за капацитивно съпротивление (10.4):

$$X_c = \frac{1}{\omega C}.$$



фиг. 22.5

За паралелната заместваща схема от векторната диаграма на фиг. 22.5.б се получава:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{\omega C_p R_p}. \quad (22.8)$$

За отделената активна мощност в кондензатора са валидни уравнения от вида (22.2)

$$R_a = UI_a = \frac{U^2}{R_p}. \quad (22.9)$$

От (22.8)

$$R_p = \frac{1}{\omega C_p \operatorname{tg} \delta}. \quad (22.10)$$

Замества се (22.10) в (22.9) и се получава

$$P_a = U^2 \omega C_p \operatorname{tg} \delta. \quad (22.11)$$

За последователната заместваща схема от фиг. 22.5.г следва

$$\operatorname{tg} \delta = \omega C_s R_s. \quad (22.12)$$

$$P_a = U_a I = I^2 R_s. \quad (22.13)$$

Съгласно закона на Ом

$$I = \frac{U}{Z}, \quad (22.14)$$

където Z е импеданс (пълно съпротивление) на последователно свързаните кондензатор и активно съпротивление.

$$Z = \sqrt{R_s^2 + X_c^2} = \sqrt{R_s^2 + \frac{1}{\omega^2 C_s^2}}. \quad (22.15)$$

След заместване на (22.15) в (22.14) и поставяне на получения израз за I в (22.13) се получава

$$P_a = \frac{U^2 R_s}{R_s^2 + \frac{1}{\omega^2 C_s^2}} = \frac{U^2 R_s \omega^2 C_s^2}{R_s^2 \omega^2 C_s^2 + 1} = \frac{U^2 \omega C_s \operatorname{tg} \delta}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta}. \quad (22.16)$$

Двете заместващи схеми са еквивалентни, ако при едно и също напрежение и една и съща честота ъгълът на диелектричните загуби δ и активната мощност P_a са еднакви в двата случая.

Чрез приравняване на (22.11) и (22.16) се получава съотношение между C_p и C_s :

$$U^2 \omega C_p \operatorname{tg} \delta = \frac{U^2 \omega C_s \operatorname{tg} \delta}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta}.$$

или

$$C_p = \frac{C_s}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta}. \quad (22.17)$$

При приравняване на (22.8) и (22.12) се получава

$$\frac{1}{\omega C_p R_p} = \omega C_s R_s.$$

или

$$R_p = \frac{1}{\omega^2 C_s R_s C_p},$$

откъдето при вземане под внимание на (22.17) следва

$$R_p = \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \delta}{\omega^2 C_s^2 R_s} = \frac{R_s (1 + \operatorname{tg}^2 \delta)}{\omega^2 C_s^2 R_s^2} = R_s \left(1 + \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \delta} \right). \quad (22.18)$$

За доброкачествените диелектрици $\operatorname{tg} \delta$ има много малка стойност и в уравнение (22.17) $\operatorname{tg}^2 \delta$ може да се пренебрегне в сравнение с 1. Следователно

$$C_p \approx C_s = C$$

и от уравнения (22.11) и (22.16) се получава

$$P_a = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta. \quad (22.19)$$

От уравнение (22.18) следва

$$R_p \gg R_s.$$

Ако параметрите от заместващата схема на реален кондензатор (C_p и R_p или C_s и R_s) са определени при дадена честота, не трябва да се счита, че получените резултати могат да се използват при каквато и да е честота. Затова изборът на една или друга схема трябва да е физически обоснован. Например, ако загубите се обуславят от тока на проводимостта през диелектрика в широк честотен диапазон, целесъобразен е изборът на паралелната схема. Ако загубите са предимно в съединителните проводници и електродите на кондензатора, препоръчително е да се избере последователната схема.

22.4. Видове диелектрични загуби

Диелектричните загуби според тяхната физична природа се класифицират на
 А/ загуби от електропроводимост;
 Б/ поляризационни (релаксационни) загуби;
 В/ резонансни загуби;
 Г/ йонизационни загуби;
 Д/ загуби, обусловени от нееднородност на диелектрика;
 Е/ загуби от спонтанна поляризация.

А. Загуби от електропроводимост

Този вид загуби са предизвикани от тока на проводимостта и са неизбежни за всички видове диелектрици. Те са значителни в материали с повишени стойности на специфичната електрична проводимост.

$\operatorname{tg} \delta$ може да се изчисли по съответното уравнение за паралелната заместваща схема на реален кондензатор (22.8), записано във вида

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{\omega CR}. \quad (22.20)$$

Ако кондензаторът е плосък, съгласно уравнения (10.2) и (20.10)

$$C = \frac{\varepsilon_o \varepsilon_r S}{h}, \quad (22.21)$$

където S е площ на всеки един от електродите на кондензатора, h - разстояние между тях, ε_r - относителна диелектрична проницаемост на диелектрика, ε_o - електрична константа.

Според уравнение (21.1)

$$R = \rho \frac{h}{S}, \quad (22.22)$$

където R е обемно съпротивление на диелектрика, ρ - неговото специфично обемно съпротивление*.

При заместване на изразите за C и R [уравнения (22.21), (22.22)] в уравнение (22.20) се получава

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \rho} = \frac{\gamma}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r}, \quad (22.23)$$

където γ е специфична обемна електрична проводимост на диелектрика.

Макар че уравнение (22.23) е получено за плосък кондензатор, доказва се, че то е валидно за всякакви размери и форма на диелектрика. Следователно $\operatorname{tg} \delta$ е параметър на веществото. Често обаче той се използва за характеризиране на електроизолационни конструкции.

За мощността на загубите е валидно уравнение (22.19):

$$P_a = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta. \quad (22.24)$$

Специфичните загуби са [вж. уравнение (22.1)]:

$$p_a = \frac{P_a}{V}. \quad (22.25)$$

където

$$V = hS \quad (22.26)$$

е обем на диелектрика в междуелектродното пространство.

След заместване на изразите за P_a и V от уравнения (22.24) и (22.26) в уравнение (22.25) и при вземане под внимание на уравнение (22.21) следва

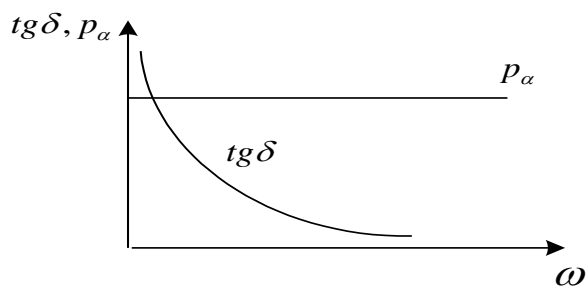
$$p_a = \frac{U^2 \omega \varepsilon_0 \varepsilon_r S}{h^2 S} \operatorname{tg} \delta. \quad (22.27)$$

Като се има предвид, че $U/h = E$ (интензитет на електричното поле) [уравнение (10.3)] и при заместване на $\operatorname{tg} \delta$ с равния му израз от уравнение (22.23) в уравнение (22.27), се получава

$$p_a = E^2 \omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \operatorname{tg} \delta = \frac{E^2}{\rho} = \gamma E^2. \quad (22.28)$$

Уравнение (22.23) показва, че с увеличаване на честотата $\operatorname{tg} \delta$ намалява по хиперболичен закон, а от уравнение (22.28) следва, че специфичните загуби не зависят от честотата (фиг. 22.6).

*Специфичната повърхностна проводимост на диелектрика се пренебрегва ($\rho_s \rightarrow \infty$).



фиг. 22.6

От уравнения (22.23) и (22.28) следва, че $tg\delta$ и p са пропорционални на специфичната електрична проводимост. На свой ред тя расте по експоненциален закон при повишаване на температурата [уравнение (21.17) или (21.18), респективно фиг. 21.6 или 21.7]. Следователно (ако ϵ_r не се променя съществено с изменение на температурата) същият е характерът на температурната зависимост на $tg\delta$ и p_a :

$$tg\delta = Ce^{\frac{a}{T}} \quad (22.29)$$

или

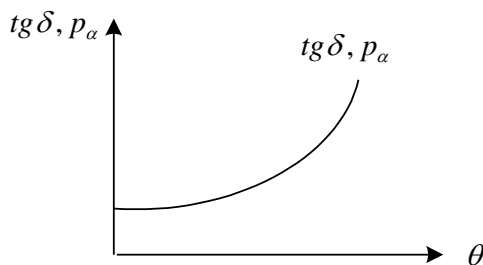
$$tg\delta = tg\delta_0 e^{\alpha\theta}; \quad (22.30)$$

$$p_a = C'e^{\frac{a}{T}} \quad (22.31)$$

или

$$p_a = p_0 e^{\alpha\theta}, \quad (22.32)$$

където C , a , C' , α са коефициенти, характерни за материала, $tg\delta_0$ и p_0 – съответно $tg\delta$ и специфични загуби p при 0°C . Зависимостите (22.30) и (22.32) са изобразени графично на фиг. 22.7. За $tg\delta$ и p_a са избрани такива мащаби, че графиките им да съвпадат.



фиг. 22.7

Б. Поляризационни (релаксационни) загуби

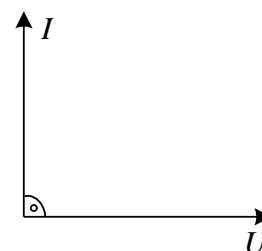
Този вид загуби са обусловени от активната компонента на абсорбционния ток, който се дължи на различни видове релаксационни поляризации.

Например преориентирането на полярните молекули при диполно-релаксационната поляризация във вискозни полярни течности изисква преодоляване на силите на вътрешно триене във веществото, което е свързано със загуба на част от електричната енергия и превръщането ѝ в топлина.

За простота на разглежданията първоначално ще се приеме, че диелектрият е идеален и през него протича само капацитивен ток. Неговата големина е (вж. фиг. 22.5.б и коментара след нея)

$$I = U\omega C. \quad (22.33)$$

Този ток изпреварва във времето напрежението с $T/4$. Съответната векторна диаграма е показана на фиг. 22.8. За да се отрази това отместване между U и I чрез уравнение от вида (22.33) се прилага комплексно представяне на тока. От сравняването на фиг. 22.8 с фиг. 20.19 (т. 20.7) е ясно, че токът е имагинерна величина и за него е валидно уравнението



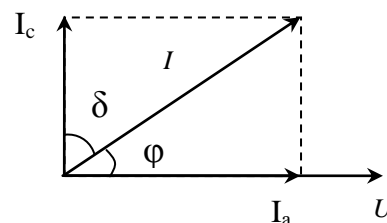
фиг. 22.8

$$\tilde{I} = jU\omega C. \quad (22.34)$$

Ако кондензаторът е плосък, от уравнение (22.34) при използване на уравнения (22.21) и (10.3) за плътността на тока* се получава

$$\tilde{J} = \frac{\tilde{I}}{S} = \frac{jU\omega\epsilon_0\epsilon_r S}{Sh} = jE\omega\epsilon_0\epsilon_r. \quad (22.35)$$

Когато кондензаторът е реален (със загуби), тогава токът през него изпреварва напрежението с по-малко от $T/4$, а на векторната диаграма ъгълът между U и I е $\varphi < \pi/2$ (фиг. 22.9). Предполага се, че в диелектрика се извършва само един вид релаксационна поляризация (например диполно-релаксационна). Както е известно, в този случай (т. 22.2) токът има 2 съставлящи – активна I_a и капацитивна (реактивна) I_c .



фиг. 22.9

За да се намерят изрази за тези токове, се използва обстоятелството, че относителната диелектрична проницаемост на реален диелектрик е комплексна величина [вж. уравнение (20.23), т. 20.7]:

$$\tilde{\epsilon}_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''. \quad (22.36)$$

При заместване на този израз за $\tilde{\epsilon}_r$ в уравнение (22.35) се получава

$$\tilde{J} = jE\omega\epsilon_0(\epsilon_r' - j\epsilon_r'') = E\omega\epsilon_0\epsilon_r'' + jE\omega\epsilon_0\epsilon_r' = J_a + jJ_c,$$

където

*За плътност на тока виж. т. 5, уравнение (5.1)

$$J_a = E\omega\varepsilon_o\varepsilon_r'' \quad (22.37)$$

е активна съставляща на плътността на тока, а

$$J_c = E\omega\varepsilon_o\varepsilon_r' \quad (22.38)$$

- капацитивната му съставляща.

Съгласно уравнение (22.7) $tg\delta$ е

$$tg\delta = \frac{I_a}{I_c} = \frac{J_a}{J_c} = \frac{\varepsilon_r''}{\varepsilon_r'}. \quad (22.39)$$

Комплексната специфична мощност е

$$\tilde{P}_a = \frac{\tilde{P}_a}{V} = \frac{\tilde{I}U}{Sh} = \tilde{J}E = J_a E + jJ_c E = \omega\varepsilon_o\varepsilon_r''E^2 + j\omega\varepsilon_o\varepsilon_r'E^2,$$

а реалната ѝ компонента, т.е. специфичните загуби, са

$$p_a = \omega\varepsilon_o\varepsilon_r''E^2. \quad (22.40)$$

Изразите за ε_r' и ε_r'' [уравнения (20.29) и (20.30), т. 20.7] се заместват в уравнения (22.39) и (22.40):

$$tg\delta = \frac{\omega\tau(\varepsilon_r - \varepsilon_{r\infty})}{(1 + \omega^2\tau^2)\left(\varepsilon_{r\infty} + \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_{r\infty}}{1 + \omega^2\tau^2}\right)} = \frac{\omega\tau(\varepsilon_r - \varepsilon_{r\infty})}{\varepsilon_r + \varepsilon_{r\infty}\omega^2\tau^2}; \quad (22.41)$$

$$p_a = \frac{\varepsilon_o\omega^2\tau(\varepsilon_r - \varepsilon_{r\infty})}{1 + \omega^2\tau^2}E^2. \quad (22.42)$$

$tg\delta$ и p_a се изследват във функция от кръговата честота ω .

При $\omega \rightarrow 0$ $tg\delta \rightarrow 0$, $p_a \rightarrow 0$.

$$\text{При } \omega \rightarrow \infty \quad tg\delta \rightarrow 0, \quad p_a \rightarrow \frac{\varepsilon_o(\varepsilon_r - \varepsilon_{r\infty})}{\tau}E^2 = p_{a\infty}. \quad (22.43)$$

Изразът за $tg\delta$ се диференцира по ω и получената производна се приравнява на 0:

$$(tg\delta)' = \frac{\tau(\varepsilon_r - \varepsilon_{r\infty})(\varepsilon_r + \varepsilon_{r\infty}\omega^2\tau^2) - \omega\tau(\varepsilon_r - \varepsilon_{r\infty})2\varepsilon_{r\infty}\omega\tau^2}{(\varepsilon_r + \varepsilon_{r\infty}\omega^2\tau^2)^2} = 0,$$

откъдето след преобразуване се получава

$$\varepsilon_{r\infty}\omega^2\tau^2 = \varepsilon_r$$

ИЛИ

$$\omega = \omega_{(tg\delta)} = \frac{1}{\tau} \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_{r\infty}}}, \quad (22.44)$$

което е условие за екстремум (максимум) на $tg\delta$.

Стойността на този максимум се получава чрез заместване в уравнение (22.41) на ω с $\frac{1}{\tau} \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_{r\infty}}}$:

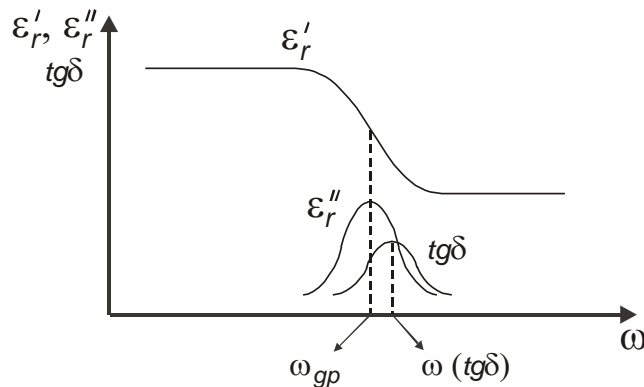
$$(tg\delta)_{\max} = \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_{r\infty}}{2\sqrt{\varepsilon_r \varepsilon_{r\infty}}}.$$

В т. 20.7 е установено, че ε_r'' има максимум при кръгова честота $\omega = 1/\tau$ или за диполно-релаксационна поляризация - при

$$\omega_{dp} = \frac{1}{\tau_{dp}}. \quad (22.45)$$

Като се има предвид съотношението $\varepsilon_r > \varepsilon_{r\infty}$ (вж. фиг. 20.20) от уравнение (22.44) следва, че $\omega_{(tg\delta)} > \omega_{dp}$, т.е. максимумът на $tg\delta$ е изместен спрямо максимума на ε_r'' надясно към по-високите честоти.

Изложеното е илюстрирано графично на фиг. 22.10.



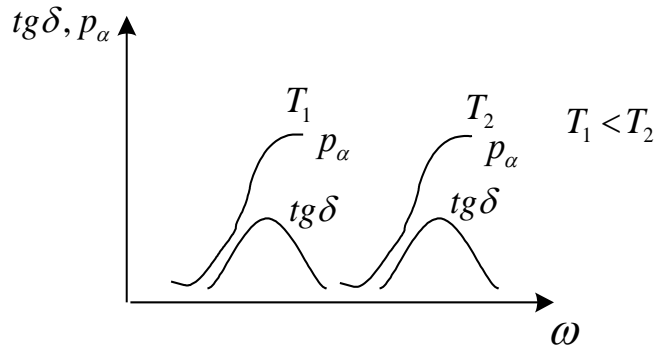
p_a [уравнение (22.42)] се диференцира по ω

$$\begin{aligned} p'_a &= \frac{2\varepsilon_o \omega \tau (\varepsilon_r - \varepsilon_{r\infty}) (1 + \omega^2 \tau^2) - \varepsilon_o \omega^2 \tau (\varepsilon_r - \varepsilon_{r\infty}) 2\omega \tau^2}{(1 + \omega^2 \tau^2)^2} E^2 = \\ &= \frac{2\varepsilon_o \omega \tau (\varepsilon_r - \varepsilon_{r\infty})}{(1 + \omega^2 \tau^2)^2} E^2. \end{aligned}$$

Очевидно производната на p_a е винаги положителна величина, следователно функцията $p_a(\omega)$ е монотонно растяща и се стреми към границата (22.43). При $\omega = 1/\tau$ p_a има стойност

$$p_a = \frac{\varepsilon_o(\varepsilon_r - \varepsilon_{r\infty})}{2\tau} E^2 = \frac{P_{a\infty}}{2} .$$

Графично зависимостта $p_a(\omega)$ е представена на фиг. 22.11, където е съпоставена със зависимостта $tg\delta(\omega)$. От същия чертеж е видно, че при по-висока температура графиките на p_a и $tg\delta$ се преместват към по-високите честоти.



фиг. 22.11

Зависимостите на $tg\delta$ и p_a от честота физикално могат да се обяснят въз основа на механизма примерно на диполно-релаксационната поляризация в течни и полутечни тела. Диполните молекули, следвайки промените на полето, се завъртват във вискозна среда, което е свързано със загуби поради триене и отделяне на топлина. Ако температурата е постоянна, при повишаване на честотата $tg\delta$ и p_a нарастват, докато диполите при преориентирането си следват измененията на полето. Когато честотата стане толкова висока, че диполите не успяват да се преориентират напълно, $tg\delta$ намалява, а p_a остава почти постоянна величина (загубите за 1 период намаляват, но броят на периодите в 1 s се увеличава).

Преместването на кривите $p_a(\omega)$ и $tg\delta(\omega)$ към по-високите честоти при повишаване на температурата е свързано с намаляване на вискозитета η и времето на релаксация τ_{dp} [вж. уравнения (15.3) (т.15.2) и (20.19) (т.20.6)] и съответно увеличаване на $\omega_{(tg\delta)}$ и ω_{dp} съгласно уравнения (22.44) и (22.45)*.

Зависимостта на $tg\delta$ и p_a от температурата също е свързана с температурната зависимост на η , респективно на τ_{dp} . При постоянна честота, ако температурата е много ниска, поляризацията практически е невъзможна поради големия вискозитет на средата - $tg\delta$ и p_a имат незначителни стойности. При високи температури напротив, вискозитетът е незначителен и молекулите се ориентират без да срещат съпротивление - $tg\delta$ и p_a отново имат малки стойности. Действително съгласно уравнения (15.3) и (20.19) при $T \rightarrow 0$ $\eta \rightarrow \infty$ $\tau \rightarrow \infty$, а при $T \rightarrow \infty$ $\eta \rightarrow 0$ $\tau \rightarrow 0$. От уравнения (22.41) и (22.42) следва, че при $T \rightarrow 0$ и $T \rightarrow \infty$ $tg\delta \rightarrow 0$ и $p_a \rightarrow 0$. При средни температури ориентацията на молекулите се извършва във вискозна среда, което е свързано със загуба на енергия и повишени стойности на $tg\delta$ и p_a .

*Въпросът за влиянието на температурата върху честотната зависимост на ε_r'' и в частност върху ω_{dp} се третира и в т. 20.7 (вж. фиг. 20.22)

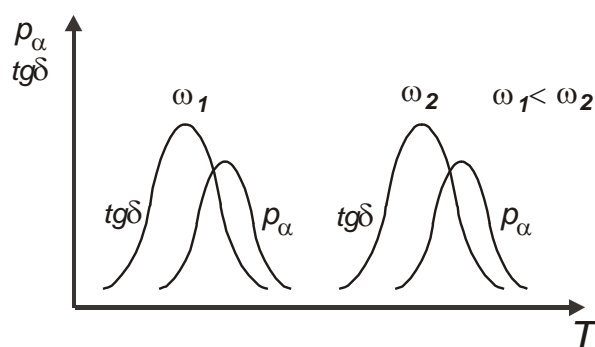
$tg\delta$ притежава максимум при температура, съответстваща на такова време на релаксация, при което е изпълнено уравнение (22.44), от което следва, че максимумът на $tg\delta$ настъпва при време на релаксация

$$\tau_{(tg\delta)} = \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{\epsilon_r}{\epsilon_{r\infty}}} . \quad (22.46)$$

p_a има максимална стойност при температура, съответстваща на време на релаксация, при което е валидно уравнение (20.31) (т. 20.7), т.е

$$\tau_{(p_a)} = \frac{1}{\omega} . \quad (22.47)$$

Чрез сравняване на уравнения (22.46) и (22.47) се установява, че максимумът на $tg\delta$ настъпва при по-голямо време на релаксация, отколкото максимума на p_a . Но времето на релаксация е по-голямо при по-ниска температура. Следователно максимумът на $tg\delta$ е изместен спрямо максимума на p_a наляво (към по-ниските температури). На фиг. 22.12 са представени графично зависимостите $tg\delta(T)$ и $p_a(T)$ при 2 различни честоти. Отместването на кривите към по-високите температури с увеличаване на честотата се обяснява по следния начин: съгласно уравнения (22.46) и (22.47) по-високите честоти изискват по-малки стойности на времената на релаксация $\tau_{(tg\delta)}$ и $\tau_{(p_a)}$, необходими за получаване на максимуми в зависимостите $tg\delta(T)$ и $p_a(T)$, а за намаляване на $\tau_{(tg\delta)}$ и $\tau_{(p_a)}$ е нужна по-висока температура.



фиг. 22.12

В. Резонансни загуби

Резонансните загуби се проявяват при честоти около и над 10^{13} Hz (т.е. извън електротехническият честотен диапазон). Те се характеризират с рязко изразен максимум, който е свързан с максимума на ϵ_r'' при резонансна поляризация (вж. т. 20.7 – фиг. 20.21). Във вещества с висока диелектрична проницаемост, а също в стъкла и ситали (вж. т. 27.3.Б), където има слабо свързани йони, честотата на йонния резонанс може да е по-ниска (около 10^{12} Hz) и тогава началото на резонансния максимум на загубите обхваща диапазона на свръхвисоките радиочестоти.

Г. Йонизационни загуби

Йонизационните загуби са свойствени за газообразни диелектрици и твърди материали с газови включения. Механизмът им е описан при разглеждане на диелектричните загуби във връзка с агрегатното състояние (т. 22.6.А).

Д. Загуби от нееднородност

Загубите, обусловени от нееднородности, се наблюдават в материали със случайни примеси или преднамерено въведени компоненти. Поради голямото разнообразие в структурите на нееднородните диелектрици, не съществуват общи формули за изчисляване на загубите в тях.

В по-нататъшното изложение (т. 24.3) е разгледан конкретен примерен случай за диелектрични загуби в двуслоен диелектрик.

Загубите от спонтанна поляризация са обект за разглеждане в т. 28.2.

22.5. Обобщение на величината имагинерна съставляща на относителната диелектрична проникваемост (ϵ_r'')

В т. 20.7 имагинерната съставляща на относителната диелектрична проникваемост ϵ_r'' е въведена, за да се изрази изоставането във времето на електричната поляризация P от измененията на интензитета на електричното поле E .

Съгласно уравнение (22.39) (т. 22.4) за поляризационни загуби

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\epsilon_r''}{\epsilon_r'}$$

откъдето

$$\epsilon_r'' = \epsilon_r' \operatorname{tg} \delta. \quad (22.48)$$

Но $\operatorname{tg} \delta$ се определя от всички видове загуби, които се извършват в диелектрика. Следователно уравнение (22.48) е по-общо от уравнение (20.30) (т. 20.7). ϵ_r'' е характеристика на всеки диелектрик със загуби. $\epsilon_r'' = \epsilon_r' \operatorname{tg} \delta$ се нарича коефициент на диелектричните загуби.

22.6. Диелектрични загуби в зависимост от агрегатното състояние

А. Диелектрични загуби в газове

Диелектричните загуби в газовете при интензитети на полето, по-ниски от необходимия за развитие на ударна йонизация, са много малки. В този случай източник на диелектрични загуби е само електропроводимостта, тъй като ориентацията на диполните молекули (ако газът е полярен) при поляризация не се съпровожда с отделяне на активна мощност. Както е известно (т. 21.3), при малки интензитети всички газове се отличават с твърде малка електрична проводимост и във връзка с това ъгълът на диелектрични загуби е нищожно малък, особено при високи честоти. Стойността на $\operatorname{tg} \delta$ може да се изчисли чрез уравнение (22.23) (т. 22.4.А).

Специфичното съпротивление е от порядъка $10^{16} \Omega \cdot m$ (вж. т. 21.3), $\epsilon_r \approx 1$ (вж. т. 20.9); при честота 50 Hz и отсъствие на йонизация $tg\delta$ е по-малък от $4 \cdot 10^{-8}$.

При високи напрежения и преди всичко в неравномерно поле, когато интензитетът в отделни места превишава определена критична стойност, молекулите на газа се йонизират, вследствие на което възникват загуби от йонизация. Приблизително те могат да се изчислят по уравнението

$$P_{ai} = Af(U - U_{ii})^3, \quad (22.49)$$

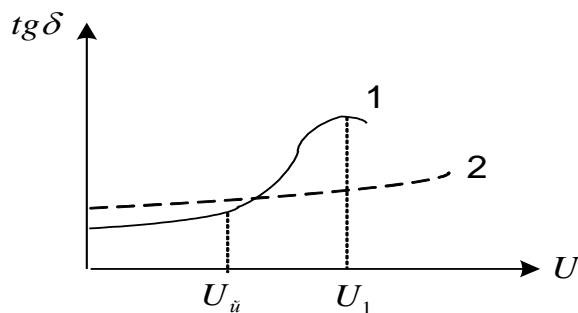
където A е постоянен коефициент; f - честота; U - приложено напрежение; U_{ii} - напрежение, при което започва йонизацията.

Уравнение (22.49) е валидно за $U > U_{ii}$. Стойността на U_{ii} зависи от налягането – с увеличаването му над атмосферното U_{ii} расте.

Йонизационните загуби са допълнителен механизъм на диелектричните загуби в твърд диелектрик, съдържащ газове включвания, в които възникват *частични разряди* при напрежения над U_{ii} . Йонизацията на газа в шуплите е особено интензивна при радиочестоти.

На фиг. 22.13 е показано влиянието на газовите включвания върху характера на изменението на $tg\delta$ с увеличаване на напрежението. При $U > U_{ii}$ $tg\delta$ нараства; когато U превиши U_1 , газът във включванията вече е йонизиран напълно и енергия за процеса йонизация не се изразходва - $tg\delta$ намалява (крива 1 на фиг. 22.13, която се нарича крива на йонизацията). Ако материалът е плътен, без шупли, $tg\delta$ се изменя с повишаване на напрежението по линия 2.

Йонизацията на въздуха се съпровожда с образуване на озон (O_3) и оксиди на азота, които предизвикват необратими химични промени в някои органични електроизолационни материали и са причина за стареенето им. (вж. т. 25).



фиг. 22.13

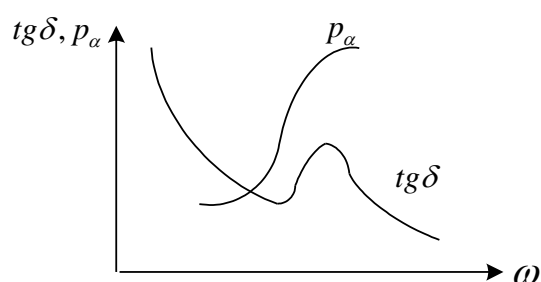
Б. Диелектрични загуби в течни диелектрици

В неполярни течни диелектрици, несъдържащи примеси с диполни молекули, загубите се дължат само на електропроводимост и са незначителни. За пример може да послужи щателно очистено нефтено кондензаторно масло (вж. т. 27.2.A), чиито $tg\delta$ е много малък (0,0005 при $20^\circ C$ и честота 50 Hz) и се поддава на изчисление по уравнение (22.23) (т. 22.4.A). За $tg\delta$ и специфичните загуби p_a във функция от честотата и температурата са приложими графиките, изобразени на фиг. (22.6) и (22.7) (т. 22.4.A).

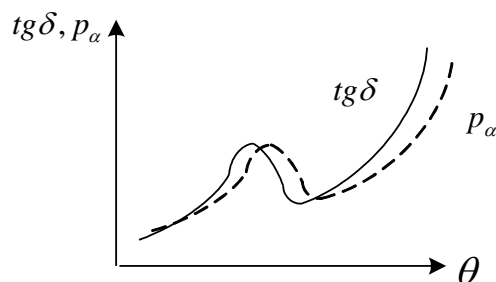
Загубите в полярните течности в зависимост от условията (честота, температура) могат да бъдат значителни. Те са свързани с електропроводимост и диполно-релаксационна поляризация.

На фиг. 22.14 са показани честотните зависимости на $tg\delta$ и p_a за течност с релаксационни загуби и загуби от електропроводимост. Кривите са получени чрез събиране на ординатите на точките от графиките на фиг. 22.6 и фиг. 22.11 (т. 22.4.B) (примерно за температура T_1). Ясно е, че при високи честоти $tg\delta$ е малък, а

специфичните загуби могат да бъдат значителни. При сравнение с фиг. 22.11 се вижда влиянието на загубите от електропроводимост върху кривата $p_a(\omega)$ - тя е повдигната.



фиг. 22.14



фиг. 22.15

На фиг. 22.15 са изобразени аналогично получените от фиг. 22.7 и 22.12 зависимости на $tg\delta$ и p_a от температурата при честота примерно ω_1 за полярна течност със загуби от проводимост и диполно-релаксационна поляризация.

Стойностите на $tg\delta$ за полярните течни диелектрици са по-високи. Например $tg\delta$ на полярната синтетична течност совол при честота 50 Hz е 0,02.

В. Диелектрични загуби в твърди диелектрици

Диелектричните загуби в твърдите диелектрици зависят от структурата им. Те притежават разнообразен състав и строеж и в тях са възможни всички видове диелектрични загуби, във връзка с което се разделят на 4 групи:

- 1) диелектрици с молекулна структура;
- 2) диелектрици с йонна структура;
- 3) нееднородни диелектрици;
- 4) сегнетодиелектрици.

1. Неполярните диелектрици с молекулна структура без примеси се характеризират с незначителни загуби. За тях са в сила всички закономерности, валидни за загуби от електропроводимост и неполярни течности – уравнения (22.23), (22.28) и фиг. 22.6, 22.7 (т. 22.4.А). Към тези диелектрици се отнасят парафин, неполярни полимери – полиетилен, полистирол, тефлон и др. Техният $tg\delta$ при честота 10^6 Hz и температура 20°C е от порядъка 10^{-4} . Всички те са подходящи за използване при високи честоти.

Диелектриците с молекулна структура с полярни молекули са предимно вещества, които се използват в електротехниката – материали върху основата на целулозата (хартия, картон); полярни полимери [(полиметилметакрилат (плексиглас), полиамиди, фенолформалдехидни смоли и др)]. Всички те, поради присъщата им диполно-релаксационна поляризация, се характеризират с големи загуби при радиочестоти.

Честотните и температурни зависимости на $tg\delta$ и p_a , изобразени на фиг. 22.14 и 22.15 са валидни и за диелектриците от този вид.

За по-голяма част от тях $tg\delta$ при честота 50 Hz и температура 20°C е от порядъка 10^{-2} .

2. Диелектричните загуби в диелектриците с йонна структура зависят от особеността на опаковката на йоните в кристалната решетка (вж. т. 2.3).

Във веществата с кристална структура с плътна опаковка на йоните, ако отсъстват примеси, диелектричните загуби са твърде малки. Те се обуславят от електропроводимост и нарастват при повишаване на температурата. Към тази група

спадат слюда, кварц (SiO_2), корунд (Al_2O_3) и др. Техният $\text{tg}\delta$ при честота 10^6 Hz и температура 20°C е от порядъка 10^{-4} .

Диелектриците с кристална структура и неплътна опаковка на йоните се характеризират с йонно-релаксационна поляризация, която предизвиква повишени диелектрични загуби. Към тези вещества се отнасят: мулит (влизат в състава на изолаторен порцелан), минералът циркон (компонент на огнеупорна керамика) и др. В голяма част от този вид материали количеството на йоните, участващи в йонно-релаксационната поляризация, непрекъснато расте с повишаване на температурата, затова характерният за полярните диелектрици максимум в зависимостта $\text{tg}\delta$ (T) липсва – при загряване $\text{tg}\delta$ расте приблизително по експоненциален закон. Порядъкът на техния $\text{tg}\delta$ при 20°C и честота 10^6 Hz е в границите $10^{-2}\div 10^{-4}$.

Диелектричните загуби в аморфните вещества с йонен строеж (например неорганичните стъкла) са свързани с явленията йонно-релаксационна поляризация и електропроводимост. Загубите от релаксационна поляризация в повечето технически стъкла, с изключение на кварцовото, са значителни. При повишени температури, поради увеличаването на електропроводимостта, нарастват загубите, обусловени от тока на проводимост, като особеностите на релаксационните загуби се проявяват по-слабо.

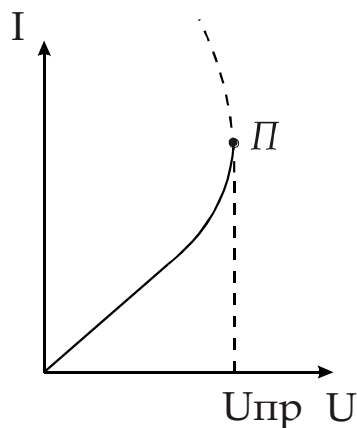
В зависимост от химичния състав $\text{tg}\delta$ на различните видове стъкла при 20°C и честота 10^6 Hz е в границите $0,0002\div 0,01$ (долната граница е за кварцово стъкло).

При много високи честоти, приближаващи се към честотата на собствените колебания на йоните, в стъклата са възможни и резонансни загуби.

Диелектричните загуби в нееднородни диелектрици и сегнетодиелектрици са разгледани съответно в т. 24.3 и 28.2.

23. Поведение на диелектрик в електрично поле с висок интензитет

23.1. Общи сведения за пробив в диелектрик



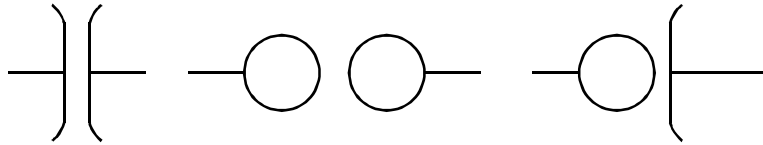
фиг. 23.1

Когато интензитетът на електричното поле, приложено върху диелектрик, превиши определена стойност, наречена пробивен интензитет ($E_{пр}$), в него се образува област с повишена електропроводимост, което води до временно или трайно, частично или пълно загубване на изолационните му свойства. Това явление се нарича *пробив*.

Графичната зависимост на тока през диелектрика и приложеното напрежение е показана на фиг. 23.1. За газовете и някои течности в зависимостта $I(U)$ има хоризонтален участък (вж. т.т. 21.3, 21.4). Точка Π , за която $dI / dU = \infty$, съответства на пробива.

Характерът на пробива в диелектриците зависи от вида на електричното поле. То може да бъде равномерно или неравномерно (в пространството), постоянно или променливо (във времето).

Равномерно е такова електрично поле, във всяка точка на което интензитетът е един и същ по посока и големина (вж. т. 10). Теоретично равномерно е полето между 2 безкрайни успоредни електрода. На практика се счита, че равномерни са електрични полета, създадени от успоредни плоскост-плоскост, сфера-сфера и сфера-плоскост, когато разстоянието между електродите е много по-малко от техните линейни размери (фиг. 23.2).



фиг. 23.2

Неравномерни са електрични полета, в различните точки на които интензитетът не е еднакъв. Те се създават от електроди острие-плоскост, острие-острие (фиг. 23.3), са също сфера-сфера, сфера-плоскост при значителни междуелектродни разстояния. Най-голям е интензитетът около остриета и ръбове на електродите.



фиг. 23.3

Пробивното напрежение на диелектрика U_{np} е характеристика на конкретна електроизолационна конструкция – зависи от структурата и геометричните ѝ размери (преди всичко от нейната дебелина). Следователно U_{np} не може да служи за оценка на материалите. За тази цел се използва величината пробивен интензитет E_{np} .

За равномерно електрично поле

$$E_{np} = \frac{U_{np}}{h}, \quad (23.1)$$

където h е разстояние между електродите.

Величината E_{np} се нарича още **електрична якост**. По нея се сравняват различните диелектрици.

В неравномерни полета интензитетът в различни части от обема на диелектрика не е еднакъв; тогава по уравнение (23.1) се определя средният пробивен интензитет:

$$E_{np(cp)} = u_{np} = \frac{U_{np}}{h}, \quad (23.2)$$

който освен от диелектрика, зависи и от системата електроди, създаващи полето. Нарича се още *специфично пробивно напрежение*.

Пробивът се осъществява само в тази част от диелектрика, където интензитетът на електричното поле превишава E_{np} . В останалите места от диелектрика, където не е достигната електричната якост, пробив не се извършва. Поради това се различават следните видове пробиви:

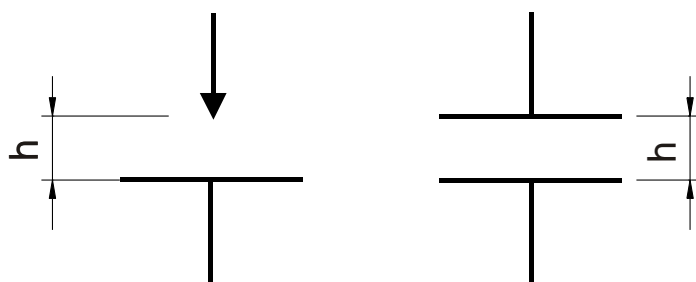
1) *Пълнен пробив* – когато проводящият канал се разпростира от единия до другия електрод. В този случай през диелектрика протича голям ток на късо съединение. Този вид пробив възниква в равномерно електрично поле в хомогенен материал, а също и в неравномерно поле при условие, че между електродите съществува непрекъсната област, в която интензитетът е достигнал E_{np} . Понижаването на напрежението след т. П на фиг. 23.1 се наблюдава само при пълен пробив и се обяснява с намаляване на съпротивлението на изолацията (съгласно закона на Ом $U = IR$).

2) *Непълнен пробив* – когато само в част от междуелектродното пространство се достига пробивният интензитет и диелектрият пробива там. В тази област се образува

проводящ канал, в който обаче токът е много малък, защото останалата част от диелектрика има голямо съпротивление. Този вид пробив се получава при неравномерно поле, а ако диелектрият е нехомогенен, и в равномерно поле. Може да се развие и в равномерни полета в хомогенни диелектрици, ако напрежението действа много кратко време. При непълен пробив диелектриците обикновено запазват електроизолационните си свойства, макар и значително влошени.

Пробивите в газове включвания на твърди диелектрици са също непълни по отношение на цялото междуелектродно пространство. Както е известно (т. 22.6.А), наричат се *частични разряди*. Те могат да продължават дълго време или да се прекратят.

Условията за пробив в неравномерно поле са по-благоприятни, отколкото в равномерно. Когато разстоянието между електродите е едно и също (фиг. 23.4), в неравномерно поле пробивният интензитет E_{np} се достига в някои области от



$$U_{np(\text{неравн. поле})} < U_{np(\text{равн. поле})}$$

фиг.23.4

междуелектродното пространство при по-ниско напрежение, отколкото в равномерно поле.

Пробив може да се осъществи през обема на диелектрика или по неговата повърхност – в граничния слой между твърд диелектрик и газ, течност и газ, твърд диелектрик и течност, а също в граничния слой между 2 твърди диелектрика. В съответствие с това се различават *обемен* и *повърхностен пробив*.

След образуване на проводящия канал при пробив следващото развитие на явленията зависи от свойствата на диелектрика, от мощността на захранващия източник и от съпротивлението на веригата извън диелектрика. При пълен пробив възниква електрична искра, която при достатъчно голяма мощност на източника прераства в дъга. Те (искрата или дъгата) могат да предизвикат механично разрушаване, стопяване, овъгляване или други изменения в електроизолационната конструкция.

При пълен пробив в твърд диелектрик след премахване на напрежението и повторното му подаване диелектрият пробива при напрежение много по-ниско от U_{np} . Поради това пробивът в твърда изолация на електрично съоръжение е повреда и излизане на съоръжението от строя.

При пълен пробив в газообразни и течни диелектрици след изключване на напрежението те възстановяват електроизолационните си свойства благодарение на движението на частиците. За газовете това време е по-малко, особено ако се осъществява продухване или налягането е повишено. То е по-продължително за течностите, в които подвижността на частиците е по-малка, отколкото в газовете, силно зависи от вискозитета и други фактори. Ако обемът на течния диелектрик е малък и пробивът действа продължително време, при което може да се промени химичният му състав, той загубва електроизолационните си качества необратимо.

Прието е пробивът в газообразни и течни диелектрици да се нарича *разряд*. По този начин се различава пробивът в диелектрици, възстановяващи диелектричните си свойства след прекратяване на действието на електричното поле, от пробива в диелектрици, губещи завинаги диелектричните си свойства. (От тук следва и названието “частични разряди” в газовите включвания на твърди диелектрици). Затова E_{np} на газовете и течностите в по-нататъшното изложение се означава с E_p .

Според механизма (т.е. според процесите, развиващи се в диелектриците под действие на електрично поле) се различават 3 вида пробиви:

1) *Електричен пробив* – нарича се още *йонизационен пробив*. При него неутралните частици (атоми или молекули) на материала се йонизират от удари на свободни заредени частици, ускорени под действие на електричното поле.

Този вид пробив е характерен за газообразни, течни и твърди диелектрици.

2) *Електротоплинен пробив* – настъпва поради нарушаване на топлинното равновесие между отделената в диелектрика топлина вследствие на диелектричните загуби и топлината, разсеяна в околното пространство. Този вид пробив е характерен за течни и твърди материали.

3) *Електрохимичен пробив* – предизвиква се от химични процеси в диелектрика и/или в околната среда под въздействие на електрично поле. Извършва се в течни и твърди материали.

23.2. Разряд в газове

Електричната якост на газовете е най-ниска в сравнение с тази на течните и твърди диелектрици. За въздух при нормални условия (температура 20°C и налягане 0,1 МПа) $E_p = 3,2 \text{ MV/m}$.

А. Механизъм на разряда в газове

Във всеки газ, на който не действа електрично поле с висок интензитет, броят на свободните електрични заряди – електрони, положителни и отрицателни йони – е незначителен. Наличието им в газа се дължи на външни йонизиращи фактори – естествена радиоактивност, космични лъчи, ултравиолетови лъчи и др. (вж. т. 21.3). Свободните електрични заряди, както и неутралните частици на газа (атоми или молекули) при отсъствие на електрично поле извършват хаотично движение.

При прилагане на електрично поле към газа свободните заредени частици извършват насочено движение по направление на полето в противоположни посоки в съответствие със знака на заряда си – през газа протича ток, който при малки интензитети на полето е незначителен; проводимостта в този случай се нарича несамостоятелна (вж. т. 21.3).

При насоченото си движение заредените частици се “сблъскват” с другите частици на газа. Между всеки 2 удара, т.е. по време на свободния си пробег, всяка една от тях придобива допълнителна енергия, която е пропорционална на интензитета на полето E , на заряда на токоносителя q и на свободния пробег λ :

$$W = Eq\lambda . \quad (23.3)$$

Добавъчната енергия на заредените частици се предава на молекулите (атомите), с които те се сблъскват. Ако тази енергия е достатъчно голяма, се осъществява възбуждане на атомите и молекулите, свързано с преходи на електрони към по-високи енергетични нива. Възможна е и йонизация, т.е. разпадане на молекулите (атомите) на електрони и положителни йони. Условието за това е

$$W \geq W_i , \quad (23.4)$$

където W_i е енергия за йонизация, която за различните газове е в границите 4÷25 eV*.

* За единицата eV вж. т. 2.1.

От уравнение (23.3) и неравенство (23.4) следва

$$Eq\lambda \geq W_i$$

или

$$E \geq \frac{W_i}{q\lambda} = E_p, \quad (23.5)$$

където E_p е разряден интензитет на газа (електричната му якост).

Новообразуваните в газа свободни заредени частици започват също насочено движение под действие на полето и на свой ред могат да предизвикат ударна йонизация (вж. т.21.3). Ударната йонизация, предизвикана от свободните електрони, се нарича *α -ударна йонизация*. Положителните йони предизвикват *β -ударна йонизация*.

Във въздуха най-голямо е количеството на азота (N_2) – 78 %. Известно е от т. 21.3, че в него отрицателни йони не се образуват. Следователно може да се приеме, че във въздуха количеството на отрицателните йони е пренебрежимо малко и те не играят съществена роля при разряда.

Основна роля при йонизацията играят електроните, тъй като дължината на свободния им пробег λ е значително по-голяма от тази на по-масивните йони и съгласно уравнение (23.3) те набират под въздействие на полето по-голяма енергия. Трябва да се има предвид също, че при взаимодействие на положителен йон с периферен електрон от неутрална частица, условията за отделяне на електрона се оказват неблагоприятни, тъй като поради голямото различие между масите отдаваната енергия от йона на електрона е малка. Освен това евентуално отделеният електрон се привлича от положителния йон. Напротив – при α -ударна йонизация избитият електрон се отблъсква от електрона, стълкновяващ се с частицата на газа.

Когато електрон, ускорен от полето, не е в състояние да предизвика йонизация, а само възбуждане на неутрална частица, електрон в нея преминава на по-високо енергетично ниво. Това състояние е неустойчиво и в следващ момент частицата се връща в нормално състояние, излъчвайки квант енергия (фотон) (вж. т. 2.1):

$$W_\phi = h\nu. \quad (23.6)$$

Възможно е той да се погълне от някоя друга частица, която се йонизира, ако

$$W_\phi \geq W_i.$$

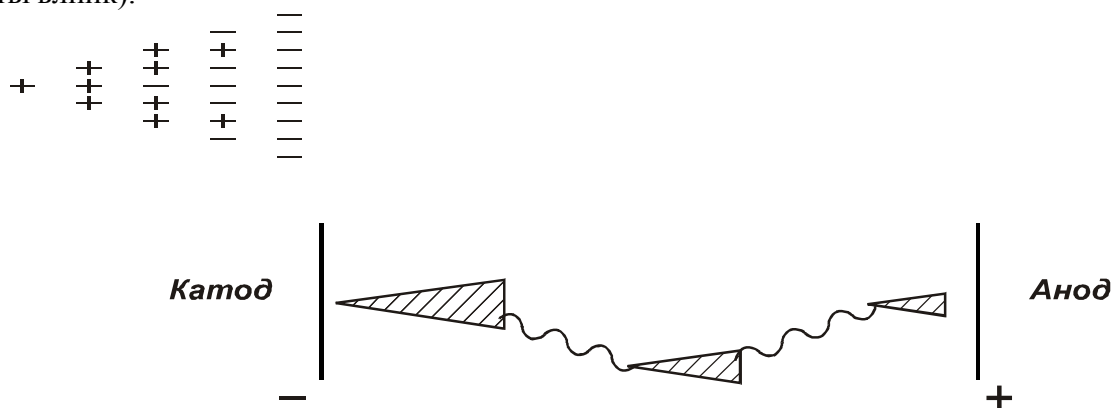
Този процес се нарича *фотойонизация*.

Фотони се излъчват и при рекомбинация (вж. т. 21.3).

Допълнителни заряди (електрони) в газа постъпват от катода по следните причини:

- бомбардиране с положителни йони;
- облъчване със светлина (фотони);
- загряване (термоелектронна емисия);
- откъсване на електрони под действие на интензивно електрично поле (студена или автоелектронна емисия).

В резултат на описаните процеси и най-вече на α -ударната йонизация, в газа се създава област с голяма концентрация на свободните електрични заряди, наречена електронна лавина. Тя е с конична форма (на фиг. 23.5 е изобразена чрез заштрихован триъгълник).



фиг. 23.5

Под действие на полето, поради голямата си скорост електроните се натрупват в челото на лавината, оставяйки след себе си облак от положителни йони. С вълнообразни линии са изобразени пътищата на фотоните. Техните начала изхождат от атомите, които са били възбудени от удари с електрони и впоследствие излъчващи фотони. Движейки се със скорост $3 \cdot 10^8$ m/s, фотон изпреварва лавината и в някакво място, съответстващо на края на вълнообразната линия, йонизира газова частица. Избитият електрон, насочвайки се към анода, поражда нова лавина далече пред първата. Между отделните лавини полето е силно деформирано и интензитетът в отделни места значително нараства, което засилва йонизационните процеси – отделните лавини се сливат в една и се получава така нареченият *стример* с голяма плътност на зарядите в него.

Едновременно с нарастването на стримера, насочен от катода към анода, се образува насрещен лавинен поток от положително заредени частици, насочени към катода. Върху него се образува катодно петно, излъчващо електрони.

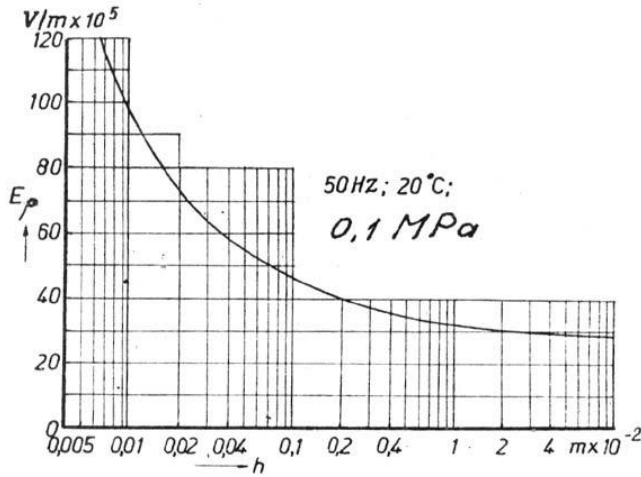
По този начин пространството между електродите се изпълва с проводяща плазма от електрони и йони, продукт на йонизацията и газът става проводим.

Описаният пробив (разряд) е електричен (йонизационен) и в газовете той е единственият вид пробив.

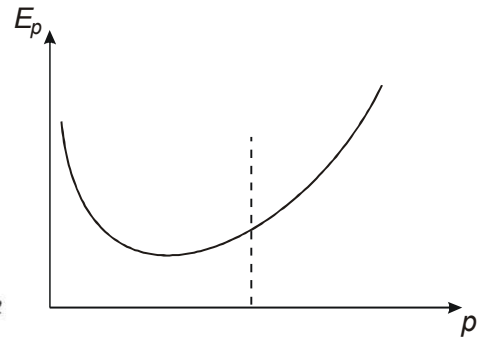
Б. Разряд в газове при равномерни полета

В равномерни полета разрядът в газовете протича практически мигновено за $10^{-7} \div 10^{-8}$ s. Това време намалява с увеличаване на напрежението.

В равномерно поле електричната якост на газовете E_p не зависи от разстоянието между електродите. Но при много малки стойности на h , съизмерими с дължината на свободния пробег на токоносителите λ , формирането на разряда е затруднено и E_p нараства (фиг. 23.6).



фиг. 23.6

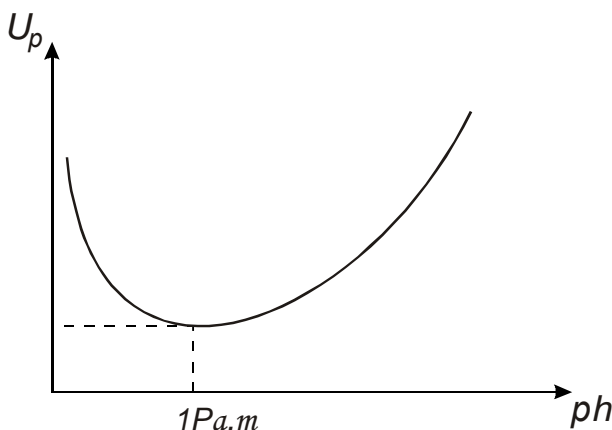


фиг. 23.7

Електричната якост на газовете зависи от налягането p в съответствие с фиг. 23.7. Прекъснатата вертикална линия съответства на нормално атмосферно налягане ($\approx 0,1\text{MPa}$).

Десният възходящ участък на графиката се обяснява по следния начин: С увеличаване на налягането нараства плътността на газа, намалява свободният пробег на свободните електрични заряди и съгласно уравнение (23.3) намалява тяхната енергия в края на свободния им пробег. За да се изпълни неравенство (23.4), е необходим по-голям интензитет на полето. Напротив – при намаляване на налягането нараства свободният пробег на токоносителите, съгласно уравнение (23.3) се увеличава енергията им в края на свободния пробег, разряд се осъществява по-лесно и електричната якост на газа E_p намалява. Но при много ниски налягания E_p нараства (левия клон на графиката), защото газът е толкова разреден, че свободните заряди преминават междуелектродното пространство с малка вероятност да срещнат и йонизират неутрални частици.

Графиките от фиг. 23.6 и 23.7 могат да се обобщят за разрядното напрежение U_p във функция от произведението ph . Като се има предвид, че $U_p = E_p h$ [вж. уравнение (10.3)], то зависимостта $U_p(ph)$ има



фиг. 23.8

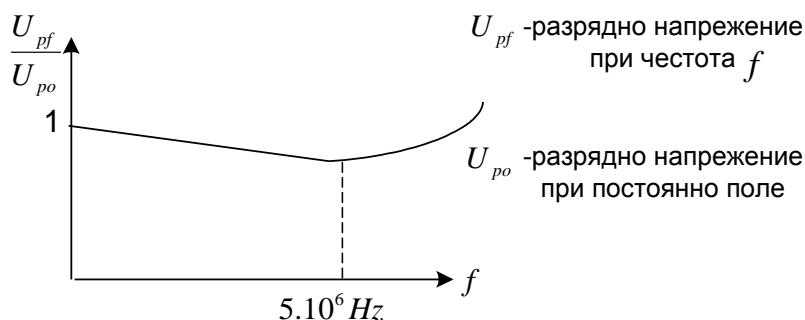
вида, показан на фиг. 23.8). За въздух минимумът се получава при $ph \approx 1\text{MPa}\cdot\text{m}$ и $U_{p\min} \approx 330\text{V}$. Зависимостта е известна като *закон на Пашен*.

При изменение на налягането p (в hPa) и температура θ (в °C) в не широки граници около нормалните разрядното напрежение се изменя според уравнението

$$U_p = 0.289 \frac{p}{\theta + 273} U_{p0},$$

където U_{po} е разрядно напрежение при нормални условия: $p_o = 1013 \text{ hPa}$: $\theta = 20^\circ\text{C}$ ($T = 293\text{K}$).

Разрядното напрежение U_p в газове в равномерно поле се изменя и в зависимост от честотата, особено при радиочестоти (фиг. 23.9).



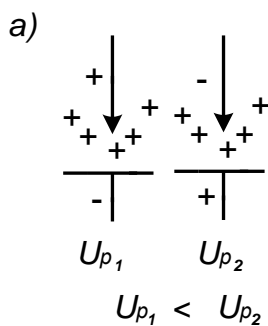
фиг. 23.9

При малки честоти електричната якост съвпада с електричната якост при постоянно поле. При по-високи честоти намалява слабо и достига минимум при честота около $5 \cdot 10^6 \text{ Hz}$, след което нараства приблизително до $1,5 U_{po}$. Намаляването на U_p при повишени честоти се обяснява с изкривяване на полето вследствие образуването на обемни заряди поради различната подвижност на положителните йони и електроните (за подвижност на токоносителите вж. т. 21.4, уравнение 21.11). Както е известно от т. 23.1, в неравномерни полета U_p е по-ниско, отколкото в равномерно поле при едно и също разстояние между електродите. Повишаването на U_{pf} при честоти над $5 \cdot 10^6 \text{ Hz}$ се дължи на това, че за един полупериод на променливото напрежение токоносител трудно може да измине свободния си пробег, поради което започването и завършването на процеса ударна йонизация са силно затруднени.

В. Разряд в газове в неравномерни полета

Разрядът в газове в неравномерни полета се подчинява на други закономерности.

При напрежения, значително по-малки от разрядното напрежение в равномерно поле при едно и също разстояние между електродите (фиг. 23.4, т. 23.1), в отделни области на неравномерното поле интензитетът може да превиши електричната якост и настъпва разряд, който не се разпространява в цялото междуелектродно пространство. Такъв непълен разряд се нарича корона. При повишаване на приложеното напрежение тя прераства в пълен разряд.



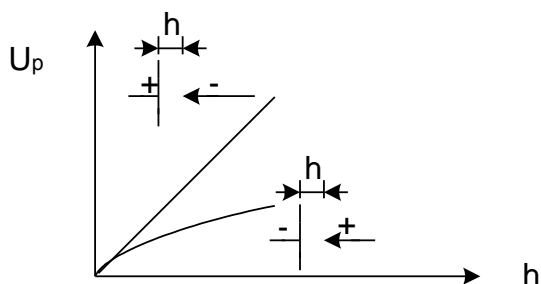
фиг. 23.10

Друга особеност на разряда в газове е, че разрядното напрежение при несиметрични електроди и постоянно поле зависи от полярността на електродите (фиг. 23.10). Тази особеност се обяснява с нееднаквата подвижност на електроните и положителните йони.

Йонизацията се развива в областта около острието (там интензитетът на електричното поле е най-голям). В резултат на йонизацията възникват свободни електрони и положителни йони. Електроните, като по-подвижни, се изтеглят към положителния електрод и около острието

остава положителен пространствен заряд, обусловен от положителните йони.

Ако острието е положително, този пространствен положителен заряд фиктивно скъсява междуелектродното пространство и разрядът настъпва при по-ниско напрежение (фиг. 23.10.а). Ако острието е отрицателно, положителният пространствен заряд го екранира, т.е. фиктивно удължава междуелектродното пространство и разрядът настъпва при по-високо напрежение (фиг. 23.10.б). Зависимостта $U_p(h)$ в двата случая е показана на фиг. 23.11.



фиг. 23.11

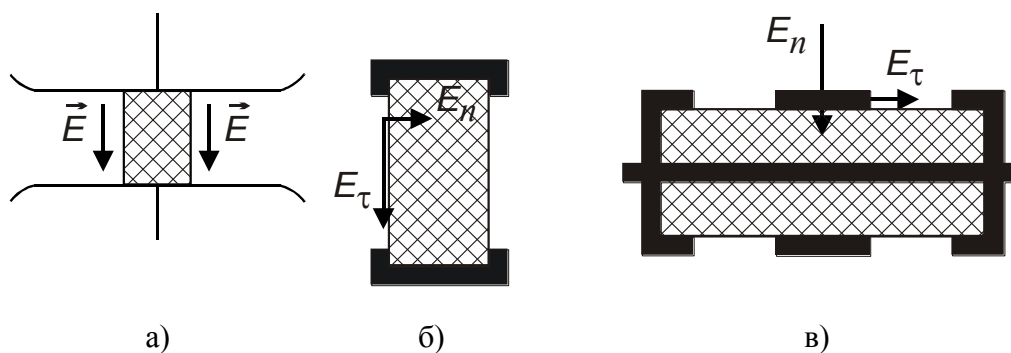
В силно неравномерни електрични полета образуването на обемни заряди е по-интензивно, затова честотата и стойността на минимума на U_p в зависимостта $U_p(f)$ (вж. фиг. 23.9) са по-малки.

При неравномерни променливи полета с увеличаване на разстоянието между електродите разрядното напрежение нараства незначително.

Г. Разряд в газ по повърхността на твърд диелектрик

В практиката е неизбежно съвместното използване на газообразни и твърди диелектрици. Например повърхността на порцеланов изолатор е в контакт с въздушна среда. При определени условия може да настъпи разряд на границата между двете среди. При аналогични условия работят и печатните платки. Пробивните (разрядните) напрежения по повърхността на материала зависят от свойствата му, от състоянието на неговата повърхност, вида на приложеното напрежение, конфигурацията на електричното поле.

Различават се 3 характерни случая на разполагане на диелектрика в полето (фиг. 23.12):



фиг. 23.12

1) Диелектрият е в равномерно електрично поле и повърхността му е успоредна на интензитета на полето \vec{E} (фиг. 23.12.а).

2) Диелектрият е в силно неравномерно поле (фиг. 23.12.б); тангенциалната съставляваща на интензитета E_τ преобладава над нормалната съставляваща E_n . Този случай е характерен за подпорните изолатори.

3) Диелектрият е в силно неравномерно поле; нормалната съставляваща на интензитета E_n преобладава над тангенциалната E_τ . Конструкцията е характерна за проходните изолатори (фиг. 23.12.в).

Във всички случаи наличието на твърд диелектрик в полето понижава разрядното напрежение U_p на газа.

В първия случай U_p намалява поради следните причини: Изолаторът адсорбира влага от околния въздух и върху повърхността му се образува микроскопичен воден слой. Водните молекули се дисоцират на положителни и отрицателни йони, които се придвижват към електродите и повишават интензитета на полето близо до тях. В резултат на това U_p намалява. Този ефект е по-силно изразен при хигроскопични материали.

Ако повърхността на диелектрика е под ъгъл спрямо интензитета на полето (случаи 1 и 2), се наблюдават местни прегрявания и топлинен пробив по повърхността. Те се предизвикват от нормалната компонента на интензитета, която притиска движещите се по повърхността йони и се получава триене с отделяне на топлина. В резултат на този процес U_p намалява още повече.

Разрядът може да предизвика овъгляване на повърхността и образуване на трайни проводими пътеки или напукване на твърдия диелектрик. Разгледаните явления влияят по-неблагоприятно върху органичните диелектрици, отколкото върху неорганичните.

Трябва да се има предвид, че във всички описани ситуации електричната якост E_p на газа не намалява, но интензитетът в някои места се увеличава и това води до непълни разряди и намаляване на разстоянието между електродите.

За да се увеличи разрядното напрежение по повърхността на твърдите изделия, се използват материали с нищожна хигроскопичност, поставят се стрехи или ребра, увеличава се разрядният интензитет на околната среда чрез използване на подходящи газове при повишено налягане.

23.3. Разряд в течни диелектрици

Течните диелектрици се отличават със значително по-голяма електрична якост E_p от газообразните. Механизмът на разряда и големината на разрядното напрежение при тях зависят в голяма степен от наличието на примеси.

Разрядът в щателно пречистени течности се дължи на автоелектронна емисия на електрони от катода (вж. т. 23.2.А) и на развитието на ударна йонизация под действие на електричното поле. Тъй като те имат значително по-голяма плътност в сравнение с газовете и съответно малка дължина на свободния пробег на свободните електрични заряди в тях, за да се натрупа достатъчна енергия за развитието на лавинообразен процес на ударна йонизация, е необходимо да се прилагат електрични полета със значително по-голям интензитет [вж. уравнение (23.3)]. Това обяснява значителната електрична якост на много добре очистените течни диелектрици (например за кондензаторно масло $E_p > 20 \text{ MV/m}$).

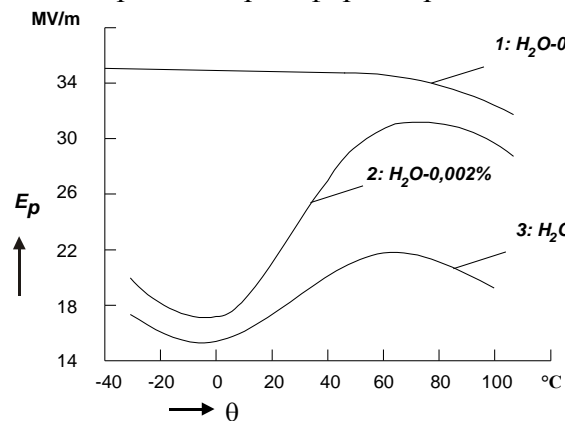
В замърсените течни диелектрици разрядът е свързан с движението и преразпределението на примесите. Под действие на електричното поле между електродите се образуват мостове от примесни частици и газови мехурчета. Те от една страна силно изкривяват полето, а от друга – създават канали с повишена проводимост. В резултат на това замърсените течности имат значително по-ниска електрична якост от щателно пречистените. Степента на снижаване на E_p зависи от вида на примесите и от продължителността на действие на електричното поле. По-малки стойности на E_p имат течностите с проводящи примеси и при по-продължително действие на полето, тъй като процесът на движение и преразпределение на примесните частици е бавен и влиянието му върху разрядния процес се проявява по-късно.

При работа на течните диелектрици в силни и (или) високочестотни полета разрядът в тях може да настъпи вследствие на прегряването им от големите

диелектрични загуби и образуването поради това на газов мост от изпарена течност.

Един от най-честите примеси в течните диелектрици е водата, която може да се намира в емулсионно или разтворено състояние.

На фиг. 23.13 е показано влиянието на концентрацията на водата и температурата върху електричната якост на един от най-употребяваните течни диелектрици – трансформаторно масло. При температури от 0° до 20°C водата е в



фиг. 23.13

емулсионно състояние и значително понижава E_p . При повишаване на температурата водата се разтваря. В състояние на молекулен разтвор тя не оказва съществено влияние върху електричната якост и E_p нараства. При температура около 65°C водата е в разтворено състояние и електричната якост на влажното масло достига максимална стойност. След максимума започва образуване на мехурчета с пари и освен това настъпват условия за топлинен пробив, поради което E_p намалява.

Увеличаването на електричната якост на овлажнено масло с понижаване на температурата под 0°C се дължи на изсушаването му поради замръзване на водата и падане на ледените кристали на дъното на съда.

Електричната якост на сухо масло не зависи от температурата до 80°C, когато започва кипене на леките маслени фракции и образуване на голямо количество мехурчета пара.

23.4. Пробив в твърди диелектрици

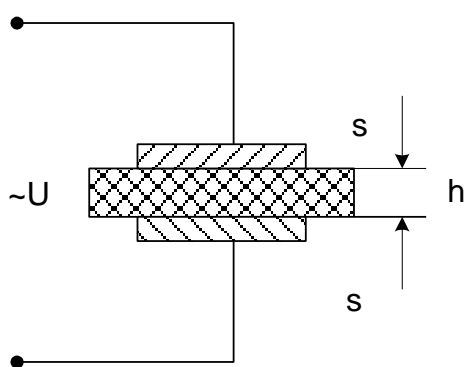
В твърдите диелектрици са възможни всички видове пробиви – електричен, електротоплинен и електрохимичен, а при наличието на газови включения – и частични разряди. Кой от споменатите пробиви ще се развие в тях зависи от вида на полето – постоянно или променливо, нискочестотно или високочестотно, от времето на въздействие на полето, от конфигурацията и геометричните размери на изпитвания образец, от условията на охлаждане и др.

Електричен пробив в твърдите диелектрици се развива в резултат на лавинообразна ударна йонизация и разкъсване на частиците под действие на електричното поле. Протича много бързо – за време 10^{-6} – 10^{-7} s. Електричната якост E_{np} при този пробив зависи единствено от структурата на диелектрика – т.е. е характеристика на материала, а не на конкретна изолационна конструкция. Приема стойности в широки граници – от десетки MV/m до 1000 MV/m.

Електротоплинен пробив в твърдите диелектрици настъпва, когато отделената в тях топлина в резултат на диелектричните загуби превиши количеството топлина, което се излъчва в околната среда. Вследствие нарушаване на топлинното равновесие процесът на загряване се развива лавинообразно и довежда до стопяване или овъгляване на диелектриците или части от тях.

E_{np} при електротоплинен пробив зависи не само от материала, но и от геометрията на конкретната електроизолационна конструкция, условията на охлаждане, температурата на околната среда. Освен това “топлинното пробивно напрежение” зависи от нагревоустойчивостта на материала.

Електротоплинният пробив е значително по-бавен – развива се за $10^{-2} \div 10^3$ s, тъй като е необходимо време за натрупване на топлина и повишаване на температурата.



фиг. 23.14

В следващото изложение е разгледана методиката за опростено изчисляване на пробивното напрежение при електротоплиннен пробив.

Нека пластина от еднороден диелектрик с дебелина h се намира между 2 електрода, всеки с площ S (фиг. 23.14). Към електродите от достатъчно мощен източник е приложено синусоидално изменящо се напрежение с ефективна стойност U .

За отделената в диелектрика загубна мощност е валидно познатото от т. 22.3 уравнение (22.19).

$$P_a = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta. \quad (23.7)$$

За посочената на чертежа конструкция [вж. уравнение (22.21), т. 22.4.A]

$$C = \frac{\varepsilon_o \varepsilon_r S}{h}. \quad (23.8)$$

Ако преобладават загубите от електропроводимост, то е известно, че при загряване $\operatorname{tg} \delta$ расте по експоненциален закон [вж. т. 22.4.A, уравнение (22.30)]:

$$\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} \delta_o e^{\alpha(\theta - \theta_o)}, \quad (23.9)$$

където $\operatorname{tg} \delta_o$ е тангенс на ъгъла на диелектричните загуби при температурата на околната среда, α - температурен коефициент на $\operatorname{tg} \delta$, θ - температура на нагнетия за сметка на диелектричните загуби диелектрик, θ_o - температура на електродите, приблизително равна на температурата на околната среда.

При вземане под внимание на уравнения (23.8) и (23.9) уравнение (23.7) придобива вида

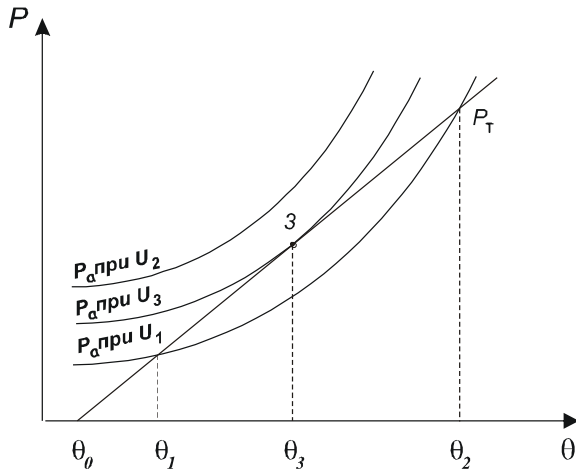
$$P_a = \frac{U^2 \omega \varepsilon_o \varepsilon_r S}{h} \operatorname{tg} \delta_o e^{\alpha(\theta - \theta_o)}. \quad (23.10)$$

Тъй като електродите са метални и имат добра топлопроводност, ще се приеме, че топлината се предава на околната среда чрез тях. Мощността, разсеяна в околното пространство, се изразява с уравнението на Нютон

$$P_T = 2\sigma S(\theta - \theta_o). \quad (23.11)$$

където σ е коефициент на топлопредаване между диелектрика и метала.

За нагледност на по-нататъшните разсъждения на чертеж (фиг. 23.15) във функция от температурата са изобразени експонентите на P_a - уравнение (23.10) и правата P_T - уравнение (23.11).



фиг. 23.15

При стойност на приложеното напрежение U_1 правата на топлоотдаване $P_T = P_T(t)$ е секуща на кривата на топлоотделяне $P_a = P_a(\theta)$. При температура θ_1 $P_a = P_T$. Ако по някаква причина температурата се повиши над θ_1 , тогава $P_T > P_a$, т.е. разсеяната в околното пространство мощност P_T превишава отделената в диелектрика мощност P_a . В резултат на това температурата се понижава и следователно θ_1 е температура на устойчиво равновесие. (Приема се, че няма външни топлинни източници, които повишават температурата над θ_2). При напрежение U_2 кривата $P_a = P_a(\theta)$ е над

правата $P_T = P_T(\theta)$, $P_a > P_T$ и не съществува топлинно равновесие - температурата ще се повишава неограничено до разрушаване на диелектрика. При напрежение $U = U_3$ кривата $P_a = P_a(\theta)$ се допира до правата $P_T = P_T(\theta)$ - при температура θ_3 съществува неустойчиво топлинно равновесие - дори при незначително повишаване на температурата над θ_2 $P_a > P_T$ и започва необратим процес на загряване на диелектрика. Затова режимът при напрежение U_3 е граничен и може да се приеме, че напрежението U_3 е напрежение на топлинния пробив.

За т. 3 са валидни уравненията

$$P_a = P_T \quad (23.12)$$

$$\frac{\partial P_a}{\partial \theta} = \frac{\partial P_T}{\partial \theta} \quad (23.13)$$

От уравнения (23.12) и (23.13) при вземане под внимание на уравнения (23.10) и (23.11) следва

$$\frac{U^2 \omega \epsilon_o \epsilon_r S}{h} \operatorname{tg} \delta_o e^{\alpha(\theta - \theta_o)} = 2\sigma S(\theta - \theta_o); \quad (23.14)$$

$$\frac{U^2 \omega \epsilon_o \epsilon_r S}{h} \operatorname{tg} \delta_o e^{\alpha(\theta - \theta_o)} \alpha = 2\sigma S. \quad (23.15)$$

При разделяне на уравнения (23.14) и (23.15) се получава

$$\frac{1}{\alpha} = \theta - \theta_o.$$

След заместване на $\theta - \theta_o$ с $1/\alpha$ в уравнение (23.15) следва

$$\frac{U^2 \omega \varepsilon_0 \varepsilon_r S}{h} \operatorname{tg} \delta_0 e \alpha = 2 \sigma S ,$$

откъдето

$$U = U_{np} = \sqrt{\frac{2 \sigma h}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \operatorname{tg} \delta_0 e \alpha}} . \quad (23.16)$$

Полученото уравнение показва, че напрежението на електротоплинния пробив е по-високо, ако условията на топлоотдаване са по-добри (коэффициентът σ е по-голям) и диелектриктът е по-дебел; то е по-ниско при високи честоти и големи стойности на ε_r , $\operatorname{tg} \delta_0$ и α .

Електрохимичен пробив в твърдите диелектрици настъпва под действие на постоянни или променливи с ниска честота полета, предизвикващи необратимо влошаване на електроизолационните им свойства (електрохимично стареене). Този пробив може да настъпи и при високи честоти, ако в закритите шупли на диелектрика се осъществява йонизация на газовете включвания, съпроводена с топлинни ефекти и (или) изменения на химичния състав.

Електрохимичният пробив изисква за своето развитие значително време – дни, дори месеци. Той се стимулира от повишена температура и наличието на влага в диелектрика. Зависи понякога от материала на електродите, посредством които се прилага полето.

24. Многокомпонентни диелектрични системи в електрично поле

Многокомпонентни са всички диелектрици, съдържащи примеси във вид на макрочастици, също шупли и пукнатини. Многокомпонентни са и слоестите материали.

24.1. Диелектрична проницаемост на многокомпонентни диелектрици

В практиката понякога се налага определянето на еквивалентната относителна диелектрична проницаемост ε_r^* на сложен диелектрик, представляващ смес от 2 или повече компоненти.

Лесно е определянето на ε_r^* на плосък диелектрик при паралелно и при последователно подреждане на отделните компоненти (фиг. 24.1.а,в). В двата случая еквивалентният капацитет на кондензатора е

$$C^* = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r^* S}{h} , \quad (24.1)$$

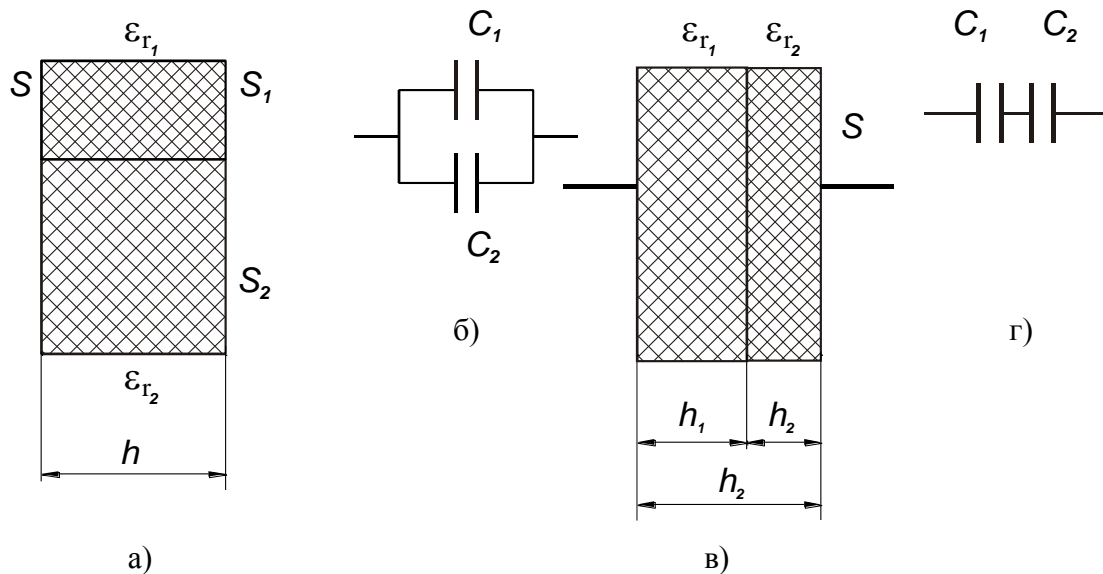
където S е площ на електродите, h - разстояние между тях.

В първия случай (фиг. 24.1.а) кондензаторът може да се представи като система от 2 паралелно свързани кондензатора (фиг. 24.1.б) с капацитети съответно

$$C_1 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{r1} S_1}{h} , \quad (24.2)$$

$$C_2 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{r2} S_2}{h}, \quad (24.3)$$

където S_1 и S_2 са площи на всеки един от електродите на двата кондензатора.



фиг. 24.1

Уравнението за еквивалентния капацитет на 2 паралелно свързани кондензатора е

$$C^* = C_1 + C_2$$

или [при вземане под внимание на уравнения (24.1), (24.2) и (24.3)]

$$\frac{\epsilon_0 \epsilon_r^* S}{h} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{r1} S}{h} + \frac{\epsilon_0 \epsilon_{r2} S_2}{h},$$

откъдето

$$\epsilon_r^* = \frac{S_1}{S} \epsilon_{r1} + \frac{S_2}{S} \epsilon_{r2}. \quad (24.4)$$

Тук $S_1/S = y_1$ и $S_2/S = y_2$ са относителни обемни съдържания на първата и на втората компонента в сложния диелектрик ($y_1 + y_2 = 1$).

Така от уравнение (24.4) се получава

$$\epsilon_r^* = y_1 \epsilon_{r1} + y_2 \epsilon_{r2}. \quad (24.5)$$

Във втория случай (фиг. 24.1.в) кондензаторът може да се представи като система от 2 последователно свързани кондензатора (фиг. 24.1.г) с капацитети

$$C_1 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{r1} S}{h_1}; \quad (24.6)$$

$$C_2 = \frac{\varepsilon_o \varepsilon_{r2} S}{h_2}, \quad (24.7)$$

където h_1 и h_2 са дебелини на двете компоненти.

Еквивалентният капацитет се определя от уравнението

$$\frac{1}{C^*} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}. \quad (24.8)$$

Като се вземат под внимание уравнения (24.1), (24.6) и (24.7), от уравнение (24.8) следва

$$\frac{h}{\varepsilon_o \varepsilon_r^* S} = \frac{h_1}{\varepsilon_o \varepsilon_{r1} S} + \frac{h_2}{\varepsilon_o \varepsilon_{r2} S},$$

откъдето

$$\frac{1}{\varepsilon_r^*} = \frac{h_1}{h} \frac{1}{\varepsilon_{r1}} + \frac{h_2}{h} \frac{1}{\varepsilon_{r2}}.$$

Но

$$\frac{h_1}{h} = y_1; \quad \frac{h_2}{h} = y_2,$$

следователно

$$\frac{1}{\varepsilon_r^*} = \frac{y_1}{\varepsilon_{r1}} + \frac{y_2}{\varepsilon_{r2}}. \quad (24.9)$$

Уравнения (24.5) и (24.9) могат да се представят във вида

$$\varepsilon_r^{*x} = y_1 \varepsilon_{r1}^x + y_2 \varepsilon_{r2}^x, \quad (24.10)$$

откъдето при $x = 1$ се получава уравнение (24.5), а при $x = -1$ – уравнение (24.9).

Уравнение (24.10) е известно като *уравнение на Лихтенекер*.

За да се изрази еквивалентната относителна диелектрична проникваемост на хаотична механична смес от две компоненти, уравнение (24.10) се диференцира:

$$\varepsilon_r^{*x} \ln \varepsilon_r^* = y_1 \varepsilon_{r1}^x \ln \varepsilon_{r1} + y_2 \varepsilon_{r2}^x \ln \varepsilon_{r2},$$

след което се полага $x = 0$. Получава се

$$\ln \varepsilon_r^* = y_1 \ln \varepsilon_{r1} + y_2 \ln \varepsilon_{r2}. \quad (24.11)$$

Възможно е уравнение (24.11) да се обобщи за по-голям брой компоненти.

$$\ln \varepsilon_r^* = \sum_{i=1}^n y_i \ln \varepsilon_{ri}. \quad (24.12)$$

Уравнения (24.11) и (24.12) са валидни само ако диелектричните проникваемости на отделните компоненти не се различават съществено една от друга.

За шуплести диелектрици

$$\ln \varepsilon_r^* = \frac{\rho^*}{\rho} \ln \varepsilon_{r1}.$$

където ρ^* е средна (обемна) плътност на шупливия материал, ρ - действителната му плътност (без шуплите), ε_{r1} - относителна диелектрична проникваемост на плътния материал.

За нуждите на практиката представлява интерес получаването на термокомпенсиран диелектрик на кондензатор, чиято относителна диелектрична проникваемост ε_r^* не зависи от температурата T .

Може да се използва хаотична механична смес, съдържаща 2 компоненти с различни знаци на температурните им коефициенти на ε_r ($TK\varepsilon_r$)

С цел да се установи условието за температурна независимост на ε_r^* ще бъде определен температурният коефициент $TK\varepsilon_r^*$ на сместа.

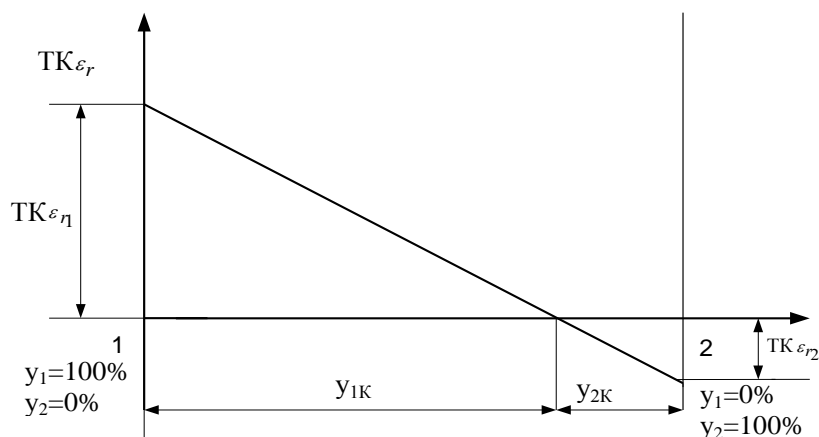
Уравнение (24.11) се диференцира по T :

$$\frac{1}{\varepsilon_r^*} \cdot \frac{d\varepsilon_r^*}{dT} = \frac{y_1}{\varepsilon_{r1}} \cdot \frac{d\varepsilon_{r1}}{dT} + \frac{y_2}{\varepsilon_{r2}} \cdot \frac{d\varepsilon_{r2}}{dT}. \quad (24.13)$$

Като се има предвид уравнение (17.1) (т.17.2) от (24.13) следва

$$TK\varepsilon_r^* = y_1 TK\varepsilon_{r1} + y_2 TK\varepsilon_{r2}. \quad (24.14)$$

$TK\varepsilon_r^*$ зависи линейно от y_1 и y_2 (фиг.24.2)



фиг. 24.2

Полага се $TK\varepsilon_r^* = 0$,
т.е. $y_1 TK\varepsilon_{r1} + y_2 TK\varepsilon_{r2} = 0$

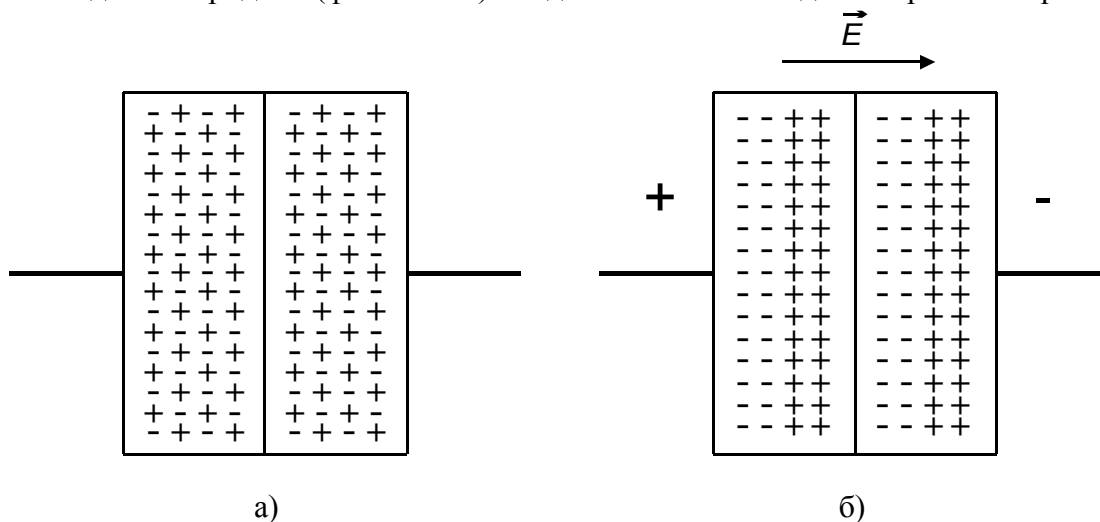
откъдето при вземане на внимание на факта, че $y_1+y_2=1$ се получават u_{1K} и u_{2K} – относителни обемни съдържания на компонентите в термокомпенсирания диелектрик.

24.2. Поляризация и електропроводимост на двукомпонентна диелектрична система

Както е известно от т. 20.5, в многокомпонентен диелектрик, освен някои други видове поляризации, се осъществява и миграционна поляризация. Тя е бавна – извършва се за части от секундата или още по-бавно (секунди, минути и дори часове). Наблюдава се само при много ниски честоти и е свързана със значителни загуби на енергия. Причини за възникването ѝ са проводящи и полупроводящи включвания в техническите диелектрици, както и наличието в тях на слоеве с различни специфични електрични проводимости и относителни диелектрични проницаемости.

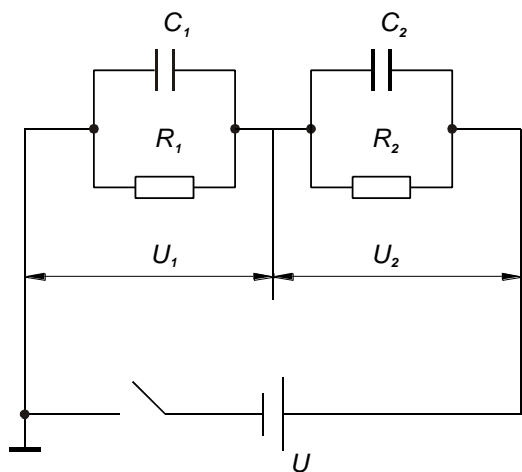
За простота процесите поляризация и електропроводимост на многокомпонентен диелектрик ще бъдат изяснени чрез пример на двуслойна изолация, в която компонентите са разположени последователно (фиг. 24.3)

В отсъствие на електрично поле положителните и отрицателните свободни електрични заряди са разпределени равномерно (фиг. 24.3.а). Под действие на електрично поле те се преместват без да преминават през граничния слой и без да достигат до електродите (фиг. 24.3.б). Отделните части на диелектрика се проявяват



фиг. 24.3

като диполи, т.е. диелектриктът се е поляризил – в него се е извършила миграционна поляризация. (Разбира се, в действителност част от свободните заряди преминават през граничния и приелектронните слоеве и достигат до електродите, обуславяйки протичането на ток на проводимостта).



фиг. 24.4

Разглежданият диелектрик може да се представи чрез еквивалентна схема (фиг. 24.4), в която всеки слой се изобразява чрез паралелно свързани кондензатор и съпротивление, а тези 2 звена са свързани последователно.

При внезапно включване на постоянно напрежение U към разглеждания диелектрик в първия момент ($t=0$) напрежението се

разпределя между слоевете обратно пропорционално на капацитетите им.

$$\frac{U_{10}}{U_{20}} = \frac{C_2}{C_1}. \quad (24.15)$$

Освен това

$$U_{10} + U_{20} = U. \quad (24.16)$$

От уравнения (24.15) и (24.16) се получава

$$U_{10} = U \frac{C_2}{C_1 + C_2}; \quad (24.17)$$

$$U_{20} = U \frac{C_1}{C_1 + C_2}. \quad (24.18)$$

Веднага след това започва преразпределение на зарядите и след достатъчно дълго време (теоретично след безкрайно време) напреженията на слоевете ще бъдат пропорционални на съпротивленията им:

$$\frac{U_{1\infty}}{U_{2\infty}} = \frac{R_1}{R_2}. \quad (24.19)$$

Като се има предвид, че

$$U_{1\infty} + U_{2\infty} = U,$$

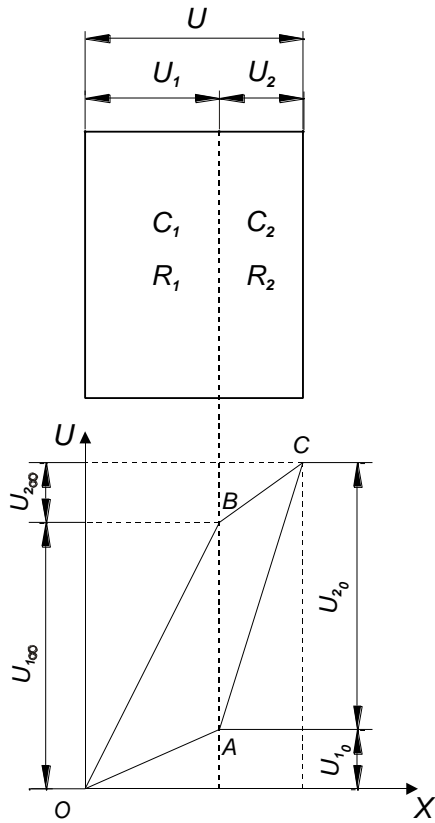
от уравнение (24.19) следва

$$U_{1\infty} = U \frac{R_1}{R_1 + R_2}; \quad (24.20)$$

$$U_{2\infty} = U \frac{R_2}{R_1 + R_2}. \quad (24.21)$$

Началното и крайно разпределение на напрежението в двуслоен диелектрик е показано графично на фиг. 24.5, при което е прието, че $C_1 > C_2$, $R_1 > R_2$.

Преминването от началното към крайното разпределение на напрежението е преходен процес. През изолацията и външната част на веригата протича ток, свързан с миграционната поляризация – той затихва бавно по експоненциален закон



$$C_1 > C_2$$

$$R_1 > R_2.$$

$U_{10} < U_{20}$ понеже $C_1 > C_2$
 $U_{1\infty} > U_{2\infty}$ понеже $R_1 > R_2$
OAC – начално разпределение
OBC – крайно разпределение

фиг. 24.5

$$i_m = I_{mm} e^{-\frac{t}{\tau_m}},$$

където I_{mm} е максимална (начална) големина на тока:

$$I_{mm} = \frac{U}{R_1 + R_2} \frac{(C_1 R_1 - C_2 R_2)^2}{(C_1 + C_2)^2 R_1 R_2}, \quad (24.22)$$

а τ_m - неговата времеконстанта:

$$\tau_m = \frac{C_1 + C_2}{R_1 + R_2} R_1 R_2. \quad (24.23)$$

Този ток е абсорбиционен. Той се дължи на нехомогенност на диелектрика и съществува дори ако поотделно двете компоненти са неполярни. Такъв диелектрик се държи като полярен.

Очевидно едновременно с абсорбиционния ток в диелектрика протича и ток на проводимостта, който е единствен достатъчно дълго време след включване на напрежението:

$$I_{np} = \frac{U}{R_1 + R_2}.$$

В разглеждания двуслоен диелектрик няма да протича абсорбционен ток, ако

$$U_{10} = U_{1\infty} \quad (24.24)$$

$$U_{20} = U_{2\infty}. \quad (24.25)$$

Примерно от условие (24.24) и уравнения (24.17) и (24.20) следва

$$\frac{C_2}{C_1 + C_2} = \frac{R_1}{R_1 + R_2}$$

или

$$C_1 R_1 = C_2 R_2. \quad (24.26)$$

Този резултат следва и от уравнение (24.22).

От (24.26), като се заместят C_1 , R_1 , C_2 , R_2 със съответните изрази за плосък кондензатор (22.21) и (21.1):

$$C_1 = \frac{\varepsilon_o \varepsilon_{r1} S}{h_1}; \quad R_1 = \rho_1 \frac{h_1}{S};$$

$$C_2 = \frac{\varepsilon_o \varepsilon_{r2} S}{h_2}; \quad R_2 = \rho_2 \frac{h_2}{S},$$

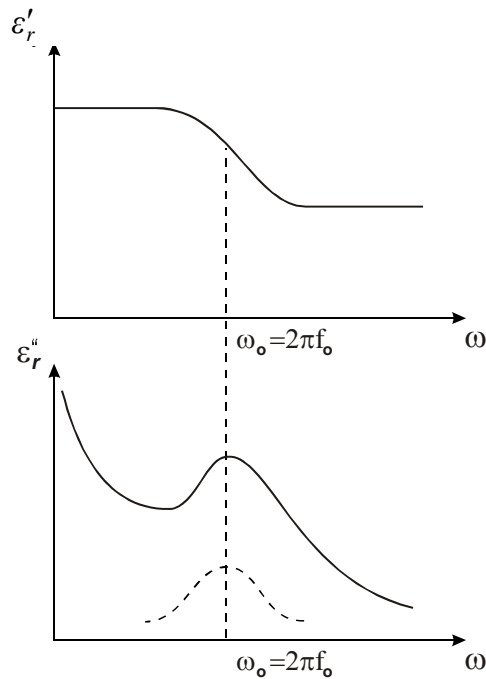
се получава

$$\varepsilon_{r1} \rho_1 = \varepsilon_{r2} \rho_2. \quad (24.27)$$

При многослоен диелектрик условието за отсъствие на миграционна поляризация е

$$\varepsilon_{ri} \rho_i = const.$$

Ако върху диелектрика се приложи променливо синусоидално напрежение, тогава абсорбционният ток, обусловен от миграционната поляризация ще се проявява през всеки полупериод. Такъв диелектрик се характеризира с всички особености на полярен диелектрик. При него се наблюдават характерните честотни зависимости на реалната и имагинерна компонента на относителната диелектрична проницаемост (фиг.24.6) (вж.т. 20.7). На чертежа графиката с прекъсната линия е за ε_r'' , обусловена само от миграционната поляризация, а с непрекъсната линия е изобразена графиката на ε_r'' при вземане под внимание на тока на проводимостта, протичащ през диелектрика.



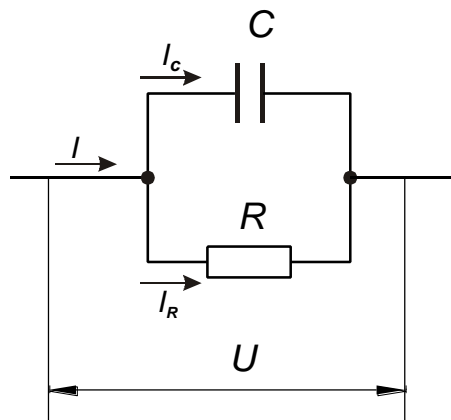
фиг. 24.6

Честотата f_0 , при която се получава спад на ϵ'_r и максимум на ϵ''_r , е много ниска – няколко Hz или части от Hz, тъй като миграционна поляризация при повишени честоти не се извършва.

24.3. Диелектрични загуби в двукомпонентна диелектрична система

Разглежда се двуслоен диелектрик, схематично представен на фиг.24.3, с еквивалентна схема на фиг.24.4. За съставния диелектрик се използва паралелна заместваща схема с капацитет C , активно съпротивление R (фиг.24.7) и тангенс на ъгъла на диелектричните загуби $\text{tg}\delta$.

При синусоидално променливо напрежение загубната мощност се представя с познатото уравнение (22.19) (т.22.3)



фиг.24.7

$$P_a = U^2 \omega C \text{tg}\delta,$$

от където:

$$\text{tg}\delta = \frac{P_a}{U^2 \omega C}. \quad (24.28)$$

От друга страна е известно, че [вж. уравнение (22.7), т.22.2]

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{I_a}{I_c} = \frac{I_a \cdot U}{I_c \cdot U} = \frac{P_a}{P'}, \quad (24.29)$$

където за P_a е използвано уравнение от вида (22.2)(т.21.1); P' е реактивна мощност.

При сравняване на уравнения (24.28) и (24.29) се получава

$$P' = U^2 \cdot \omega C. \quad (24.30)$$

Но съгласно закона на Ом и уравнение (10.4)

$$U = I_c \cdot X_c = \frac{I_c}{\omega C}.$$

Тогава от (24.30) следва

$$P' = \frac{I_c^2}{\omega^2 C^2} \omega C = \frac{I_c^2}{\omega C}. \quad (24.31)$$

Активната загубна мощност се представя като сума от активните мощности в отделните слоеве:

$$P = P_{a1} + P_{a2} = U_1^2 \omega C_1 \operatorname{tg} \delta_1 + U_2^2 \omega C_2 \operatorname{tg} \delta_2, \quad (24.32)$$

където $\operatorname{tg} \delta_1$ и $\operatorname{tg} \delta_2$ са тангенси на ъглите на диелектричните загуби за двете компоненти:

В уравнение (24.32)

$$U_1 = I_{c1} X_{c1} = \frac{I_{c1}}{\omega C_1}, \quad U_2 = I_{c2} X_{c2} = \frac{I_{c2}}{\omega C_2}. \quad (24.33)$$

При вземане под внимание на уравнения (24.33), от (24.32) се получава

$$P_a = \frac{I_{c1}^2}{\omega C_1} \cdot \operatorname{tg} \delta_1 + \frac{I_{c2}^2}{\omega C_2} \operatorname{tg} \delta_2. \quad (24.34)$$

Аналогично се представя и реактивната мощност въз основа на уравнения подобни на (24.31):

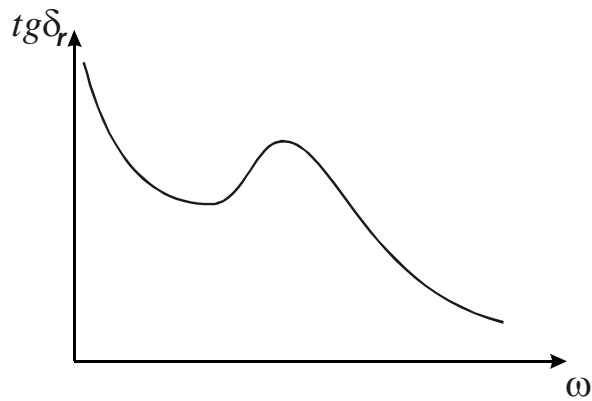
$$P' = P'_1 + P'_2 = \frac{I_{c1}^2}{\omega C_1} + \frac{I_{c2}^2}{\omega C_2}, \quad (24.35)$$

След заместване на P_a и P' с техните равни според уравнения (24.34) и (24.35) в (24.29), се получава:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\frac{I_{c1}^2}{C_1} \operatorname{tg} \delta_1 + \frac{I_{c2}^2}{C_2} \operatorname{tg} \delta_2}{\frac{I_{c1}^2}{C_1} + \frac{I_{c2}^2}{C_2}}. \quad (24.36)$$

Анализът на това уравнение показва, че $\operatorname{tg} \delta$ във функция от честотата се изменя както е показано на фиг.24.8 ($\operatorname{tg} \delta$ зависи от честотата чрез $I_{c1}, I_{c2}, \operatorname{tg} \delta_1$ и $\operatorname{tg} \delta_2$).

Тази зависимост е подобна на зависимостта $\varepsilon_r''(\omega)$ (фиг.24.6) и е типична за полярен диелектрик със загуби от електропроводимост и релаксационна поляризация (вж. и фиг.22.14, т. 22.6.Б).



фиг.24.8

При достатъчно високи честоти $I_{c_1} = I_{c_2}$, понеже капацитивните съпротивления $\frac{1}{\omega C_1}$ и $\frac{1}{\omega C_2}$ стават много по-малки от R_1 и R_2 и може да се приеме, че токът минава почти изцяло през капацитетите C_1 и C_2 .

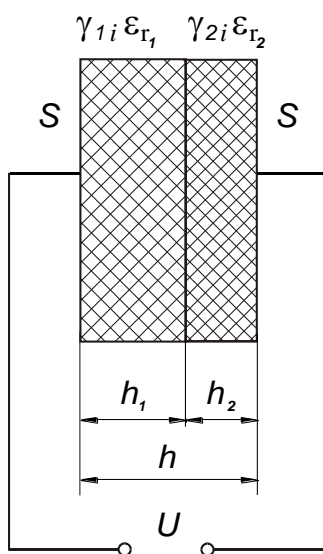
Тогава уравнение 24.36 се преобразува до
$$tg \delta = \frac{\frac{tg \delta_1}{C_1} + \frac{tg \delta_2}{C_2}}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}} = \frac{C_2 tg \delta_1 + C_1 tg \delta_2}{C_1 + C_2}.$$

24.4. Двуконпонентна диелектрична система в електрично поле с висок интензитет

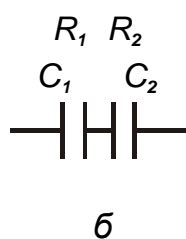
При прилагане на електрично поле към нееднороден диелектрик, поради различните електроизолационни характеристики и геометрични размери на отделните компоненти и в зависимост от начина на свързването им, интензитетът на електричното поле във всяка една от тях е различен.

Като пример отново ще бъде разгледан двуслоен диелектрик, чийто компоненти са свързани последователно (фиг.24.9.а).

Диелектриците са със специфични съпротивления ρ_1, ρ_2 (специфични електрични проводимости γ_1 и γ_2) и относителни диелектрични прониктаемости $\epsilon_{r_1}, \epsilon_{r_2}$. Дебелините на слоевете са h_1, h_2 ; площта на всеки един от електродите е S .



а



б

Еквивалентната схема на двуслойния диелектрик е показана на фиг. 24.9.б, където:

$$R_1 = \rho_1 \frac{h_1}{S}; \quad R_2 = \rho_2 \frac{h_2}{S};$$

$$C_1 = \frac{\epsilon_o \epsilon_{r_1} S}{h_1}; \quad C_2 = \frac{\epsilon_o \epsilon_{r_2} S}{h_2}.$$

Когато на съответния диелектрик е приложено постоянно напрежение U то се разпределя върху двете компоненти пропорционално на съпротивленията им:

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{R_1}{R_2} = \frac{\rho_1 \frac{h_1}{S}}{\rho_2 \frac{h_2}{S}} \quad \text{или}$$

фиг.24.9

$$\frac{U_1}{h_1} = \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \quad \left(\gamma = \frac{1}{\rho}\right).$$

но $\frac{U_1}{h_1} = E_1; \frac{U_2}{h_2} = E_2,$

следователно $\frac{E_1}{E_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\gamma_2}{\gamma_1},$ (24.37)

т.е. интензитетите на полето в двата слоя са обратно пропорционални на специфичните им проводимости.

При променливо поле и малки проводимости на слоевете напрежението в тях се разпределя обратно пропорционално на капацитетите им:

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{C_2}{C_1} = \frac{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{r2} S}{h_2}}{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{r1} S}{h_1}},$$

откъдето

$$\frac{U_1}{h_1} = \frac{\varepsilon_{r2}}{\varepsilon_{r1}} \frac{U_2}{h_2}$$

или

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\varepsilon_{r2}}{\varepsilon_{r1}},$$
 (24.38)

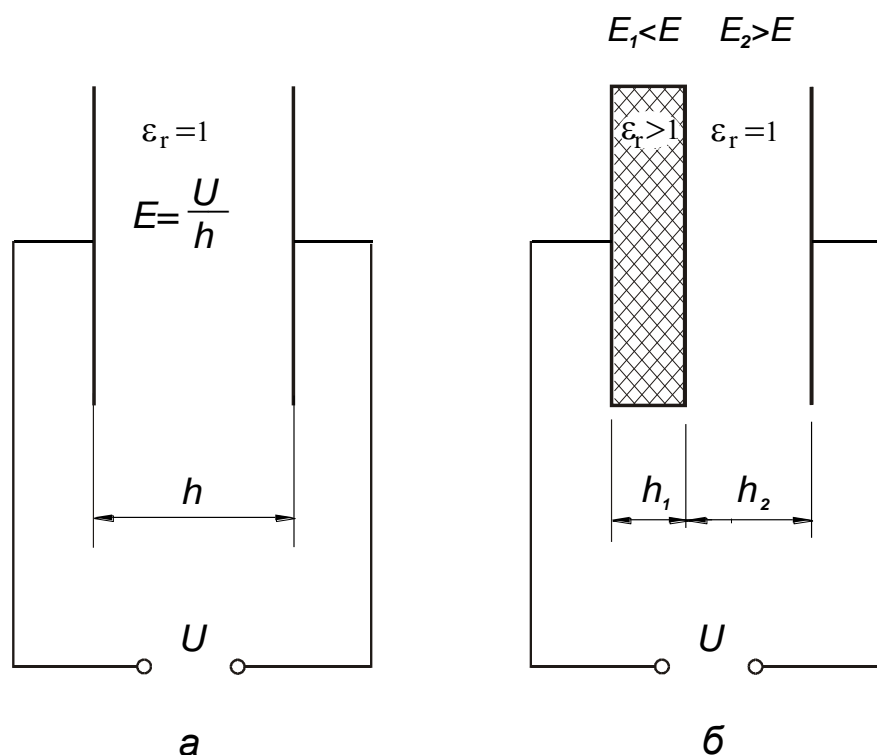
т.е. интензитетите на електричното поле в двата слоя са обратно пропорционални на диелектричните им проницаемости.

При друга конфигурация на отделните компоненти връзките между интензитетите на полето в тях и електричните им параметри ($\gamma_1, \gamma_2, \varepsilon_{r1}, \varepsilon_{r2}$) са други. Но съществува тенденцията: в компонентата с по-малка специфична проводимост и/или по-малка относителна диелектрична проницаемост интензитетът на електричното поле е по-голям. [В частност, ако слоевете са перпендикулярни на електродите (фиг.24.1.a, т.24.1), интензитетите на електричното поле в тях са равни.]

За илюстрация на получените резултати ще бъде разгледан пример. Нека първоначално междуелектродното пространство е изпълнено с въздух (фиг.24.10.a); $\varepsilon_r = 1$. Напрежението U , приложено на електродите, е по-ниско от пробивното, респективно $E = U/h < E_{np}$. за въздух. Нека в част от междуелектродното пространство е поместен диелектрик с относителна диелектрична проницаемост $\varepsilon_r > 1$ (фиг.24.10.b). Тогава в първия слой (внесения диелектрик) интензитетът намалява ($E_1 < E$), а във втория (въздуха) - нараства ($E_2 > E$).

Ако първоначалният интензитет E , макар и по-малък от E_{np} е близък до тази стойност, то при създаване на нехомогенност в полето чрез внасяне на допълнителен слой, с голяма вероятност ще бъде изпълнено неравенството $E_2 > E_{np}$, което води до пробив във въздуха - в международното пространство се извършва непълен пробив. В

този случай обаче намалява междуелектродното разстояние от h до h_1 , което води до нарастване на интензитета E_1 и ако електричната якост на допълнително внесения слой не е достатъчно голяма, тогава пробива и той, т.е. непълният пробив прераства в пълен пробив.



фиг.24.10

25. Стареене на диелектрици

25.1. Електродеградация

В силни електрични полета електропроводимостта на диелектриците нараства, като зависимостта $\gamma(E)$ става нелинейна. Ако интензитетът на електричното поле E не превишава определена прагова стойност, измененията на електричните свойства на диелектриците остават обратими и обратно, ако E превиши праговата стойност, следват необратими изменения - електрично стареене и пробив. Трябва да се отбележи, че електрофизичен параметър на диелектрика е E_{np} - електрична якост при електричен пробив. E_{np} за електротоплинен и електрохимичен пробив в значителна степен зависи от случайни фактори (параметри на околната среда, примеси и др.) и не може да служи за точна характеристика на диелектрика.

Времето за развитие на електрохимичните процеси при стареенето, т.е. времето между включването на напрежението и разрушаването на диелектрика в електрично поле, се нарича дълговечност на диелектрика (срок на експлоатация): τ_d . Електричното стареене е типично за органични диелектрици (полимери), но в редица случаи това явление се наблюдава и при неорганични (кристални и поликристални) диелектрици. Механизмът на електродеградация съществено се различава, но някои експериментални характеристики, описващи стареенето, имат общи черти.

На първо място и при полимерите, и при неорганичните твърди диелектрици τ_d достатъчно точно се описва с емпиричната степенна зависимост:

$$\tau_d = A E^{-m}, \quad (25.1)$$

където A е константа, характеризираща диелектрика, а $m=3-4$.

На второ място снижаването на дълговечността от температурата при едновременното действие и на електричното поле с висок интензитет има вида:

$$\tau_d = \tau_0 \cdot e^{W_a/kT}. \quad (25.2)$$

Трябва да се отбележи, че аналогична е зависимостта и за времето на релаксация, както въобще и за всички топлинно активизиращи се процеси.

Съществено различие в механизмите на електрично стареене при полимерите и кристалите (поликристалите) е, че при полимерите то е интензивно в променливо електрично поле, като при това дълговечността се изменя обратно пропорционално на честотата- $\tau_d \sim \omega^{-1}$, при кристалите и поликристалите то протича преимуществено при постоянно напрежение.

25.2 Особеност на стареенето на неорганични диелектрици

Механизмът на стареенето зависи от типа електропроводимост - йонна или електронна.

Йонната електропроводимост винаги е свързана с еднопосочно пренасяне на вещество в постоянно електрично поле, при което настъпват необратими изменения - стареене на диелектрика. В редица случаи при това в диелектрика прорастват метални нишки - дендрити, които в крайна сметка окъсяват електродите. Очевидно при тези процеси не може да се говори за прагова стойност на E и те могат да се развиват при всякакви стойности на приложеното напрежение.

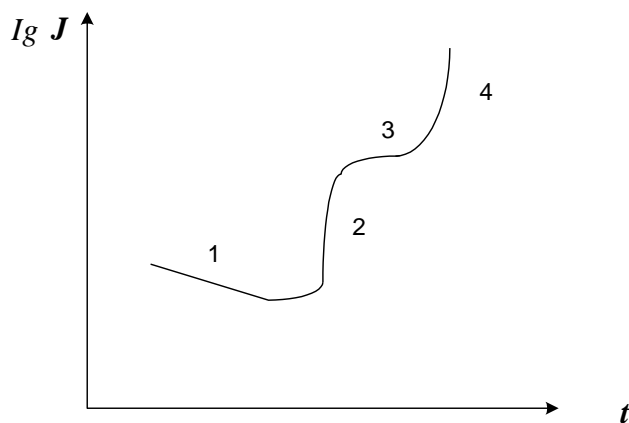
Явлението стареене може да се наблюдава и при твърди диелектрици с електронна електропроводимост - титаносъдържащи керамики- TiO_2 , $CaTiO_3$, $BaTiO_3$, $SrTiO_3$ и др. Обикновено това стареене се наблюдава при достатъчно висок интензитет E на полето.

Изменението на плътността на тока може да се раздели на четири етапа - фиг. 25.1. Първият, с продължителност няколко минути до няколко часа (в зависимост от типа на диелектрика и температурата) се характеризира с постоянна или леко намаляваща плътност на тока. Характеристиката от фиг. 25.1 е типична за титаносъдържащата керамика, която до стареенето има дупчеста (P-тип), а след стареенето - електронна (N-тип) проводимост. Следователно в първия етап е налице компенсация на акцептори с донори*.

На втория етап за много кратко време (минути) токът рязко нараства на два-три порядъка. В редица случаи това води до топлинен пробив и етапите 3 и 4 не се наблюдават.

Рязкото покачване на тока при неизменно напрежение показва, че компенсацията на акцепторите е завършила, а концентрацията на донорите продължава да расте. Трябва да се отбележи, че ако след втория етап на стареене напрежението се изключи, то след известно време първоначалните свойства на диелектрика се възстановяват. Тази регенерация на свойствата значително се ускорява при повишаване на температурата, а също и при прилагане на електрично поле с противоположен поляритет. Поради тази причина стареенето на неорганичните диелектрици почти не се наблюдава, но свойствата на диелектрика за сметка на протичащите електрохимични процеси се променят необратимо. Предполага се, че на третия етап на стареенето се достига равновесна концентрация на донорите, зависеща от температурата и интензитета на електричното поле. Токът остава постоянен, но настъпват електрохимични процеси, в това число и в приелектродните области, които подготвят инжекцията на нови токоносители. В резултат настъпва последният четвърти етап, характеризиращ се с нов скок на тока и пробив на диелектрика. Проследявайки началото на този етап може своевременно да се изключи напрежението и да се предотврати пробивът, но до пълна регенерация на свойствата, както след втория етап вече не може да се стигне.

***Акцептори** – дефекти в структурата, предизвикващи дупчеста проводимост; **донори** – дефекти, предизвикващи електронна проводимост. (вж. т. 32.4).



фиг. 25.1

25.3 Особеност на стареенето на органични диелектрици

При изследване на електричното стареене на диелектриците обикновено не може да се наблюдава увеличаване на тока преди пробива. Това е така, защото основна причина за стареенето на полимерите се явяват частичните разряди, възникващи в газовите (въздушни) включвания, които са много разпространени дефекти в полимерната изолация. Частичните разряди са неперриодични импулси на тока с променяща се интензивност във времето. Тези разряди са характерни преди всичко при променливо напрежение (при постоянно напрежение влияят на стареенето при повишени температура и напрежение).

Каква е причината за появата на тези разряди? Електропроводимостта на газовете е много по-ниска отколкото тази на полимерите. Следователно при постоянно напрежение интензитетът на полето в газовия промеждутък е по-висок отколкото в полимера. Освен това диелектричната проникваемост на газа е по-ниска отколкото на полимера. Следователно и при променливо поле натоварването на газовия промеждутък е по-високо. Отчитайки, че електричната якост на газовете е значително по-ниска отколкото на твърдите диелектрици може да се очаква възникването на разряд в газовите включвания, значително по-рано отколкото възникването на условия за пробив в полимера. Частичните разряди не окъсяват напълно електродите и бързо изчезват. Причина за последното е възникването на газоразрядна плазма в участъците на газовите включвания, която се характеризира с висока електропроводимост и висока диелектрична проникваемост, поради което интензитетът на полето в участъка на газовите включвания намалява почти до нула и електрически се натоварва повече полимерът. След преустановяването на разряда в газовия промеждутък свойствата на газа бързо се възстановяват и отново възникват условия за появата на разряд в газовите включвания.

На какво се дължи стареенето на полимерите в условията на частични разряди?

1. Бомбардировката с електрони, активирани от разряда и притежаващи достатъчно енергия, води до внедряването им в полимера и неговото химично разлагане. Ако в полимера отсъствуват газови включвания, то те непременно присъствуват в пространството между металните електроди, създаващи полето, и повърхността на полимера.

2. Химичното въздействие на активните продукти (озон и оксиди на азота) върху контактната повърхност и/или след навлизане във вътрешността на диелектрика.

Окислителната деструкция на полимерите може да бъде намалена чрез мерки, затрудняващи дифузното навлизане на озона в дълбочината на полимера – нарастване на плътността на опаковка на полимерните вериги.

3. Радиоллиза и образуване на проводящи канали. Радиолизата е химично разлагане на веществата в резултат на облъчване. Лъчението предизвиква йонизация и възбуждане, резултат от който са по-нататъшни реакции. В резултат на радиолизата се получава насищане на полимера с обемни електрични заряди, намаляващи електричната якост на последния.

4. Топлинно въздействие върху полимера за сметка на високата температура на газоразрядната плазма и термично разлагане, поради което нараства концентрацията на шуплите с газови включвания.

5. Развитие на дендрати - разклонени свързани тънки тръбоподобни участъци, запълнени с газ от разлагането на полимера, в които вследствие на разряда се появяват микроударни вълни, предизвикващи механично разрушаване на полимера.

Преобладаващият механизъм на електричното стареене (деградация) на полимерите зависи от химичния състав и строеж, а също така и от геометричните размери и формата на образците (изделията). При стареенето на полимерите обикновено възниква и изменение на структурата - деструкция. Скоростта на развитие на деструкцията зависи от интензивността на развитие на частичните разряди, която нараства с увеличаване на честотата.

26. Неелектрични свойства на диелектриците (продължение на т.II)

26.1. Термопластичност и терморективност

Термопластични са тези твърди тела, които при нагряване се стопяват и при охлаждане преминават обратно в твърдо състояние. Този процес може да се извършва многократно.

Терморективните са твърди тела, които при нагряване се “спичат”, т.е. стават по-твърди поради необратими промени в структурата им. При още по-високи температури те могат да се овъглят или да изгорят.

Високомолекулните органични съединения с линейни молекули са термопластични. Но има и линейни полимери, които при загряване се разлагат преди да се разтопят. Такъв например е поливинилхлоридът.

Полимерите с пространствени молекули са терморективни.

Някои съединения с линеен строеж на молекулите при загряване или чрез въздействие на катализатори могат да преминат в съединения с пространствени молекули и стават терморективни.

26.2. Топлоустойчивост

Топлоустойчивост е свойство на диелектриците да издържат повишени температури както кратковременно, така и продължително без недопустимо влошаване на техните електрични, механични и химико-физични свойства, необходими за нормалното им функциониране в електротехническите и електронни устройства.

Особено висока топлоустойчивост се изисква от материалите, използвани в електрически пещи и нагревателни уреди, в електрозаваръчни апарати, в източници на светлина и много йонни и електронни прибори.

Степента на влошаване на различните характеристики на диелектриците при повишаване на температурата зависи преди всичко от естеството им. Неорганичните диелектрици при нагряване най-напред влошават електроизолационните си характеристики. Затова тяхната топлоустойчивост се определя от началото на

съществени изменения на тези характеристики. При органичните материали с повишаване на температурата най-напред се влошават механичните свойства, поради което топлоустойчивостта им се определя от недопустимата им механична деформация.

Според топлоустойчивостта твърдите електроизолационни материали се причисляват към определени класове на топлоустойчивост. За всеки клас се допуска максимална работна температура. Означенията и граничните температури на класовете са дадени в Табл.26.1

Таблица 26.1

Клас	Максим. работна температура °С
У	90
А	105
Е	120
В	130
F	155
Н	180
С	над 180

Отнасянето на даден електроизолационен материал към определен клас на топлоустойчивост не означава, че той не може да се използва при по-висока температура. Обикновено това е възможно, но тогава срокът му на експлоатация намалява [вж. уравнение (25.2) т.25.1].

Освен с клас на топлоустойчивост електроизолационните материали се характеризират и с *температурен индекс*. Това е температурата, при която срокът на експлоатация е 20000 часа.

26.3. Работа на материалите при ниски температури

Електро- и радиоапаратури се намират при ниски температури в полярните области, високите части на планините, в самолетите, в космичното пространство, а също в криогенната техника, при производството на течни газове, в свръхпроводящи устройства.

При понижаване на температурата електричните свойства на изолационните материали обикновено се подобряват.

Механичните свойства на много вещества при ниски температури се влошават. От еластични и гъвкави при нормални температури те стават крехки. Намалява ударната им якост. При образуване на пукнатини се понижава електричната якост $E_{пр}$.

26.4. Дъгоустойчивост

Дъгоустойчивостта се дефинира за диелектрици, които в условията на експлоатация могат да влязат в съприкосновение с електрична дъга.

Способността на повърхностния слой на диелектрик да запазва свойствата си при високата температура на електрична дъга, горяща близо до него, се нарича дъгоустойчивост. Най-често дъгоустойчивостта се определя с времето в s , необходимо запалената през въздуха до повърхността на диелектрика дъга да премине в него и да загасне, т.е. повърхността да стане проводяща.

26.5. Тропикоустойчивост

Тропикоустойчивостта се определя за диелектрици, използвани в електрооборудване, предназначено за страни с тропичен климат (в Африка, Азия и др.)

Тропичният климат може да бъде разделен на следните два основни вида:

- тропичен влажен климат;
- тропичен сух климат

Тропичният влажен климат се характеризира с голямо количество валежи, висока влажност на въздуха, която рядко спада под 80%, а през нощта може да достигне до 100%. Температурата се колебае в границите 25-35⁰С.

Тези климатични условия са много благоприятни за развитие на плесен и насекоми, особено на термити.

Тропичният сух климат се характеризира с трайни засушавания, продължаващи около 8 месеца. През сухия период температурата достига до +50⁰С, а в отделни райони до +58⁰С. Относителната влажност на въздуха се колебае от 2 до 30%. Нощно време при липса на влага температурата рязко спада, понякога в планински райони под 0⁰С.

Поради високите дневни температури на въздуха и интензивното слънчево облъчване повърхността на апаратурата, подложена на прякото му действие, може да се нагрее до +80⁰С.

Близко до морския бряг е характерно наличието на морски соли в атмосферата, което причинява ускорена корозия на металите.

В тропичните области чести явления са бурите, тайфуните, циклоните, въздушните и водните смерчове и изключително рязкото изменение на температурата, като например понижение от +40⁰С до +12⁰С в течение на няколко минути, което е съпроводено с падане на роса. Това явление влошава устойчивостта на изолацията.

Изброените фактори оказват разрушаващо въздействие на някои органични материали, като растителни влакна, коприна, фибър (материал на базата на хартията), а също и на редица пластмаси с пълнители дървесни стърготини или растителни влакна. Те могат да бъдат използвани в тропични условия, ако са херметизирани в кутии или залети с дебел слой тропикоустойчив компаунд.

Най-устойчиви на тропично въздействие са неорганичните материали - керамика, стъкла и др. Висока тропикоустойчивост имат и редица органични полимери - бакелит, епоксидни смоли, силициеворганични съединения, поливинилхлорид и др.

За увеличаване на устойчивостта към плесени изолационните конструкции се покриват или импрегнират с лакове, съдържащи фунгициди - вещества, токсични за микроорганизмите.

26.6. Работа на диелектриците във вакуум

В условията на вакуум диелектриците се намират във високите слоеве на атмосферата и в космическото пространство.

Изпитванията на материалите в условията на висок вакуум показват, че електричните им свойства остават неизменни. Полимери, пластмаси, съдържащи летливи съставки, намаляват масата си и губят своята гъвкавост.

27. Видове диелектрици

За цялостно изучаване и преценка на целесъобразното им приложение е необходимо всички диелектрици да се групират по определени показатели, във връзка с което са възможни различни класификации.

Най-обобщен признак е функционалното предназначение, според който те се подразделят на пасивни – електроизолационни материали и активни – тези, чийто свойства се изменят чувствително при определени въздействия. (вж. т.28).

Друг, основен показател, по който се групират всички диелектрици, е химичният им състав. Според него те са органични и неорганични. Органичните химични съединения съдържат въглерод, свързан с водород, а често и с кислород, азот и други елементи. Молекулите им обикновено са много сложни и съдържат голям брой атоми. Останалите вещества са неорганични. Това разграничаване понастоящем е твърде условно.

Електроизолационните материали според своята полярност се класифицират на високочестотни (неполярни, с ниски диелектрични загуби) и нискочестотни (полярни, с повишени или големи диелектрични загуби).

Четвърти общ показател по който се класифицират всички диелектрици е агрегатното им състояние, според който те са газообразни, течни и твърди.

27.1. Газообразни диелектрици

Газообразното е най-неустойчивото структурно състояние на веществото. Газовете имат най-малка плътност от всички диелектрици. Поради голямата топлинна енергия, която притежават, молекулите им преодоляват силите на взаимно привличане и се движат свободно в пространството, изпитвайки въздействие само при сблъскване една с друга.

Въздух

Въздухът е полярен газ, поради съдържанието на влага. При нормално налягане има плътност $1,293\text{kg/m}^3$.

Недостатъци на въздуха: може да съдържа до 4 обемни процента водни пари, влошаващи съществено електроизолационните му свойства; кислородът, влизащ в състава му предизвиква окисляване на материалите, с които въздухът влиза в съприкосновение, поради което се понижават характеристиките им.

Компоненти на въздуха

Като електроизолационни газове намират практическо приложение всички основни компоненти на въздуха с изключение на кислорода. За тях може да се посочи следното: имат подобни свойства, но и някои съществени предимства, в сравнение с въздуха.

Азот и въглероден диоксид. Неполярни са, не горят и не поддържат горенето. Употребяват се (под налягане, с което се повишава неколккратно електричната им якост) в кондензатори за високи напрежения, кабели и трансформатори.

Водород. Също е неполярен, има много малка плътност и добра топлопроводност, поради което е подходяща изолация за движещи се и имащи нужда от охлаждане конструкции.

Недостатъците му са, че образува в много големи съотношения с въздуха взривоопасна смес (гърмящ газ).

Използва се за изолация и охлаждане на големи електрически машини с херметично затворена конструкция.

Инертни газове: аргон, неон и други.

Имат ниска електрична якост и малка топлопроводност (особено криптона и ксенона), което ги прави приложими за електровакуумни прибори и осветителни лампи. Най-ниска електрична якост има хелият – около 17 пъти по-малка от тази на въздуха.

Пари на метали

Парите на някои метали и техните съединения (най-вече живакът и натрият) имат подобни свойства и приложение както инертните газове (главно в осветителната техника).

Електроотрицателни газове

Характерна тяхна особеност е, че молекулите им присъединяват към себе си свободни електрони, превръщайки се по този начин в отрицателни йони. За да могат те да осъществят ударна йонизация е необходим по-голям интензитет на електричното поле, отколкото при йонизация от електрони. Благодарение на това те имат значително по-голяма електрична якост от въздуха.

Най-голямо приложение от тях като електроизолационни материали намират:

Елегаз. Той е безцветен, без мирис, химически инертен и топлоустойчив. Теплопроводността му е близка до тази на въздуха и значително се повишава след като се прибави хелий към него.

Електричната якост на елегаза е от 2,5 (при равномерни полета) до 5 пъти (при силно неравномерни полета) по-голяма от тази на въздуха и се повишава чрез сгъстяването на елегаза, което може да достигне 1MPa без втечняване.

Елегазът се употребява за изолация на кабели, кондензатори, комплексни разпределителни устройства и др.

Фреон. Има близка до тази на елегаза електрична якост, но при нормални условия може да се сгъсти само до 0,6 MPa и при ниски (в работния диапазон на повечето съоръжения) температури се втечнява. Намира подобно приложение като елегаза.

Газообразни перфлуорирани въглеводороди, т.е. въглеводороди, в които всички водородни атоми са заместени с флуорни – най-общо съставът им е C_xF_x . В зависимост от конкретния състав електричната им якост е $6 \div 10$ пъти по-голяма от тази на въздуха.

Освен самостоятелната употреба електроотрицателните газове намират приложение и като добавки с незначителна концентрация към въздуха, което подобрява неколкостранно електроизолационните му свойства.

27.2. Течни диелектрици

Течностите имат значително по-голяма плътност от газовете, но подобно на тях нямат постоянна структура и форма.

В електротехниката намират приложение като електроизолационни материали следните течни диелектрици:

А. Нефтени (минерални) масла

Те са продукти на фракционната дестилация на нефта, подложени на допълнително пречистване. Представяват смеси на въглеводорода.

В зависимост от степента на допълнително пречистване и предназначението им, се наричат трансформаторно, кондензаторно и кабелно масло.

Трансформаторното масло е почти безцветна до тъмно-жълта течност, по-лека от водата, с малък вискозитет, гори (температура на възпламеняване $135 \div 145^\circ\text{C}$) и е хигроскопична. Има добри електроизолационни, импрегниращи и топлоотнемащи свойства.

Електричните свойства на трансформаторното масло зависят много от срока и начина на експлоатацията му. След продължителна работа в резултат от съприкосновението с въздуха и под въздействието на топлината, светлината, контакт с металите и т.н. трансформаторното масло се окислява. Образуват се замърсяващи продукти – киселини, смоли, част от които се разтварят в него, а друга се утаява на дъното на съда. Поема влага от околната среда. Такова (остаряло) трансформаторно масло се нарича експлоатационно и има понижени параметри. Прибавянето на

инхибитори (антиокислителни вещества) забавят стареенето му. Остарялото масло може частично или напълно да възстанови свойствата си след подлагането му на регенерация, чрез няколкостепенна обработка със специални адсорбенти. Регенерираното трансформаторно масло се нарича свежо.

Освен споменатите предимства трансформаторното масло е евтин материал и силно газоотделя в съприкосновение с електрична дъга, т.е. има дъгогасящи свойства.

Трансформаторното масло се използва широко за изолация, импрегниране и охлаждане в редица електрични апарати.

Кондензаторно масло – това е особено щателно пречистено с абсорбенти нефтено масло с оглед получаване на по-добри електроизолационни свойства. Използва се за импрегниране на хартиени кондензатори.

Кабелно масло – също щателно пречистено и добре обезгазено нефтено масло, предназначено за импрегниране на хартиена изолация в силовите кабели. Има две разновидности кабелно масло: малко вискозно – за работни напрежения над 35kV и вискозно (постига се чрез прибавяне към маслото на 10÷30% колофон) – за работни напрежения до 35kV.

Б. Растителни масла

Употребяваните като електроизолационни материали се подразделят на изсъхващи и неизсъхващи.

Изсъхващите масла са течни, но в електроизолационните конструкции се втвърдяват и се използват като твърди диелектрици. От тези растителни масла най-голямо приложение намират лененото и тунговото масло. Съхнат в тънки пластове под действие на светлината, топлината, кислорода. За ускоряване на съхненето към тях се прибавят сикативи (катализатори), но в ограничено количество, тъй като ускоряват стареенето им.

Предимствата им са, че са евтини, при съхненето им не се отделят газове (не се образуват шупли). Те са терморективни, но гъвкави.

Недостатъци: слабо полярни са и не много влагоустойчиви, бързо стареят.

След прибавяне към тях на колофон, битуми или синтетични смоли (за повишаване на влагоустойчивостта и твърдостта им) растителните изсъхващи масла се употребяват като маслени лакове.

Неизсъхващите масла се течни и се използват като течни диелектрици. Най-голямо приложение от тях намира рициновото масло – полярна, вискозна, практически негорима и взривобезопасна течност. Употребява се за импрегниране на хартиената изолация в херметически затворени кондензатори.

В. Синтетични течни изолационни материали

Независимо от добрите електроизолационни свойства на естествените течни диелектрици, те не винаги са удовлетворителни. За това се е наложило разработването на синтетични електроизолационни материали. Най-употребяваните от тях са:

Хлорирани въгледороди. Получават се от различни въгледороди чрез замяна в тяхната молекула на няколко (или всички) атоми на водорода с хлорни атоми. Един от представителите на тази група е хлорираният дифенил.

Среща се под търговските наименования совол, клофен, пиринел и др. Това е прозрачна безцветна, полярна, токсична течност. Не гори и е взривобезопасна.

Недостатъците му са, че при температури под 0°C има опасност от замръзване; поради токсичността му трябва да се вземат специални мерки при работа с него; поради големия му вискозитет не може да се използва за охлаждане на

трансформатори. Последният недостатък се преодолява чрез разреждане на совола с трихлорбензол – така получената течност се нарича *совтол*.

Соволът намира приложение за импрегниране на силови кондензатори за високо и ниско напрежение за компенсиране $\cos\varphi$ на електричната мрежа.

Силициевоорганични течности. Това са течни полимери, съдържащи повтаряща се силиконова група $-\text{Si} - \text{O} - \text{Si} - \text{O} -$; атомите на силиция се свързват с органични радикали. В зависимост от вида на тези радикали се различават полиметилсилоксоноти, полиетиленсилоксоноти и полиметилфенилсилоксоноти течности.

Всички силициевоорганични течности са неполярни, с малки диелектрични загуби и работен температурен диапазон от -60 до $+200^\circ\text{C}$, в които свойствата им не се изменят. Практически не горят. Не са хигроскопични.

Недостатъкът им е, че са скъпи, което ограничава употребата им.

Използват се за импрегниране и заливане на малки по размери отговорни електрични апарати, предназначени да работят в условия на повишени температури.

Флуороорганични течности. Те са производни на въглеродородите, амините и т.н., в които водородът частично или напълно е заменен с флуорни или с флуорни и хлорни атоми. Най-голямо приложение намират трифлуортрихлоретана и дихлортетрафлуоретана. Тези течности са неполярни, топлоустойчиви (имат работни температури до 200°C) и нехигроскопични. Химически са много стабилни, не горят и не поддържат горенето. До 300°C не отделят токсични газове. Добре топлоотнемат и са малко вискозни.

Недостатъкът им е, че са леснолетливи, поради което трябва да се употребяват в херметически затворени конструкции, като се има предвид, че притежават много голямо температурно разширение. Много са скъпи.

Употребяват се за заливане и импрегниране на малки апарати, където се изисква пълна взриво- и пожаробезопасност и работа при повишени температури.

27.3 Твърди диелектрици

Това са най-голямата група диелектрици в електротехниката, отличаващи се с многообразие в структурно отношение, което определя и големите граници, в които се намират електричните и неелектричните им свойства.

А. Органични твърди диелектрицимоли

Според начина на получаването си биват: естествени; изкуствени (естери и хидрати на целулозата) и синтетични.

Естествени органични диелектрици

Шеллак. Отделя се от един вид насекоми по клоните на тропическите дървета в Индия, Индонезия, Бирма и др. Има вид на тънки, чупливи люспи. Цветът му е светло-лимонов до тъмнооранжев. Разтваря се много добре в спирт, а частично – в ацетон и етер. В бензин и бензол не се разтваря.

Употребява се във вид на спиртов разтвор като съставен елемент при производството на слепващи лакове, слюдени изолации и за лакиране на различни детайли.

Колофон. Получава се при дестилация на борова смола. Цветът му е светложълт до кафяв. Разтваря се в спирт, бензин, бензол, терпентин, ацетон, нефтени и растителни масла. Неразтворим е във вода. Той е термопластичен. Съдържанието на киселини му

придава способност да образува с металите соли (резинати), служещи като сикативи в изсъхващите масла. При температури по-високи от 150°C разтваря оксидите на медта.

Намира приложение:

- влизайки в състава на редица компаунди с цел да се увеличи твърдостта им и да се подобрят електричните им характеристики;
- разтворен в нефтените масла увеличава вискозитета им и служи като стабилизатор – намалява стареенето;
- влиза в състава на редица флюси при спояването на медни проводници
- използва се като сикатив в съхнещите масла.

Копали – те са мъчнотопими и мъчноразтворими материали, получени като продукт на дървета, расли преди хилядолетия. Температурата им на топене е над 360°C.

Разтворени в растителни масла след термообработка при 200÷320°C се получават масленосмолисти лакове с много твърда повърхност на лаковото покритие.

Към копалите се отнася кехлибарът. Цветът му е светложълт до тъмнокафяв. Неразтворим е. В разтопено състояние се разтваря в терпентин, серовъглерод, битум и масла. Употребата му е ограничена поради високата цена. Използва се в измервателните уреди, при които е необходимо запазване на високоизолационни качества, независимо от влажността на въздуха.

Синтетични органични диелектрици

В съвременните електротехника и електроника най-широко приложение имат синтетичните високомолекулни органични съединение (полимери). В миналото те са се наричали смоли. Понастоящем това название се счита за остаряло. Все пак в наименованието на някои материали е останала думата “смола” (например епоксидни смоли, фенол- формалдехидни смоли).

Синтетичните полимери се получават по методите на полимеризацията и поликондензацията. Полимеризацията е химичен процес, при който молекулите на мономери самопроизволно или под действието на активиращи вещества се свързват помежду си и се получават полимерните молекули. Странични продукти, както по време на реакцията, така и след завършването ѝ, не се отделят. Поликондензацията е също химичен процес, при който част от атомите на молекулите на мономерите се свързват, и се образуват полимерите, като се отделят странични нискомолекулни вещества (амоняк, вода, хлороводород и др.)

Строежът на полимерната молекула при полимеризацията е винаги линеен, а при поликондензацията – той е линеен или пространствен.

Полимерите с линейни молекули са термопластични (термопласти). Те са погъвкави и еластични, по-лесно се размекват и са по-разтворими от тези с пространствени полимерни молекули. Последните са термоактивни (дуропласти). (Вж. т.26.1).

Полимерите с линейни молекули при ниски температури се намират в състояние подобно на стъклообразно (трошливи при малки механични натоварвания и с малки деформации преди разрушаването). С повишаване на температурата стават много еластични – при неголеми механични напрежения притежават голяма еластична деформация. При последващо повишаване на температурата (състояние на провлачване) се получават необратими пластични деформации.

Полярността на полимерните диелектрици зависи от симетричността на структурната им формула. Неполярните полимерни диелектрици имат симетрична структурна формула, което означава, че еквивалентните центрове на положителните и

отрицателните заряди съвпадат. Полярните полимерни диелектрици имат несиметрична структурна формула.

Поради големия брой полимерни диелектрици и непрекъснатото появяване на нови материали, ще бъдат разгледани само някои представители (вж. Приложение 3).

Полимеризационни полимери.

Всички са термопластични. Някои от тях са полярни, други – не.

Полиетилен – бял, гъвкав, полупрозрачен неполярен материал. Топлоустойчивостта му е $70 \div 130^\circ\text{C}$. Термопластичен е.

От него се изработва изолацията на кабели и проводници за високи честоти и изолацията на кабели за високо напрежение (от 10 до 400 кV); използва се за херметизиращи обвивки на кабели.

Полипропилен – неполярен термопластичен материал с електрични свойства, близки до тези на полиетилена. Полипропиленово фолио служи за диелектрик на кондензатори, които се използват в измервателната и високочестотната техника.

Полистирол. Електричните му свойства са аналогични на свойствата на полиетилена. Той е твърд термопластичен прозрачен материал. Добрите му свойства, технологичността и ниската цена го правят много подходящ за изработване на детайли, работещи във високочестотни електрични полета.

От полистирол се изготвя тънко фолио (*стирофлекс*), което се употребява в производството на кондензатори. Стирофлексните кондензатори, подобно на полипропиленовите, имат много добри качества и се използват в измервателната и високочестотната техника.

Политетрафлуоретилен – полимерен материал с изключителни свойства. У нас е широко известен с търговското название *тефлон*. Електричните му параметри се запазват постоянни до много високи честоти и не се изменят в широк температурен диапазон от -60°C до 300°C . Използва се за изолация на кабели, проводници, кондензатори, работещи при най-тежки климатични и експлоатационни условия.

Поливинилхлорид. Полярен диелектрик. При $140^\circ\text{C} \div 170^\circ\text{C}$ се разлага преди да се е размекнал. Към него се прибавят омекотители и стабилизатори, благодарение на които може чрез загряване да се размеква и формова.

Използва се като конструктивен материал, за изолация на телефонни и силови кабели, за защитни обвивки на съобщителни и силови кабели.

Плексиглас (полиметилметакрилат). Той е полярен твърд прозрачен термопластичен материал. Има добра механична якост и лесно се обработва, но е с не особено високи електрични показатели, затова рядко се използва като изолатор. От него се изработват крепежни елементи.

Поликондензационни полимери

Всички са полярни. Някои от тях са термопластични, други – терморективни.

Фенолформалдехидна смола. Получава се при поликондензация на фенол с фенолформалдехид в присъствието на катализатор. Ако катализаторът е киселинен и има излишък на фенол, получава се новолачна смола, а при алкален катализатор и излишък на формалдехид – резолна смола или бакелит.

Новолачните смоли са термопластични. Най-разпространената смола от тази група е изолът (новолакът). Той се употребява главно като заместител на шеллака и като изходен продукт за получаване на преспрахове. Образува твърд, но крехък лаков филм, устойчив на бензин и вода; има добри електроизолационни свойства.

Резолните смоли са термоактивни. Най-разпространените смоли са бакелитът, карболитът и др. При втвърдяването им се различават три стадия: А-резол (смолата

при загряване се разтопява и може да се разтваря в органични разтворители); В-резитол (междинно състояние); С-резит (неразтворима и нетопима смола).

Фенолформалдехидните смоли са намерили широко приложение в електропромишлеността. От тях се приготвят преспрахове за горещо пресоване на почти всички видове инсталационни и монтажни изделия, лакове за слоестите и намотъчните материали (гетинакс, текстолит, тръби и цилиндри за трансформатори), слепващи, покривни и импрегнационни лакове.

Полиамиди. Те са бели или слабожълти термопластични материали, при стапяне се разлагат; силно хигроскопични са; при механично натоварване показват стремеж към бавна деформация; имат голяма износоустойчивост на триене.

Полиамидите при бързо охлаждане имат аморфна структура, но при благоприятни условия на изстиване на стопилката могат да получат и кристална структура на твърдата фаза.

Намират приложение като конструктивен материал и под формата на влакна, фолио и лакове.

Търговски наименования: найлон, капрон, силон, перлон и др.

Полиуретани - подобни са на полиамидите, но имат по-малко водопоглъщане; по-добра адхезия към металите и са по-бензиноустойчиви.

Полиуретаните могат да бъдат термопластични (при прекъсване на поликондензационния процес на междинен етап) и терморективни. Последните наподобяват на каучуците и дори ги превъзхождат по отношение на износоустойчивост, водопоглъщане и др. Шуплестите полиуретани (дунапен) имат добри звуко- и топлоизолиращи качества.

Полиуретаните се използват в състава на компаунди (вж. т. 27.4.А), емайл-лакови покрития на проводници (те се калайдисват без почистване на лаковото покритие – само с потапяне в разтопен калай), за херметизиране на специални видове керамични и хартиени кондензатори и др.

Полиетилен-терафталт. Той е термопластичен. Може да бъде аморфен или кристален. В кристално състояние има температура на топене $250 \div 260^\circ\text{C}$.

Намира приложение най-често под формата на влакна и фолио (при производството на кондензатори). На основата на модифициран полиетилен-терафталт се получава лак с клас на топлоустойчивост В за емайлирани проводници. Лакът е терморективен.

Полиетилен-терафталтът е получил много широко приложение във вид на тънка лента, известна у нас с търговското наименование *хостафан*.

Хостафанът притежава изключително висока диелектрична якост ($E_{пр} = 280 \text{ MV/m}$ на лента с дебелина $25 \mu\text{m}$) и висока механична якост. Запазва свойствата си в температурен интервал $-60 \div +150^\circ\text{C}$ и не старее. Може да се метализира, което заедно с отличните електрични параметри го прави особено подходящ за диелектрик на кондензатори.

Епоксидни смоли – характеризират се с добри електроизолационни свойства, химична устойчивост и минимална свиваемост при втвърдяване ($1 \div 3\%$).

В изходно състояние те са нискомолекулярни съединения, сиропообразни до колофонообразни, термопластични с голяма химична активност и не се използват като диелектрици.

За втвърдяване, т.е. получаване на пространствени връзки и минаване в терморективно състояние, се прибавят втвърдителни, които влизат в реакция с функционалните групи на епоксидната смола и я довеждат до необратимо твърдо състояние.

Към епоксидните смоли се прибавят и пълнители (до 400%) – кварцово брашно, порцелан на прах и др., които изменят в широки граници физико-механичните им свойства.

Максималната работна температура на епоксидните смоли без пълнители е 110°C, а с неорганични пълнители – нараства на 150°C.

Намират широко приложение в състава на компаунди и лепила.

Силициевоорганични материали (силикони). В техните молекули се съдържа силиций. Имат голяма топлоустойчивост (250÷350°C). Те са полярни и терморективни. Приложение са намерили силициевоорганични течности, смазки, каучук и твърди материали. Използват се и като компаунди.

Битуми

Те са сложни смеси на въглеводороди с характерен черен цвят. При повишаване на температурата се размекват и се разтопяват. По произход са два вида – естествени (изкопаеми) , наречени още асфалти, и изкуствени (нефтени), получени при дестилация на нефта.

Битумите се разтварят в бензол, толуол и по-слабо - в бензин. Неразтворими са в спирт и вода. Температурата на размекване е от 30 до 90°C. В електропромишлеността природните битуми се употребяват при производството на електроизолационни покривни лакове, подходящи за въздушно сушене. Нефтените битуми се използват при производството на импрегнационни лакове, когато са нужни еластични, не особено твърди лакови филми и за компаунди.

Восъкообразни диелектрици

Парафин – кристално вещество с бял цвят и температура на топене 50 ÷ 55°C. При нагряване до 140°C се окислява. Разтваря се в нефтени масла, бензин и бензол. Неразтворим във вода и спирт. Употребява се за импрегниране на хартиени кондензатори за ниско напрежение и за изолационни детайли, за заливане на високочестотни бобини и трансформатори. Напоследък неговата употреба рязко се намалява поради ниската му работна температура.

Церезин – има точка на топене 65 ÷ 80°C и повишена в сравнение с парафина устойчивост на окисляване. Използва се за заливане на нехерметизирани кондензатори, като омекчител за каучуковите смеси в кабелната промишленост и за повишаване на тяхната устойчивост на светлина.

Халовакс – кристално вещество със светложълт до зеленикав цвят, което не гори и не се окислява. Употребява се за заливане на кондензатори. Използването му през последните години е намалена поради силната му токсичност.

Олеовакс – вещество с бял или светлокремав цвят, с температура на топене 80°C, което лесно се окислява. Употребява се за импрегниране на хартиени кондензатори, на които може да се повиши капацитетът със 75÷100%. Употребата му се ограничава от сравнително високия $\text{tg}\delta$, който расте с повишаването на температурата.

Каучук и гума

Естествен каучук – получава се от каучуконосни растения в тропичните страни (Бирма, Индонезия и др.) и от такива, аклиматизирани в умерения пояс. Млечният сок (латексът) на растенията се подлага на коагулация и отделяне на примесите. По

химичен състав каучукът е въглеродород, аморфно вещество със зигзагообразна форма на молекулите. На този строеж се дължи и неговата голяма разтегливост.

Чистият каучук е с твърде малка устойчивост на висока (над 70°C) и ниска (-65°C) температура. Механичните му свойства и еластичността му се влияят от температурата. Притежава малка устойчивост към разтворителите – бензин и масло. Поради тези отрицателни свойства не се употребява в чист вид, а винаги в смес с различни вещества, главно сяра и различни пълнители. Тази смес се подлага на термична обработка (известна под наименованието вулканизация) при температура от 180°C до 200°C. По време на вулканизацията каучукът влиза в реакция със сярата, в резултат на което се получава гума с подобрена нагревоустойчивост, студоустойчивост, механична якост и устойчивост на разтворители. В зависимост от количеството сяра се различават два основни вида гума; мека гума - със съдържание на сяра 1÷3% и твърда гума (известна под наименованието ебонит) със съдържание на сяра 30÷35%.

В меката гума цялото количество вложена сяра не се свързва с каучука. Остава известно количество свободна сяра. Такава гума не може да се употребява като изолация на проводниците, ако те не са специално защитени от вредното действие на свободната сяра върху медта. Вредното действие на свободната сяра върху медта се изразява в образуването на меден сулфид (CuS), при което се намалява сечението на жилото. Това води до увеличаване на плътността на тока, загряване на проводника и възможност за бързото му излизане от строя. Ако при вулканизация се използва органичното вещество тиурам, се получава гума, несъдържаща свободна сяра. В случаите, когато не се изискват особено високи електроизолационни свойства, в каучуковата смес се прибавят и значителни количества сажди като пълнител. Това поевтинява гумата.

Произвеждат се чрез полимеризация различни видове синтетични каучуци – бутадиенов каучук, хлоропренов каучук, бутадиенстиролен каучук, бутил каучук, етилен-пропиленов каучук.

Б. Неорганични диелектрични материали

Неорганичните диелектрици в зависимост от структурните им особености биват: керамики, стъкла и слюда, а в зависимост от приложението им – изолаторни и кондензаторни. *Изолаторните диелектрици* се употребяват за монтаж на елементи, чиито потенциал е отличен от нула, и затова се наричат още монтажни диелектрични материали. Необходимо е да имат малка диелектрична проникваемост, защото участват във формирането на паразитен капацитет, който особено при високи честоти е задължително да бъде по възможност малък. *Кондензаторните диелектрици* трябва да имат голяма диелектрична проникваемост, за да се получи голям капацитет при малки геометрични размери на кондензатора.

Керамики

Всички керамики притежават три структурни фази – кристална, аморфна (стъклообразна) и газова. Кристалната фаза (химични съединения или техни твърди разтвори) определя в най-голяма степен електричните свойства на керамиката. Газовата фаза се получава като следствие на технологията на получаване на тези материали (керамична технология). Тя предизвиква намаляване на механичната и електричната якост и увеличаване на диелектричните загуби при по-високи напрежения от йонизацията на газа. По тези причини газовата фаза е нежелана и стремежът е да се произведат керамики с минимално съдържание на газ. Има обаче и керамики, които специално се произвеждат с голямо съдържание на газова фаза и се наричат порести. Те притежават относителна диелектрична проникваемост, близка до тази на въздуха, и се използват за изработването на основи за резистори с цел да се получи минимален паразитен капацитет.

Както и останалите диелектрични материали, предназначени за електротехниката и електрониката, керамиките трябва да имат достатъчна електрична якост, малки диелектрични загуби и механични свойства, съобразени с експлоатационните условия.

Изолаторните керамики освен изброените свойства трябва да притежават малка диелектрична проникваемост ($\epsilon_r < 12$).

Радиопорцеланът е високочестотен керамичен материал от системата $\text{BaO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot \text{SiO}_2$. Изходната му маса се характеризира с голяма пластичност и затова от него се изработват малогабаритни детайли със сложна геометрична форма.

Ултрапорцеланът е корундова керамика. Корундът е една от кристалните модификации на Al_2O_3 и притежава отлични електрични свойства. Ултрапорцеланът е с по-малки диелектрични загуби и по-голяма стабилност на диелектричната проникваемост в сравнение с радиопорцелана. Корундовите керамики се отличават с повишена топлопроводност и абразивност. Последното свойство затруднява механичната обработка на детайлите.

Целзиановата керамика има много нисък температурен коефициент на линейно разширение, голяма стабилност на диелектричната проникваемост и много малки загуби до температура 300-400°C.

Стеатитовата керамика е от системата $\text{MgO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot \text{SiO}_2$. Тя има малки диелектрични загуби и се използва за изработване на детайли за променливи кондензатори, тела за бобини, цокли за електровакуумни лампи и др. Тези детайли се произвеждат с малки размерни допуски.

Алуминооксидната керамика съдържа висок процент Al_2O_3 – от 85% до 99,8%. Благодарение на отличните електрични, механични и топлинни свойства тази керамика намира широко приложение в електрониката – за детайли на СВЧ прибори и на електровакуумни лампи, за подложки на хибридни интегрални схеми и др.

Берилиевооксидната керамика притежава много високо изолационно съпротивление и изключително голяма топлопроводност. При стайна температура коефициентът на топлопроводност е почти наполовина от този на медта. Високата цена силно ограничава приложението ѝ.

Кондензаторни керамики. Изискванията към тях са същите както към изолаторните керамики, с изключение на диелектричната проникваемост ϵ_r , която трябва да бъде колкото е възможно по-голяма. Известно е, че диелектричните материали, в които се наблюдава спонтанна поляризация, притежават много висока диелектрична проникваемост. Керамики с такава поляризация се наричат сегнетокерамики (вж. т. 28.2).

Сегнетокерамиката се получава на основата на бариев титанат (BaTiO_3). Поради доменната структура на сегнетодиелектриците диелектричната проникваемост силно зависи от температурата, т.е. тези материали имат голяма температурна нестабилност.

Като се променя съставът на керамичната маса, се получават сегнетокерамики с различна стойности на диелектричната проникваемост и на температурата на Кюри. От сегнетокерамиките се правят малогабаритни нискочестотни кондензатори с голям капацитет, които имат обаче и голяма температурна нестабилност.

За качествата на керамичните кондензатори от значение е температурният коефициент на диелектричната проникваемост TK_{ϵ_r} . Кондензаторните керамики се произвеждат в много разновидности, поради което се групират в зависимост от стойността на диелектричната проникваемост и температурния коефициент на диелектричната проникваемост, както следва:

- Керамики с висока диелектрична проникваемост и отрицателен температурен коефициент на диелектричната проникваемост $\text{TK}_{\epsilon_r} < 0$.
- Керамики с ниски стойности на диелектричната проникваемост и на температурния коефициент на диелектричната проникваемост. Диелектричната проникваемост на тези керамики има стойности от 12 до 25, а $\text{TK}_{\epsilon_r} = (-50 \div + 30) \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$.

Стъкла

Стъклата представляват сложни системи от стъклообразуващи (SiO_2 , P_2O_5) и други оксиди (Na_2O , K_2O , CaO , BaO , PbO , ZnO , Al_2O_3 и др.). Основната част на повечето технически стъкла е SiO_2 , поради което те се наричат силикатни. Свойствата на стъклата се променят с изменение на състава на оксидите – диелектричната проницаемост е от 3,8 за кварцовото стъкло до 16 за алкалните и оловните стъкла (за някои бариери стъкла е до 25), диелектричните загуби се изменят от 0,0002 за кварцовото стъкло до 0,007 за някои алкални стъкла, изолационното съпротивление също варира в широки граници – някои стъкла са с голямо ρ ($\approx 10^{13} \Omega \cdot \text{m}$), други имат малко ρ ($\approx 10^2 \div 10^7 \Omega \cdot \text{m}$) (те са полупроводници). Най-добри електрични свойства притежава кварцовото стъкло.

Алкалните оксиди (Na_2O и K_2O) оказват силно влияние върху електричните свойства на стъклата. Увеличаването на съдържанието им предизвиква повишаване на диелектричната проницаемост и намаляване на специфичното съпротивление. Въвеждането на тежки оксиди (BaO , TiO_2 , PbO) неутрализира в известна степен влиянието на алкалните оксиди и даже предизвиква увеличаване на специфичното съпротивление.

Силикатните стъкла, които се употребяват в електрониката, се разделят на следните групи:

1. *Безалкални стъкла* (не съдържат алкални оксиди). Към тях се включва и кварцовото стъкло. За тях са характерни добрите електроизолационни свойства, голямата топлоустойчивост и ниския температурен коефициент на линейно разширение (TK_{ϵ_T} на кварцовото стъкло е най-малък измежду всички вещества). Тези стъкла не са технологични – от тях трудно се изработват детайли със сложна геометрична форма и малки размерни допуски.
2. *Алкални стъкла без съдържание на тежки оксиди*. Имат по-ниска топлоустойчивост, технологични са, но електроизолационните им свойства са влошени.
3. *Алкални стъкла със съдържание на тежки оксиди*. Те са сравнително технологични и имат електроизолационни свойства приблизително еднакви с тези от първа група.

В зависимост от приложението им се различават също няколко групи стъкла.

Електровакуумните стъкла са предназначени за направата на балони на електровакуумни лампи. Най-важното им свойство е температурният коефициент на линейно разширение, който трябва да бъде еднакъв с този на метала на изводите. Според това изискване се различават платинови [$\text{TK}_{\epsilon_T} = (85 \div 92) \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$], молибденови [$\text{TK}_{\epsilon_T} = (46 \div 52) \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$], волфрамови [$\text{TK}_{\epsilon_T} = (35 \div 42) \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$] и други стъкла. Наименованието се определя не от състава на стъклото, а от стойността на TK_{ϵ_T} . Стъклата, от които се изработват високочестотни прибори, трябва да имат малки диелектрични загуби.

Изолаторните стъкла отговарят на същите изисквания, както и изолаторните керамики. Използват се за направата на проходни или монтажни изолатори. Употребяват се безалкалните стъкла.

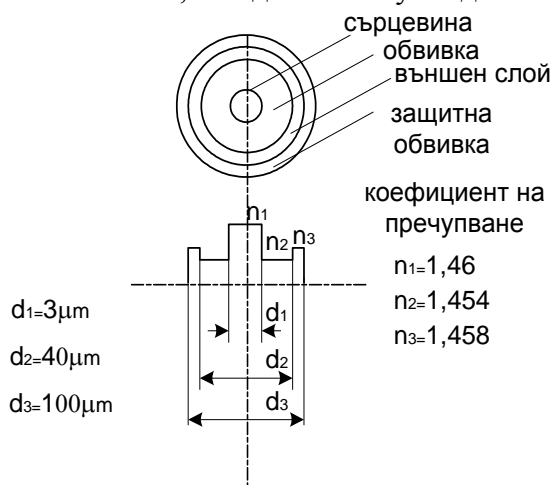
Кондензаторните стъкла имат свойства, подобни на кондензаторните керамики. На тези изисквания отговарят алкалните стъкла със съдържание на тежки оксиди.

В практиката се използват и различни видове специални стъкла:

- оптични стъкла (с висока прозрачност и повишен коефициент на пречупване);
- цветни стъкла;

- ултравиолетови стъкла (прозрачни за ултравиолетовите лъчи);
- рентгенови стъкла (прозрачни за рентгенови лъчи);
- стъкла с проводяща повърхност и др.

Стъкла за оптични влакна. При конструирането на оптичните влакна най-важно значение имат коефициентите на пречупване на светлината между различните конструктивни елементи, защото от тях зависи светлинния лъч да премине на големи разстояния. На фигура 27.1 е показана конструкцията на оптично влакно и разпределението на коефициентите на пречупване между отделните елементи. Сърцевината и обвивката са направени от много чисти стъкла, за да се намали колкото е възможно затихването на светлинния лъч. Изискванията към чистотата на външния слой не са толкова строги, но коефициентът на пречупване трябва да бъде различен от този на обвивката. Външният слой служи за увеличаване на диаметъра на влакното до такава степен, че да се получи достатъчна механична якост. За изработването на



фиг. 27.1

оптични влакна се използват натриево-калциеви силикатни стъкла, боросиликатно стъкло, а също и топен кварц. Освен специалните изисквания за чистота, от голямо значение са структурните дефекти и якостните свойства на тези стъкла.

Ситалите са поликристални материали, получавани чрез стимулирана кристализация на стъкла. Заемат междинно място между стъклата и керамиките. Характеризират се с микрокристална структура, която им придава по-голяма плътност, по-висока

механична якост и топлопроводност в сравнение със стъклата и керамиките.

Кристализацията се стимулира чрез катализатори. В зависимост от тях се различават термоситали и фотоситали.

Кристализацията на термоситалите се извършва по време на охлаждане, а на фотоситалите – в резултат на облъчване на нагретия материал с ултравиолетови лъчи. Характерно за частично кристализираните области на фотоситалите е, че те се разтварят в разрежена флуороводородна киселина (1÷1,5% разтвор на HF) 10÷15 пъти по-бързо от неосветените области. По този начин се извършва така нареченото фотохимично щанцуване, при което се получават детайли с много сложна форма.

Широкият обхват от стойности на температурния коефициент на линейно разширение на различните ситали и високата топлопроводност правят тези материали подходящи за подложки на хибридни тънкослойни интегрални схеми.

Слюда

Слюдата е природен кристален минерал. От двата вида слюда – флогопит и мусковит, приложение в електрониката намира мусковитът. Характерно за слюдените кристали е способността им лесно да се цепят на тънки пластини, които могат да се използват като диелектрик за кондензатори.

Мусковитът е много добър диелектрик. Неговите основни електрични свойства не зависят от честотата на електричното поле. Температурната му стабилност е също много добра. При подбора на пластините трябва да се избягва слюда с петна, които се

дължат на примеси - соли и оксиди (главно железни), защото те повишават диелектричните загуби и намаляват електричната якост. При температура над 500°C започва отделяне на съдържащата се в кристала на слюдата вода, което предизвиква влошаване на електричните и механичните свойства на материала. Слюдата мусковит се използва като диелектрик на слюдени кондензатори. По-лошите параметри на слюдата флогопит и по-високата топлоустойчивост определят приложението ѝ само като изолационен материал.

Синтетичната слюда флуорфлогопит има по-висока топлоустойчивост от мусковита, защото в кристалите си не съдържа вода. Използва се за работа при повишена температура като изолационен екран в електровакуумните лампи и като диелектрик на кондензатори.

27.4. Многокомпонентни диелектрици

А. Компаунди

Компаундът е маса за заливане или импрегниране с цел защита от околната среда. При изготвянето е в течно състояние и се втвърдява при охлаждане или вследствие на химичен процес. Компаундите могат да служат за корпусиране на детайли. За преценка на качествата им от гледна точка на употребата голямо значение има степента на свиване след втвърдяване. Обикновено компаундите с топло втвърдяване се свиват повече от тези със студено втвърдяване. Качествените компаунди трябва да имат високо изолационно съпротивление, малки диелектрични загуби и относителна диелектрична проницаемост. За осигуряване на качествена защита от околната среда те трябва да са влагонепроницаеми, да имат необходимата механична якост и адхезия.

Най-разпространени в електротехниката и електрониката са компаундите, изработени на основата на терморективни полимерни диелектрици.

Особено често се прилагат епоксидните компаунди. Получават се от епоксидни смоли и различни пълнители. Механичните и електричните им свойства са много стабилни във влажна среда и зависят от използвания в компаунда пълнител – стъкло, калциев карбонат, силициев диоксид, слюда и други минерални вещества.

Б. Лакове

Те са колоидни разтвори на смоли, битуми, съхнещи масла и други подобни вещества (смолите, битумите и др. се наричат лакова основа – филмообразувател, поставен в изпаряващи се разтворители). При сушене разтворителите се изпаряват, като лаковата основа преминава в твърдо състояние и образува лаковия филм. За отстраняване неблагоприятното екологично влияние на разтворителите през последните години са създадени специални водоразтворими полимери, от които се получават лакове за емайлиране на проводници и за антикорозионни покрития, нанасяни по електрофорезен начин. (Вж. т. 21.4)

В зависимост от предназначението си лаковете се групират в три групи: импрегнационни, покривни и слепващи лакове.

В зависимост от начина на сушене лаковете са с горещо и с въздушно сушене. При горещото сушене се изискват специални съоръжения за повишаване на температурата до 100°C и повече. При въздушното сушене не са необходими специални съоръжения, тъй като сушенето е при обикновена (стайна) температура.

Когато се налага ускоряване на времето за сушене, използват се съоръжения, позволяващи повишаване на температурата до 60-80°C.

Според химичния състав лаковете са маслосъдържащи, смолисти и целулозно-естерни.

Маслосъдържащите лакове се произвеждат на основата на ленено или рициново масло с естествени или изкуствени смоли с подходящи за смолата и предназначението на лака разтворители.

Целулозно-естерните лакове се произвеждат на основата на целулозата, разтворена в подходящ разтворител.

Импрегнационни лакове – служат за импрегниране на твърди порести електроизолационни материали – хартия, прежда, тъкан и намотките на електрически машини и апарати. При импрегнирането порите и празнините в изолационните материали се запълват с лак. В резултат на това се увеличават пробивното им напрежение и топлоотвеждането, значително се намалява хигроскопичността и се подобрява чувствително механичната здравина на изолацията.

Основни изисквания за импрегнационните лакове са:

а) да имат добри импрегнационни свойства при максимално съдържание на лакова основа;

б) да осъществяват здраво сцепване на отделните навивки от намотките, за да не се разлепват;

в) технологията на импрегнирането и сушенето да е съобразена с устройствата, които ще се импрегнират;

г) да имат високи електроизолационни свойства при нормална и при работна температура и да ги запазват дълго време;

д) да имат добра влагоустойчивост;

е) да бъдат безвредни, включително и по отношение на медта и изолацията.

Покривни лакове – служат за повишаване на повърхностното съпротивление на изолацията в електрическите машини и апарати, за подобряване на нейната влагоустойчивост, устойчивостта на химически активни среди и др. Използват се за създаване на изолационни слоеве върху металите (при производството на емайлирани проводници) и за изолиране на електротехническата стомана (вж.т. 36.1).

Слепващи лакове – служат за сцепване на изолационни материали или за укрепването им към метални повърхности.

Подобно разделение на лаковете е условно. Като пример може да се посочи производството на гетинакс. При него се импрегнират отделните листове хартия и след това се залепват. Следователно този лак е едновременно импрегнационен и слепващ.

В. Слоести пластмаси

Слоестите пластмаси се състоят от свързани чрез полимерни материали два или повече слоеве, изработени на базата на влакнеста основа, наречена пълнител. Като пълнители се използват текстил, хартия, стъклена и азбестова тъкан стъклените нишки и др. Свързващо вещество може да бъде почти всеки полимерен материал, но най-често това са терморезистивни полимери, които имат по-висока размерна стабилност и повишена топлоустойчивост. Приложение намират фенолните, полиестерните, епоксидните и силиконовите смоли.

Пластмасите, включително слоестите, са част от ежедневието на човека. Това е така поради извънредно голямото разнообразие от пластмаси с най-различни свойства, които заедно с ниската цена ги правят предпочитани. По същите причини пластмасите навлизат масово в електрониката, още повече че те в ред случаи не могат да бъдат

заменени с други материали – например слоестите пластмаси за печатни платки. При това положение, много важно е да се използва точен критерий за избор на пластмаса. Необходимо е да са дефинирани точни експлоатационни условия, с което лесно може да се определи кои параметри са важни и какви стойности трябва да притежават. Някои от изискванията към пластмасите са противоречиви. Например за подобряване на електричните свойства е необходимо да се увеличи процентното съдържание на полимерен материал, но това пък влошава механичните свойства. Пластмаси с текстилен пълнител се режат по-лесно от тези с хартиен пълнител, но последните имат по-добри електрични свойства.

Фенолформалдехидните слоести пластмаси са едни от първите, намерили широка употреба в електротехниката и електрониката. Фенолформалдехидната пластмаса с хартиен пълнител е известна с търговското наименование *гетинакс*, с пълнител памучна тъкан – *текстолит*, а със стъклена тъкан *стъклотекстолит*. Пълнителите в голяма степен определят механичните и топлинните свойства на пластмасите, но оказват влияние и върху електричните им свойства. Например загубите в пластмаса с памучен пълнител са по-големи от тези в пластмаса с хартиен или стъклен пълнител.

За изработване на печатни платки се използват едностранно или двустранно фолирани гетинакс и стъклотекстолит – повърхностите им са покрити с тънък слой мед.

Стъклотекстолитът се произвежда и с други полимери като свързващи вещества, например епоксидни, полиестерни, силиконови, тефлонови и др.

Гетинаксът е значително по-хигроскопичен от стъклотекстолита. Поради това след нарязване страничните стени трябва да се обработят с електроизолационни лакове, защото там се открива най-хигроскопичната част на материала – хартията.

Поради по-лошите електрични свойства на текстолита, но по-добри механични свойства, той се използва за изработване на конструктивни детайли.

Епоксидните слоести пластмаси се отличават с добри механични, топлинни и електрични свойства. Могат да се употребяват за работа при ниска температура, тъй като те не се напукват. Топлоустойчивостта, определена по изменението на електричните параметри, е около 120°C, а по изменението на механичните свойства – до 260°C.

Епоксидните слоести пластмаси се използват за изработване на печатни платки поради голямата адхезия на медното фолио към епоксидната смола.

Силиконовите слоести пластмаси са с отлични електрични, топлинни и механични свойства. Те попадат в топлинен клас Н (до 180°C) (вж. т. 26.2). Запазват свойствата си до много ниски температури – около -260°C. Диелектричните загуби в тези материали се запазват ниски до около 150°C. Адхезията на медното фолио към силиконовите слоести пластмаси е по-малка отколкото към епоксидните пластмаси. Тези пластмаси се използват за изработването на различни детайли (подложени на повишена температура). По-скъпи са и затова трябва да се използват само в случаите, в които свойствата на епоксидните пластмаси не отговарят на експлоатационните изисквания.

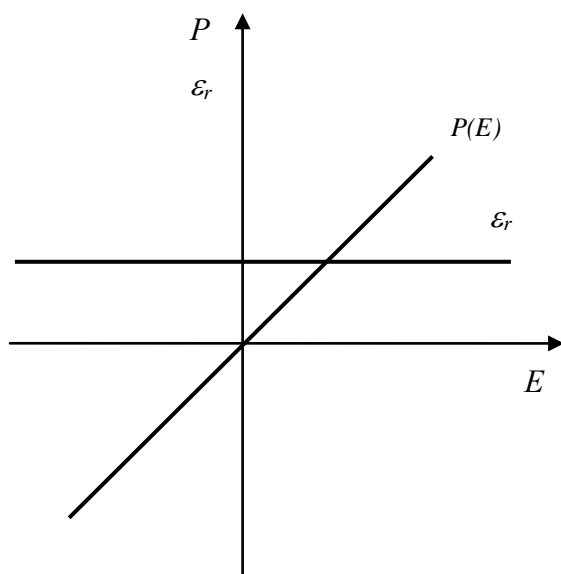
Тефлоновите слоести пластмаси притежават превъзходните електрични и топлинни свойства на политетрафлуоретилена и механичните качества на пълнителите. Механичните свойства на тефлоновите пластмаси са значително по-добри в сравнение с тези на тефлона, като съвсем малко са влошени електричните свойства. Тези пластмаси се използват като диелектрични материали от топлинен клас Н (до 180°C).

28. Активни диелектрици

28.1. Общи сведения за активните диелектрици

Обикновените (пасивни) диелектрици се използват най-често като електроизолационни материали. В тях под действието на електрично поле се осъществяват явленията поляризация, електропроводимост, диелектрични загуби и евентуално пробив.

За пасивните диелектрици електричната поляризация \vec{P} е линейна функция на интензитета на електричното поле \vec{E} , а електричната възприемчивост χ_e респективно



фиг.28.1

относителната диелектрична проникваемост ϵ_r не зависят от \vec{E} (фиг.28.1) (вж. т.20.2, 20.3).

В активните диелектрици поляризация се осъществява не само под действие на електрично поле, но при влияние на други фактори - механични напрежения и деформации, изменение на температурата, намагнитване. От друга страна електричното поле, освен характерните за пасивните диелектрици процеси, предизвиква и други явления - деформация, нагряване или охлаждане, пренамагнитване, изменение на оптичните свойства. За активните диелектрици са характерни нелинейната зависимост между E и P , спонтанната поляризация, възникваща

при $\vec{E}=0$. Електричните параметри и физичните им свойства могат да се управляват от външни въздействия – електрично и магнитно поле, температура, осветеност, механични напрежения, деформации и др.

28.2. Сегнетодиелектрици (сегнетоелектрици)

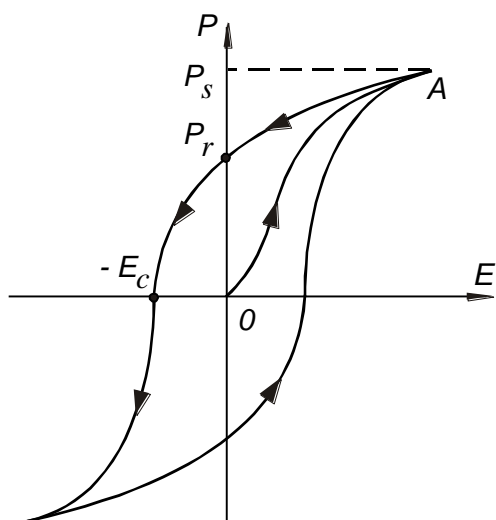
Първият известен сегнетоелектрик е сегнетовата сол, чийто особени свойства са открити през 1918 г. Тя дава названието на група активни диелектрици, за които е свойствена спонтанна поляризация. Впоследствие са открити и други сегнетоелектрици - бариев титанат ($BaTiO_3$), калиев дихидрофосфат (KH_2PO_4), оловен титант ($PbTiO_3$), калиев ниобат ($KNbO_3$) и др.

Сегнетоелектриците са материали в които съществуват макрообласти с размери от порядъка $10^{-4} \div 10^{-6}$ m наречени *домени*, които са спонтанно поляризирани дори в отсъствие на електрично поле.

Сегнетоелектриците са моно или поликристални вещества. Взаимодействието между техните частици предизвиква спонтанно установяване на електричните им диполни моменти еднопосочно в рамките на един домен.

При отсъствие на електрично поле отделните домени притежават електрични диполни моменти, които са ориентирани хаотично и като цяло материалът е с нулев електричен диполен момент – електрична поляризация $\vec{P}=0$.

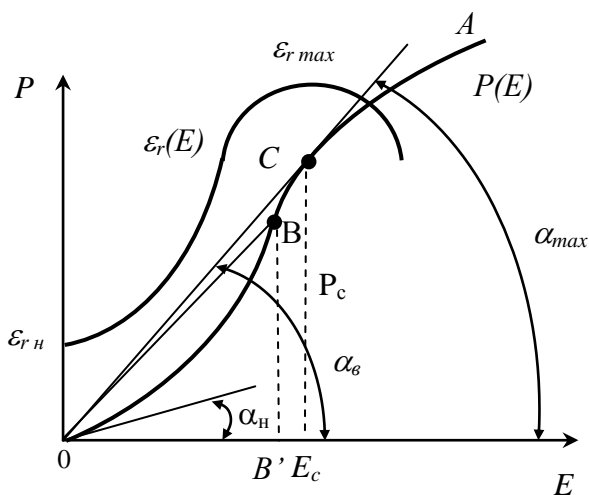
В електрично поле поляризацията на сегнетоелектриците се извършва на два етапа - през първия (при слаби полета) се преместват доменните граници така, че нарастват размерите на тези домени, чиито електрични диполни моменти сключват остър ъгъл с интензитета на електричното поле, а намаляват размерите на тези от тях, чиито диполни моменти сключват тъп ъгъл с интензитета на полето; на втория етап (при силни полета) се осъществява завъртане на електричните диполни моменти на домовете по посока на полето.



фиг.28.2

За сегнетоелектриците електричната поляризация \vec{P} не зависи линейно и еднозначно от интензитета на електричното поле: На фиг.28.2 е показана подобна зависимост.

Първоначалното състояние на материала се изобразява с т. О ($\vec{E}=0, \vec{P}=0$). С прилагане на електрично поле, чиито интензитет се увеличава, електричната поляризация расте по кривата OA до състояние на насищане ($P=P_s$ - електрична поляризация на насищане). Когато след това интензитетът намалява до $\vec{E}=0$, електричната поляризация \vec{P} не достига нулева стойност, а остава остатъчна поляризация, характеризираща се с величината \vec{P}_r . За отстраняването ѝ трябва да се приложи обратно поле с интензитет \vec{E}_c , наречен *коэффицитивен интензитет*. При понататъшно циклично изменение на \vec{E} , промяната на \vec{P} се описва от затворена крива, наречена *хистерезисен цикъл*.



фиг. 28.3

Чрез кривата на начална поляризация OA (фиг.28.2 и 28.3) и уравнение (20.5) (т. 20.2), преобразу-

вано до

$$\epsilon_r = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 E}, \quad (28.1)$$

относителната диелектрична проницаемост може да се интерпретира геометрично. Например за т. В (фиг.28.3)

$$\epsilon_{rB} = 1 + \frac{1}{\epsilon_0} \frac{P_B}{E_B},$$

където P_B и E_B са електрична поляризация и интензитет на електричното поле, съответстващи на т. В; α_B е ъгъл между секущата OB и абцисната ос.

Дължините на отсечките OB' и BB' са съответно пропорционални на E_B и P_B .

Тъй като

$$\operatorname{tg} \alpha_B = \frac{BB'}{OB'}$$

отношението $\frac{P_B}{E_B}$ е пропорционално

на $\operatorname{tg} \alpha_B$.

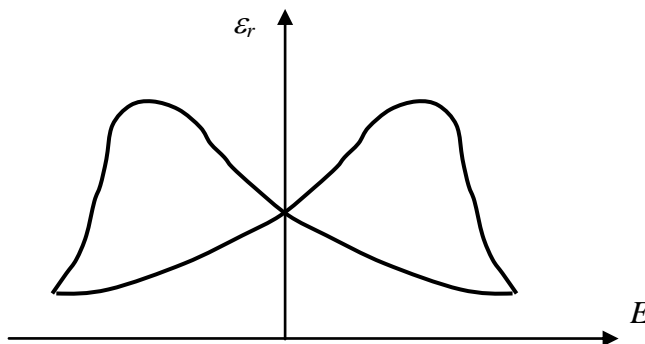
Наклонът на допирателната към началния участък на кривата $P(E)$ характеризира началната относителна диелектрична проникваемост ε_{r0} :

$$\varepsilon_{r0} = 1 + \frac{1}{\varepsilon_0} \lim_{E \rightarrow 0} \frac{P}{E}$$

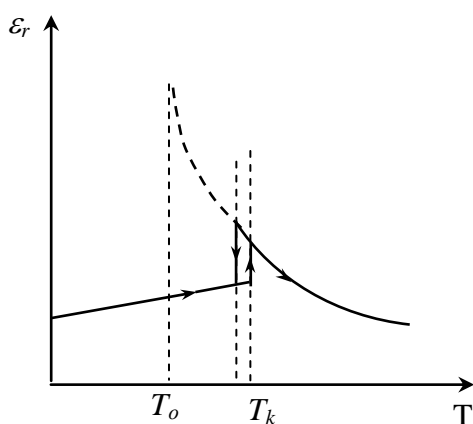
Наклонът на правата прекарана през началото на координатната система O и допирателна се до кривата $P(E)$ в горната ѝ точка на прегъване (C) съответства на максималната относителна диелектрична проникваемост $\varepsilon_{r\max}$:

$$\varepsilon_{r\max} = 1 + \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{P_c}{E_c}$$

където P_c и E_c са стойности на P и E , при които се получава максимум на ε_r .



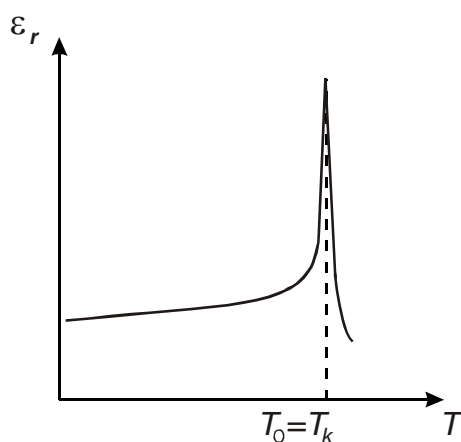
фиг. 28.4



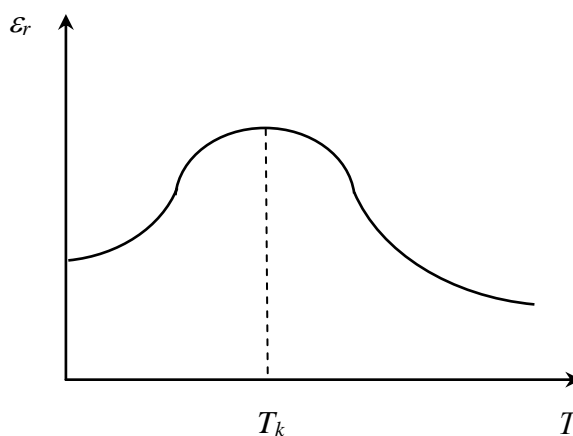
а

В променливо електрично поле, изменящо се циклично, зависимостта между P и E е нееднозначна (фиг.28.2). Очевидно в този случай и във функцията $\varepsilon_r(E)$ ще се наблюдава хистерезис (фиг.28.4).

Друга характерна особеност на сегнетоелектриците е рязката температурна зависимост на относителната им диелектрична проникваемост и наличие на точка на Кюри - температура, при която възниква (при охлаждане) или изчезва (при нагряване) спонтанната поляризация. Над точката на Кюри се извършва фазов преход (от първи род, от втори род или размит) от



б



в

фиг.28.5

сегнетоелектрично състояние в параелектрично.

Относителната диелектрична проникваемост ε_r при температурата на Кюри (T_k) е максимална а при температура $T > T_k$ обикновено се подчинява на закона на Кюри-Вейс:

$$\varepsilon_r = \frac{C}{T - T_o},$$

където C е константа на Кюри, T_o - температура на Кюри-Вейс.

В сегнетоелектриците с фазов преход от първи род в точката на Кюри ε_r се изменя скокообразно и е характерно наличието на температурен хистерезис (фиг.28.5.а), $T_o < T_k$.

За фазов преход от втори род при $T \rightarrow T_k$ $\varepsilon_r \rightarrow \infty$, $T_o = T_k$ и липсва температурен хистерезис (фиг.28.5.б).

Сегнетоелектриците с размит фазов преход нямат точно определена температура на прехода, а се наблюдава повече или по-малко широка температурна област, в която ε_r е с размит максимум (фиг.28.5.в).

За някои сегнетоелектрици в температурната зависимост на ε_r се наблюдават 2 и повече максимума.

Своеобразно свойство на сегнетоелектриците са високите и свръхвисоки стойности на относителната им диелектрична проникваемост (стотици, хиляди) (вж.табл.28.1).

Диелектричните загуби в сегнетоелектриците са по-големи, отколкото в обикновените диелектрици и са свързани с явлението спонтанна поляризация. Те са значителни при температури под точката на Кюри, а над нея рязко спадат. Електричното стареене в течение на времето се съпровожда с известно понижаване на загубите.

Таблица 28.1.

Съединение	Точка на Кюри $^{\circ}C$	ε_r	
		при $20^{\circ}C$	В точката на Кюри
BaTiO ₃ (керамика)	120	2000	9000
PbTiO ₃	500	50	8000
KNbO ₃	435		
Сегнетова сол (KNaC ₄ H ₄ O ₆ ·4H ₂ O)*	-18, +24		
Кадмиев титанат (CdTiO ₃)**	-22 3		2300

Сегнетоелектриците се наричат нелинейни диелектрици поради нелинейна зависимост $P(E)$ или управляеми поради възможността да се изменя ε_r чрез интензитета на електричното поле.

28.3. Парадиелектрици (параелектрици)

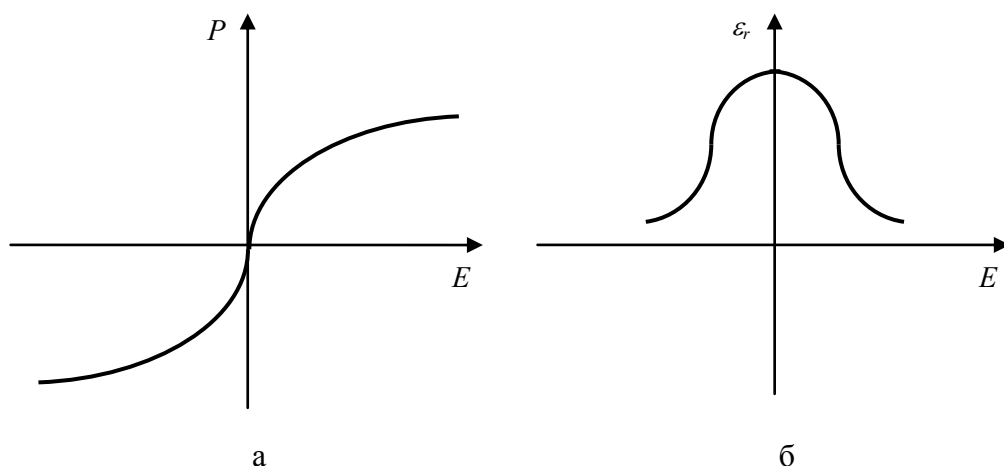
Параелектриците са също нелинейни диелектрици. Те са по същество сегнетоелектрици, загрети до температура над точката на Кюри. За тях ε_r намалява при

* Сегнетовата сол е сегнетоелектрик в температурния интервал между двете точки на Кюри

** CdTiO₃ е параелектрик (вж т. 28.3)

повишаване на температурата. Те нямат доменна структура, у тях липсва спонтанна поляризация - по това се различават от сегнетоелектриците. От обикновените диелектрици се различават по това, че зависимостта на P от E е нелинейна (фиг.28.6.а); стойността на ϵ_r е много голяма и зависи от E (фиг.28.6.б).

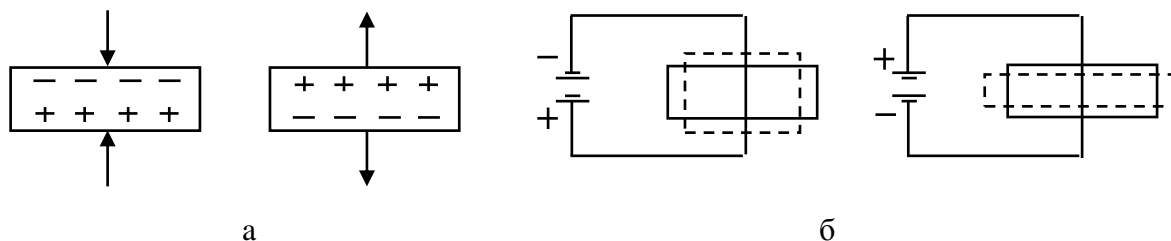
Параелектрици са : $SrTiO_3$ ($T_k=23K$), $CdTiO_3$ ($T_k=50K$) и др.



фиг.28.6

28.4. Пиезодиелектрици (пиезоелектрици)

През 1880 г. от братята Пиер и Жак Кюри е наблюдавано явление, при което върху 2 срещуположни стени на пластинка, изрязана от кварцов кристал, възникват електростатични заряди с противоположни знаци под действие на механични напрежения. Тези заряди са пропорционални на механичното напрежение, менят знака си заедно с него и изчезват при снемането му (фиг.28.7.а).



фиг. 28.7

Възникването на електрични заряди върху повърхностите на диелектрика и поляризацията в целия му обем, осъществяващи се в резултат на въздействие с механични напрежения, се нарича *прав пиезоелектричен ефект*.

Пиезоелектричният ефект има следното обяснение. Решетката на всеки кристал може да се представи във вид на няколко, образувани от различни атоми или атомни групировки по-прости взаимно проникващи решетки. При деформация се осъществява преместване на простите решетки една спрямо друга при което е възможна появата в кристала на електричен диполен момент.

Вещества, проявяващи пиезоелектричен ефект, се наричат *пиезодиелектрици* (*пиезоелектрици*).

Съществува и *обратен пиезоелектричен ефект*, заключаващ се в това, че пластинка, изрязана от пиезоелектричен кристал, се деформира под действие на приложено към нея електрично поле (фиг.28.7.б); при това деформацията е пропорционална на интензитета на електричното поле.

Уравнението на правия пиезоелектричен ефект е

$$P = d\sigma, \quad (28.2)$$

където σ е механично напрежение (вж. т.15.1), d - *пиезомодул*.

Уравнението на обратния пиезоелектричен ефект е

$$\varepsilon = dE, \quad (28.3)$$

където ε е относителна еластична деформация (вж. т.15.1), d - *пиезомодул на обратния пиезоелектричен ефект*.

Пиезомодулите на правия и обратния пиезоелектричен ефект за един и същ диелектрик са равни помежду си.

От механиката е известно, че механичното напрежение и еластичната деформация са величини с по 9 компоненти (тензори от втори ранг). Затова уравнения (28.2) и (28.3) в общ вид изглеждат така:

$$P_i = d_{ik}\sigma_k; \quad (28.2')$$

$$\varepsilon_i = d_{ik}E_k, \quad (28.3')$$

където ε_i са компоненти на еластичната деформация, E_k - компоненти на интензитета на електричното поле.

Пиезомодулът е коефициент свързващ вектор и тензор от втори ранг, следователно е тензор от трети ранг. Той има 18 компоненти.

Освен кварцът, пиезоелектрици са всички сегнетоелектрици например $BaTiO_3$ с добавка от калциев титанат ($CaTiO_3$) или $CaTiO_3 + PbTiO_3$.

Обратният пиезоелектричен ефект не бива да се смесва с *електрострикционния ефект* - деформация на материалите в електрично поле. Електрострикционната деформация е пропорционална на квадрата на електричната поляризация.

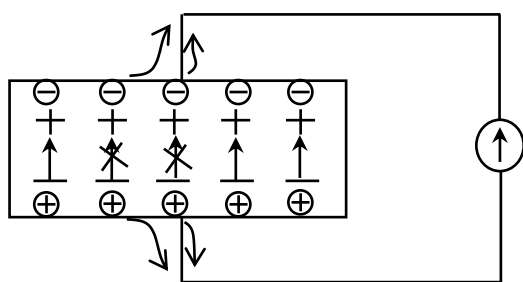
$$\varepsilon = gP^2, \quad (28.4)$$

където g се нарича *електрострикционен коефициент*, за диелектриците g може да е положителна или отрицателна величина, а за проводници винаги $g > 0$.

При смяна на посоката на полето електрострикционната деформация не сменя знака си.

28.5. Пироелектрици (пироелектрици).

В пироелектриците се осъществява т.нар. *пироелектричен ефект*, изразяващ се в поляризация при еднородно в целия обем нагряване или охлаждане.



фиг. 28.8

Пироелектричен ефект се наблюдава в диелектрици със спонтанна поляризация, т.е. в сегнетоелектрици, в които има остатъчна поляризация.

Пироелектричният ефект се обяснява по следния начин. Нека образец от материал е поляризиран (фиг.28.8). На двете му срещуположни повърхности има свързани заряди с противоположни знаци. Поради електропроводимостта тези заряди се

компенсират от свободни заряди (които на чертежа са заградени с кръгчета).

При загряване или охлаждане електричната поляризация \vec{P} се изменя. Намаляването на \vec{P} условно е изобразено чрез изчезване на няколко дипола. Тогава част от свободните заряди се освобождават и се регистрират от измервателния уред като пироелектрична поляризация.

За характеризиране на пироелектричните свойства на веществата се въвежда величината

$$p = \frac{dP}{dT} \text{ наречена пироелектричен коефициент.}$$

Електричната поляризация P е функция на температурата T , но и на деформацията ε , която на свой ред също зависи от температурата, т.е. $P [T, \varepsilon(T)]$
Тогава

$$p = \frac{dP}{dT} = \frac{\partial P}{\partial T} + \frac{\partial P}{\partial \varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT} = p' + p''.$$

Тук $p' = \frac{\partial P}{\partial T}$ характеризира истинския пироелектричен ефект.

$p'' = \frac{\partial P}{\partial T} \frac{d\varepsilon}{dT}$ характеризира вторичния пироелектричен ефект, свързан с разширение (свиване) при промяна на температурата и следващ от това пиезоелектричен ефект.

За всички пироелектрици е свойствен и обратен пироелектричен ефект - изменение на температурата при поляризация – наречен *електрокалоричен ефект*.

Един от известните пироелектрици е турмалинът (естествен кристален минерал). Както вече е изтъкнато, пироелектричен ефект се наблюдава в сегнетоелектриците, от които значение като пироелектрици имат литиев ниобат ($LiNbO_3$), литиев танталат ($LiTaO_3$) и др.

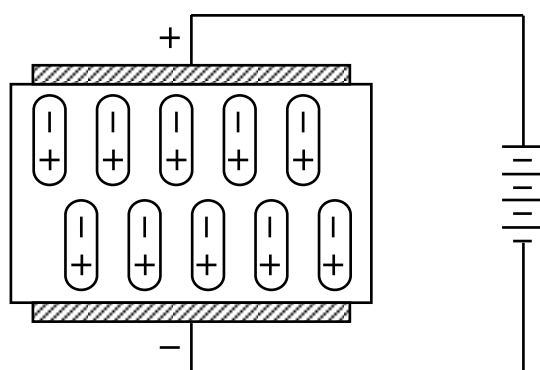
28.6. Електрети

Електретът е диелектрично тяло, запазващо продължително време (месеци, години) поляризираното си състояние след снемане на външното електрично поле, предизвикало поляризацията, и създаващо в околното пространство електрично поле.

Първите електрети са получени от японския физик Мототаро Егучи през 1922 г. Той разтопява смес от полярни вещества (карнаубски восък, колофон и пчелен восък), прилага й силно електрично поле ($E > 1MV/m$) и я охлажда до втвърдяване в полето.

Съществуват различни методи за изготвяне на електрети. Общото при тях е задържане на диелектрика в силно електрично поле в течение на определен интервал от време. Особени видове електрети са псевдоелектретите и трибоелектретите.

Електретите, получени по метода предложен от Егучи, се наричат *термоелектрети*.



фиг.28.9

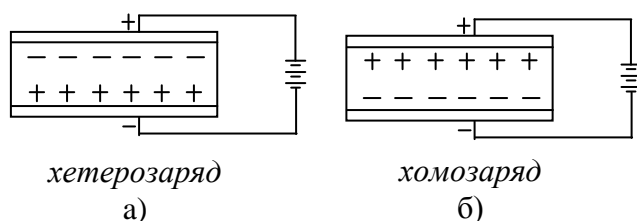
През 1937 г. българският учен Георги Наджаков получава първите *фотоелектрети* при едновременно въздействие на електрично поле и светлина. На тъмно те запазват поляризацията си в продължение на месеци, а при осветяване електричният им диполен момент намалява до 0. Явлението е свойствено за материали притежаващи фотопроводимост [сыра(S), кадмиев сулфид (CdS), цинков сулфид (ZnS) и др.].

Електроелектретите са материали, получени под въздействие на електрично поле

при стайна температура.

Към *псевдоелектретите* се отнасят диелектрици, на чиято повърхност се появяват заряди под въздействие на радиоактивно лъчение дори в отсъствие на електрично поле (наричат се още радиоелектрети).

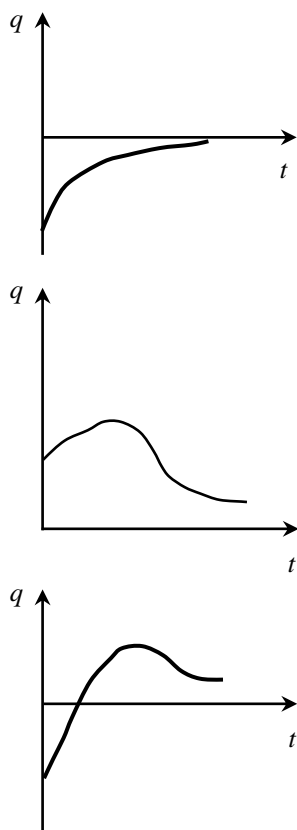
Механоелектретите се получават при деформация на диелектрици.



фиг.28.10

техните повърхности се оказват заредени. Силен трибоелектрет се получава например при натриване на тефлон със суха кожа (вж.т.3).

Трибоелектретите се получават при триене на два диелектрика. При плътно съприкосновение на две различни тела част от зарядите (електроните) на едното (с по-малка отделителна работа) преминават в другото. В резултат на това при разделяне на контактуващите материали



фиг.28.11

В практиката най-често се използват термоелектрети. Изработването им обикновено съдържа следните етапи:

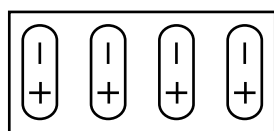
- върху образца се прилага напрежение U_n за поляризация, температурата се повишава до определена стойност θ_n , при която се извършва поляризация (възможно е повишаването на температурата да предхожда прилагането на напрежение);
- образецът се задържа под напрежение при зададената температура в продължение на определен интервал от време t_n ;
- образецът се охлажда под напрежение до стайна температура, след което напрежението се сема.

По този начин се осъществява “замразяване“ на поляризираното състояние (фиг. 28.9).

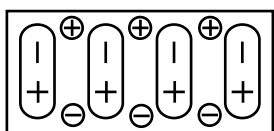
След изработване на електрета върху двете му повърхности се установяват електрични заряди. Те могат да бъдат противоположни или еднакви по знак с поларитета на електродите. Зарядите от първия вид се наричат хетерозаряди (фиг. 28.10.а), а от втория вид – хомозаряди (фиг. 28.10.б).

Ако интензитетът на електричното поле при поляризация е $E_n < 0,5 MV/m$, се образуват хетерозаряди, чиято големина спада в съответствие с фиг. 28.11.а.

Ако $E_n > 1 MV/m$ се образува хомозаряд, изменящ се с времето съгласно фиг.28.11.б.



а



б

фиг.28.12

Когато E_n е в интервала между посочените стойности, то преобладаващият в началото хетерозаряд спада до 0, а след това се появява хомозаряд, който е достатъчно устойчив (фиг. 28.11.в).

Електретите с хомозаряд имат по-продължително време на живот.

Хетерозарядите на вече изготвения електрет се обуславят от поляризацията. Това състояние е изобразено условно на фиг. 28.12. а чрез ориентирани диполи.

Тези заряди създават вътре в диелектрика и вън от него интензивно електрично поле, под чието действие свободни електрични заряди, неизбежно съществуващи в диелектрика и заобикалящия го въздух, се преместват и натрупват върху

повърностите на образеца. Така се появяват хомозарядите; на фиг. 28.12. б те са изобразени във вид на кръгчета. Резултатният заряд върху повърностите на електрета се определя от разликата между големините на хетеро - и хомозарядите.

28.7. Електрооптични материали

Електрооптични материали са тези, в които се наблюдава електрооптичен ефект: изменение на комплексната диелектрична проницаемост в оптичния диапазон под действие на електрично поле.

При електрооптичния ефект под действие на електрично поле могат да се изменят както реалната компонента на относителната диелектрична проницаемост ϵ'_r , така и имагинерната ϵ''_r . В първия случай, понеже $n = \sqrt{\epsilon'_r}$ (вж. т. 20.9) под действие на диелектричното поле се изменя показателят на пречупване n . Във втория случай се изменя затихването или разсейването на светлината под действие на външно електрично поле ($\text{tg } \delta = \epsilon''_r / \epsilon'_r$) (вж. т. 22.4.Б, уравнение 22.39).

За описание на електрооптичния ефект се въвежда величината $a = 1/\epsilon_r$, наречена *поляризационна константа*.

Известни са 2 вида електрооптичен ефект.

Първият се нарича *квадратичен електрооптичен ефект*; при него изменението на поляризационната константа е пропорционално на квадрата на интензитета на електричното поле:

$$\Delta a = RE^2.$$

Нарича се още ефект на Кер. R е *електрооптичен коефициент на Кер*.

Вторият ефект се нарича *линеен електрооптичен ефект*. При него

$$\Delta a = rE. \tag{28.5}$$

Тук Δa е тензор от втори ранг, \vec{E} е вектор, следователно r е тензор от трети ранг, т.е. уравнение (28.4) би трябвало да се запише във вида

$$\Delta a = r_{ik} E_k.$$

r_{ik} се наричат *електрооптични коефициенти*.

Линейният електрооптичен ефект се наблюдава във вещества, за които е свойствен пиезоэффект. Под действие на електрично поле при тях се изменя ϵ'_r и от там показателят на пречупване n . Същевременно електричното поле предизвиква и деформация, която също влияе върху n .

Електрооптичните материали се използват за модулиране на светлината.

Материали с квадратичен електрооптичен ефект са калиев танталат – ниобат ($KTa_{0,65}Nb_{0,35}O_3$), $BaTiO_3$ а също някои течности – нитробензол, серовъглерод и др.

Материали с линеен електрооптичен ефект са $LiNbO_3$, $LiTaO_3$, галиев арсенид ($GaAs$), кадмиев телурид ($CdTe$), ZnS и др.

28.8. Течни кристали

Течните кристали са вещества, които притежават междинни свойства между твърдо кристално тяло и течност. Те са анизотропни (вж. т. 2.3) – в тях молекулите са подредени, но от друга страна могат да текат. Течнокристалната фаза се нарича „мезофаза“. Течни кристали образуват органични съединения, чиито молекули са удължени, с пръчковидна форма, притежаващи електричен диполен момент, т.е. те са полярни. При ниска температура течните кристали преминават в твърдо състояние, а при загряване се превръщат в обикновени изотропни течности. Значение имат тези течни кристали, които са в мезофаза при стайна температура.

Известни са 3 вида течни кристали :

- *нематични* - в тях молекулите не са подредени в слоеве, а всичките им оси са успоредни;
- *смектични* – в тях молекулите са подредени в слоеве, осите им са успоредни една на друга и перпендикулярни на равнините на слоевете;
- *холестерични* , в които молекулите са подредени в слоеве, осите им са успоредни и лежат в равнините на слоевете.

Течните кристали от нематичен тип са много подвижни. Слабо електрично поле, приложено към тях, предизвиква подреждане на молекулите. Обаче, ако интензитетът превиши някаква прагова стойност, започва хидродинамично движение; при по-нататъшно увеличение на интензитета движението става турболентно. Течният кристал в такова състояние разсейва светлината , при което се изменя прозрачността му - той става мътен, като матово стъкло. Полето може да бъде постоянно или променливо с ниска честота (10^2 - 10^4 Hz).

В качеството на течни кристали от нематичен тип се използват органични съединения – азометини, сложни ароматни етери, азоксисъединения и др.

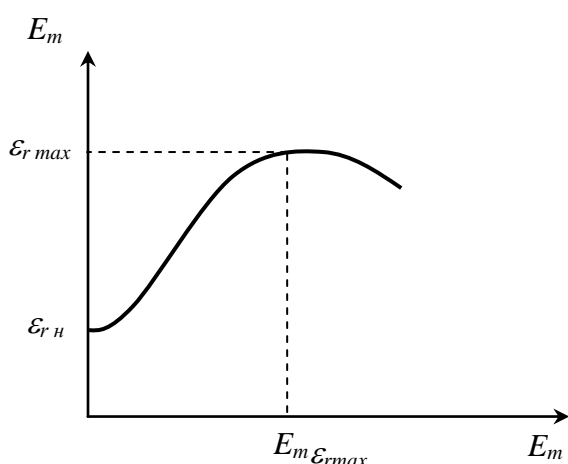
29. Елементи на основата на активни диелектрици

29.1. Елементи на основата на сегнетоелектрици - вариконди

Варикондите са нелинейни кондензатори с диелектрик сегнетоелектрик. Техният капацитет зависи от приложеното върху тях напрежение (думата “вариконд” произлиза от думите “вариация“ и “кондензатор“). Те не трябва да се смесват с варикапите – полупроводникови диоди, чиито P-N преход (вж т. 32.7) при обратно включване изменя ширината си, респективно капацитета си, под действие на приложеното напрежение. При варикондите капацитетът се променя поради изменение на относителната диелектрична проницаемост ϵ_r на диелектрика им под действие на електричното поле.

Варикондите конструктивно най-често се оформят във вид на пластинки с правоъгълна или кръгла форма (дискове), а за малки капацитети - във вид на сферички. (Съществуват и други конструкции).

Варикондите се характеризират с два вида нелинейности – *ефективна* и *реверсивна*.



фиг.29.1

Ефективната нелинейност характеризира изменението на ϵ_r в зависимост от амплитудата на интензитета на променливо електрично поле E_m . С увеличаване на E_m ϵ_r нараства от началната стойност $\epsilon_{rн}$ до максималната ϵ_{rmax} , след което намалява (фиг. 29.1).

Тази зависимост е подобна на зависимостта $\epsilon_r(E)$ при начална поляризация на сегнетоелектрик (фиг.28.3, т.28.2) и се обяснява по същия начин въз основа на уравнението

$$\varepsilon_{ref} = 1 + \frac{P_m}{\varepsilon_0 E_m}$$

което е аналогично на (28.1).

Количествено ефективната нелинейност се характеризира с отношението между максималната и началната относителна диелектрична проникваемост

$$K_{ef} = \frac{\varepsilon_{r \max}}{\varepsilon_{rn}}$$

наречена *коэффициент на ефективна нелинейност*.

За различните видове вариконди K_{ef} има стойности от 1 до 50.

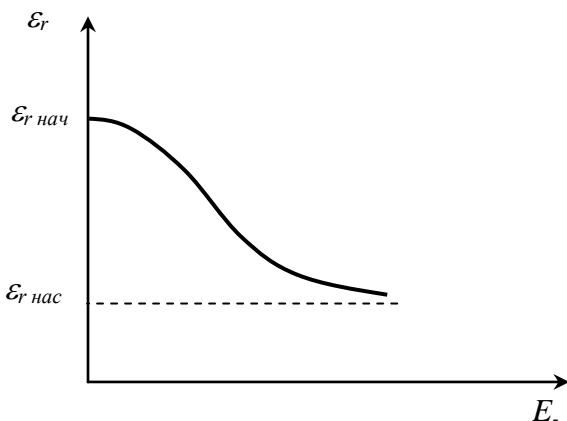
Нелинейността на вариконда може да се характеризира още и с интензитета на полето $E_{m\varepsilon_r \max}$, при който ε_{ref} достига максимум. Колкото е по-голям коэффициентът K_{ef} и по-малък интензитетът $E_{m\varepsilon_r \max}$, толкова по-голяма е ефективната нелинейност на вариконда.

Ефективната нелинейност се проявява само при ниски честоти. При увеличаване на честотата K_{ef} намалява, а $E_{m\varepsilon_r \max}$ расте.

Реверсивната нелинейност се въвежда тогава, когато сегнетоелектриктът (варикондът) е подложен едновременно на постоянно поле с интензитет E_- и променливо поле с амплитуда на интензитета E_m , при което $E_- > E_m$.

Реверсивната нелинейност характеризира изменението на ε_r в променливо поле под действие на постоянно поле, което е управляващо.

С увеличаване на E_- ε_r намалява (фиг. 29.2). Това се обяснява по следния



фиг.29.2

начин. Постоянното поле "здравно" ориентира домените в определена посока, така че под действие на променливо поле те не могат да се ориентират, т.е. домените частично се изключват от поляризацията. При достатъчно голям интензитет E_- се наблюдава насищане - ε_r престава да зависи от E и се установява на $\varepsilon_{r \text{ нас}}$.

Количествена характеристика на реверсивната нелинейност е *коэффициентът на прекриване*

$$k_- = \frac{\varepsilon_{r \text{ нач}}}{\varepsilon_{r \text{ нас}}}$$

който обикновено е в границите $2 \div 10$.

Някои от по-важните приложения на варикондите са :

- стабилизация на променливо напрежение (използва се ефективната нелинейност - при увеличаване на амплитудата на напрежението $U_m \varepsilon_r$, респективно капацитетът C се увеличават, а капацитивното съпротивление $X_c = \frac{1}{\omega C}$ намалява, съответно намалява и падът на напрежението върху вариконда);

- подобряване на контраста в електрооптични устройства за изображения;

- за диелектрични усилватели на напрежение и мощност (използва се реверсивната нелинейност);

- при умножение и делене на честоти;

- формиране на импулси от синусоидални напрежения;
- във високоволтови волтметри;
- в схеми за автоматична донастройка на честотата;
- при измерване на интензитета на електрично поле и много др.

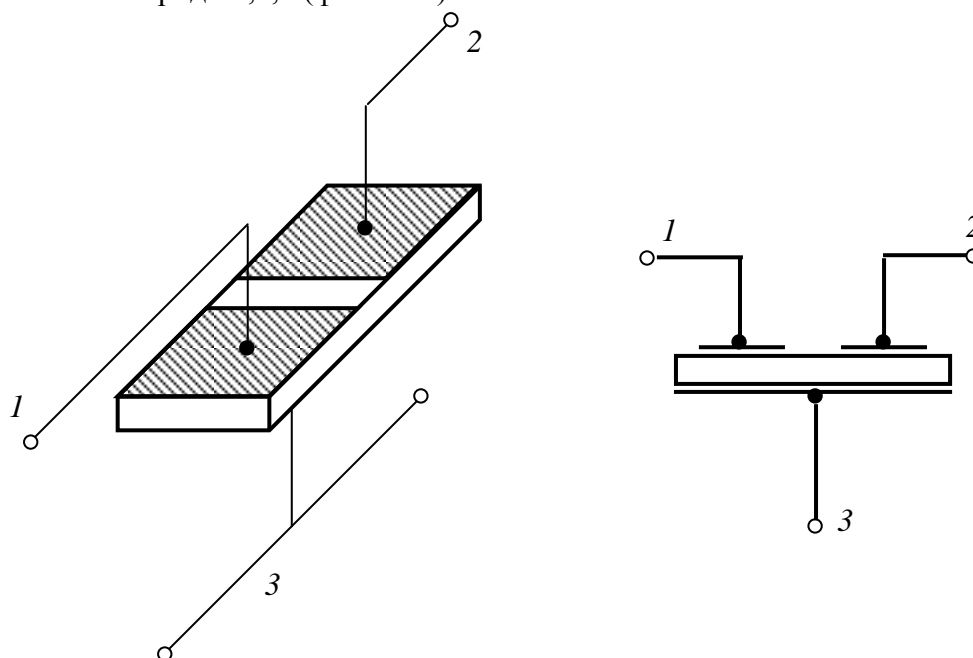
(В много от областите на приложение варикондите успешно се заменят с други електронни елементи и възли).

Вариконди се изработват и с параелектрици.

29.2. Елементи на основата на пиезоелектрици

А. Пиезоелектрични трансформатори

Пиезоелектричните трансформатори се използват в радиотехнически устройства, в маломощни и малогабаритни източници на захранване. От електромагнитните трансформатори се различават по принципа на преобразуване на енергията. В тях липсват намотки и магнитопроводи. Представяват пиезоелектрична пластинка с 3 електрода-1,2,3 (фиг. 29.3).



фиг.29.3

Между електроди 1 и 3 се подава променливо напрежение, получено от генератор. Вследствие на обратния пиезоелектричен ефект в пластината се възбуждат механични трептения. Между електроди 2 и 3 в резултат на правия пиезоелектричен ефект възниква напрежение. Пиезотрансформаторът работи в режим на резонанс. Коефициентът на трансформация може да достигне до 1000 при което се получава изходно напрежение до 10 kV. Пиезоелектричните трансформатори са нискочестотни - за диапазона 50Hz ÷ 10kHz, средночестотни (10 ÷ 500 kHz) и високочестотни - за честоти над 500 kHz. В нискочестотните се използва огъване, в средночестотните - надлъжни акустични колебания по дължината на пластината, а във високочестотните - надлъжни акустични колебания по ширината или дебелината на пластината.

Пиезотрансформаторите са с малка мощност - до 1W, със средна мощност (1 ÷ 50 W) и с голяма мощност - над 50 W.

Б. Пиезоелектрични излъчватели

Пиезоелектричните излъчватели работят в режим на обратен пиезоелектричен ефект. Преобразуват електричната енергия в акустична –излъчват ултразвук предимно в течни и твърди среди при интензитет няколко W/cm^2 и КПД $50 \div 90\%$. Максималната им работна честота превишава 200 MHz и може да достигне дори 45 GHz.

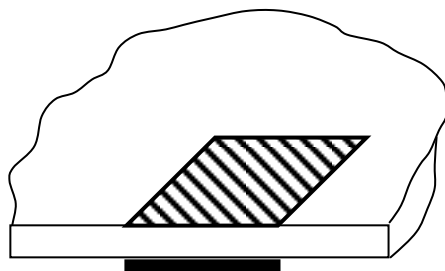
Използват се и пиезоелектрични излъчватели в звуковия диапазон като високочестотни високоговорители и зумери.

В. Пиезоелектрични приемници

Пиезоелектричните приемници (датчици) работят в режим на прав пиезоелектричен ефект. Използват се в качеството на хидроакустични приемници (хидрофони) на ултразвук; в ултразвуковата дефектоскопия; в медицината (ехография и акустична визуализация на рентгенонепрозрачни органи). Прилагат се в сканиращи акустични микроскопи с разрешаваща способност до 10 nm.

Г. Филтри

По принцип на действие филтрите биват трансфилтри и филтри със “захват“ на енергия.



фиг.29.4

Трансфилтрите по принцип и конструкция са подобни на пиезотрансформаторите. Те пропускат само в определен честотен диапазон (лентови филтри) или пропускат в широк честотен диапазон с изключение на една тясна честотна лента (режекторни филтри).

Филтрите със “захват“ на енергията конструктивно представляват пластинка от пиезоелектричен материал, върху която са нанесени електроди (фиг.29.4).

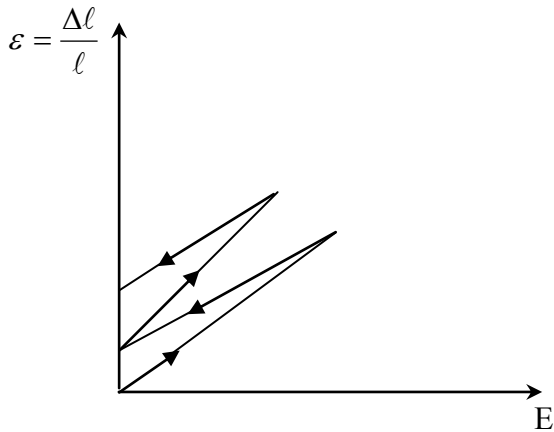
Акустичните колебания са с най-голяма амплитуда между електродите. Тази част от пиезоелектрика има някаква собствена честота (резонансна честота), която зависи от размерите на електродите и конкретния материал. Върху една пластинка могат да се формират няколко такива резонатора с различна резонансна честота и така да се разшири честотната лента, пропусната от филтъра.

Д. Пиезоелектрични двигатели

В пиезоелектричните двигатели колебания на пиезопластинка се превръщат във въртливо движение на ротор. В този вид двигатели липсват намотки и магнитни полета. Имат проста конструкция, икономични са и със стабилен ход.

В пиезодвигателите, особено за мястото на контакт между колебаещата се пластинка и въртящия се ротор, трябва да се използват твърди и износоустойчиви материали. Това изискване ограничава мощността им до 10 W.

Е. Микропозиционери



фиг.29.5

ε - относителна деформация;
 E – интензитет на електричното поле.

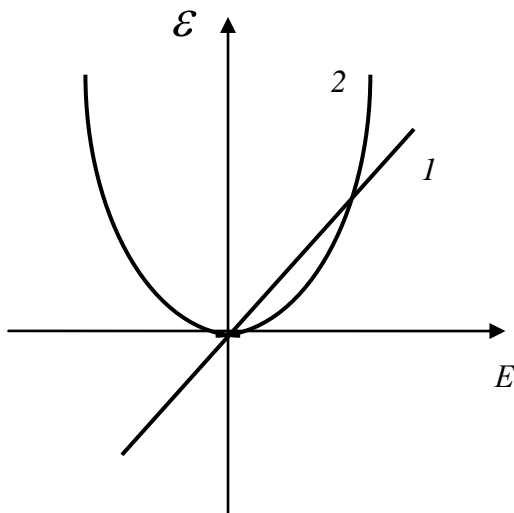
Микропозиционерите са устройства, в които деформацията се управлява от електрично поле. Чрез тях се постигат малки механични премествания, съизмерими с дължината на светлинната вълна. Използват се предимно в оптичното приборостроене.

Традиционните пиезоелектрици не са подходящи за микропозиционери, тъй като у тях при деформация под действие на електрично поле се наблюдава хистерезис, т.е. след снемане на полето се запазва някаква остатъчна деформация (фиг. 29.5).

За микропозиционери се използват непиезоелектрични материали, в които се индуцира посредством електрично поле пиезоелектричен ефект.

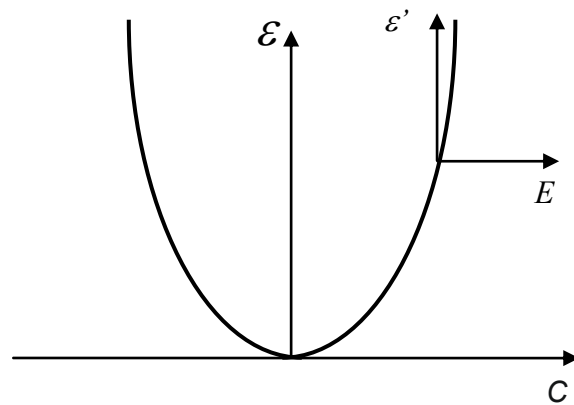
Както е известно, при обратен пиезоелектричен ефект под действие на електрично поле се осъществява деформация, пропорционална на интензитета E ; при електрострикцията деформацията е пропорционална на E^2 (фиг. 29.6) (вж.т.28.4).

За микропозиционери се



фиг.29.6

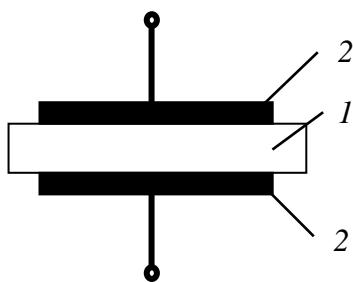
1 – деформация при обратен пиезоелектричен ефект; 2 – деформация при електрострикция



фиг.29.7

При много големи интензитети на електричното поле E , параболата на електрострикцията става практически линейна (фиг.29.7).

Тогава чрез поле с интензитет E може да се управлява деформацията $\varepsilon' = (E)$, която е линейна, т.е. осъществява се ефект, подобен на обратния пиезоелектричен ефект, макар че в действителност явлението е електрострикция.



фиг.29.8
1-кварц;
2-електроди.

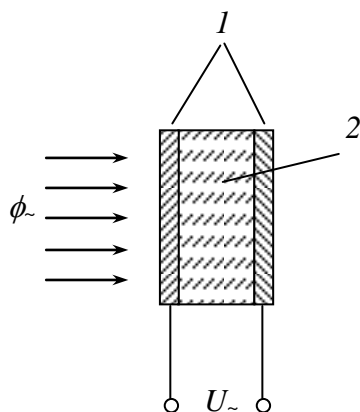
Ж. Кварцов резонатор

От кварцови монокристали се изрязват плоскопаралелни пластини и се изработват кварцови резонатори (фиг.29.8). Те са елементи от електронни генератори на радиочестоти с висока стабилност.

29.3. Пироелектрични преобразуватели

Пироелектриците са материали, които се поляризират при промяна на температурата (вж.т.28.5).

Пироелектричните преобразуватели директно превръщат топлината в електрична енергия. Обратният (електрокалоричен) ефект може да се използва за дълбоко охлаждане в криогенната техника.



фиг.29.9

Пироелектричните детектори са чувствителни към електромагнитни вълни с дължина от сантиметровия диапазон до рентгенови и γ -лъчи, съответно с честота в границите $10^{10} \div 10^{20}$ Hz.

Принципната схема на пироприемник е показана на фиг.29.9. Променливият топлинен поток Φ_{\sim} изменяйки електричната поляризация P на пиероелектрика, предизвиква възникване на променливо напрежение U_{\sim} между електродите.

Пироелектричните преобразуватели на изображение се използват за превръщане на топлинни сигнали в електрични и след това във видими. Известен е пироелектричен видикон (пирикон) – телевизионна топлинна предавателна тръба, в която топлинното изображение се превръща в електрично изображение върху пластинка от пироелектрик и оттам в електричен сигнал. По този начин може да се получи видимо изображение върху телевизионен екран.

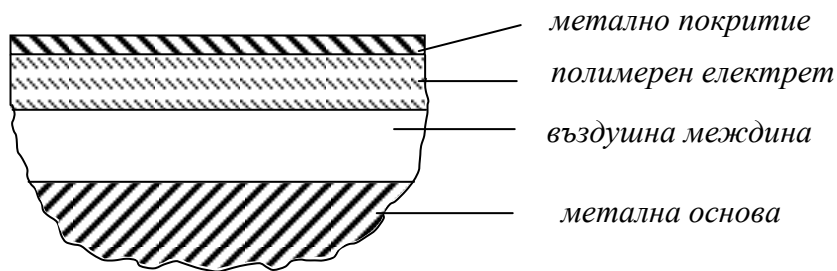
Пироелектрините видикони са перспективни за откриване на огнища от пожари през дима от самолети; определяне на границите на подземни пожари в рудници; проверка на електропроводи за високо напрежение и шини по топлинното излъчване ; контрол на електронни компоненти при натоварване.

Особено полезен е пириконтът в медицинската практика – чрез него се осигурява успешно диагностика на предрак, латентни възпалителни процеси и др.

Пироелектриците са основа за изграждане на топлометрични преобразуватели за измерване на температура, топлинен капацитет, топлопроводност, топлообмен и др. при гранична чувствителност на температурни промени 10^{-7} K.

29.4. Електретни преобразуватели

Електретни микрофони. Имат равномерна характеристика в целия звуков диапазон и висока чувствителност. Устройството им е показано на фиг.29.10.



фиг.29.10

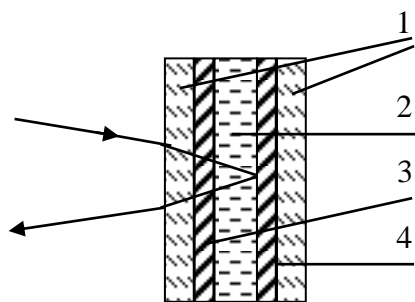
Звуковите вълни предизвикват колебание на мембраната (метализирана пластина от предварително поляризиран полимерен електрет), в резултат на което в металната основа се получава електричен сигнал, съответстващ на честотата и амплитудата на звуковите вълни.

Други области на приложение на електретите са :

- датчици на налягане и колебания; сензорни превключватели, сработващи от леко докосване с ръка, при което много малко преместване на електретна диаграфа предизвиква поява на електрично напрежение с амплитуда $10 \div 100 \text{ V}$;
- трибоелектретите (наелектретирани чрез триене) се използват в електростатични генератори за високо напрежение;
- фотоелектретите се използват в ксерографията (суха фотография).

29.5. Елементи на основата на течни кристали (течнокристални индикатори)

Способността на течните кристали да изменят интензитета на преминаващата през тях светлина под влияние на електрично поле обуславя използването им в устройства за оптична обработка и изобразяване на информация. Те най-често се използват за изграждане на буквено-цифрови индикатори. Основен техен конструктивен елемент е течно-кристалната клетка.



фиг.29.11

- 1- стъклени пластини
- 2- течен кристал
- 3- прозрачен електрод
- 4- огледален електрод

Едно възможно нейно устройство и принцип на действие са следните (вж. фиг.29.11). Тя представлява две стъклени пластинки, върху вътрешните повърхности на които са нанесени тънки електроди, единият от които е огледален и непрекъснат, а другият – прозрачен и съставен от сегменти на букви, цифри и други знаци.

Пластинките са запоени една за друга така, че образуват плосък съд с разстояние между вътрешните им повърхности $5 \div 50 \mu\text{m}$. Той е запълнен с течен кристал и херметично затворен. При подаване на напрежение, създаващо интензитет на полето, по-висок от праговия (вж.т.28.8) кристалът разсейва светлината и става

видим в областите на съответните сегменти.

Известни са течнокристални индикатори с друг принцип на действие.

IV. ПРОВОДНИКОВИ МАТЕРИАЛИ

30. Основни свойства на проводниковите материали

30.1. Общи сведения

Основно свойство на проводниковите материали е тяхната висока електрична проводимост. Те се използват при производството, пренасянето, разпределението, трансформирането и употребата на електричната енергия.

Проводници на електричен ток са твърди тела, течности, а при подходящи условия и газове.

Твърди проводникови материали са металите, техни сплави и някои модификации на въглерода (електротехнически въглен).

Към течните проводникови материали се отнасят разтопените и течни метали и електролитите.

Металите в твърдо и течно агрегатно състояние притежават електронна проводимост и се наричат *проводници от първи род*. Към тази група спада и въгленът.

Електролитите, или както още се наричат *проводници от втори род*, са разтвори (обикновено във вода) и стопилки на йонни диелектрици (соли, основи, киселини). Пренасянето на заряди при протичане на електричен ток през тях се осъществява от йони, отлагащи се на електродите, при което върху тях се отделят вещества – извършва се явлението електролиза.

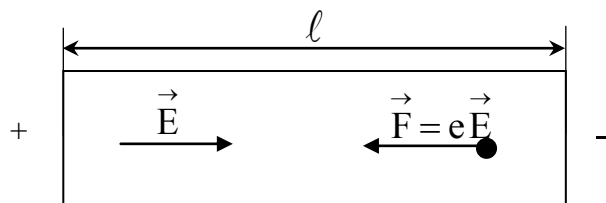
При нормални условия и малки интензитети на електричното поле всички газове и пари, включително и тези на металите, са диелектрици. Когато интензитетът на полето превиши определена критична стойност, започва ударна йонизация – газовете (парите) стават проводници с йонна и електронна проводимост. Силно йонизиран газ при равенство между количеството на положителните и отрицателните свободни заряди представлява проводяща среда, наречена *плазма*.

В електротехниката и електрониката като проводници се използват почти изключително метали и техните сплави.

30.2. Електрична проводимост на металите

В металите валентните електрони на атомите са свободни. При отсъствие на електрично поле те извършват хаотично топлинно движение с много големи скорости – средно от порядъка 10^6 m/s. Те търпят голям брой удари с положителните йони (атомите без валентните електрони), разположени във възлите на кристалната решетка. Поради това всеки електрон мени много често посоката и големината на скоростта си.

Нека между двата края на проводник с дължина l се поддържа постоянно напрежение U (фиг. 30.1). Вътре в проводника се създава електрично поле, чиято големина е



фиг. 30.1

$$E = \frac{U}{l}.$$

Въвеждат се следните означения:

\vec{F} - сила, действаща върху електрон;

e - заряд на електрона;

m_e - маса на електрона;

\vec{a} - ускорение, придобито от електрон под действие на сила \vec{F} .

Посоката на \vec{F} е противоположна на \vec{E} , тъй като електронът е отрицателно зареден. Посоката на \vec{a} съвпада с посоката на \vec{F} .

Големината на \vec{a} е

$$a = \frac{F}{m_e} = \frac{eE}{m_e}.$$

Електронът извършва равноускорително движение. То продължава, докато той се сблъска с положителен йон. Тогава скоростта му спада до 0, след което отново се ускорява до следващо сблъскване, придобивайки максимална скорост

$$v_{\max} = at = \frac{eE}{m_e}t,$$

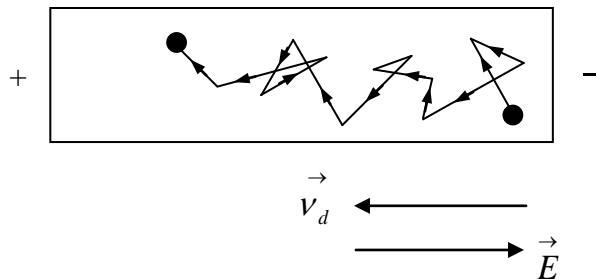
където t е време между 2 удара.

Средната скорост, която електронът придобива под действие на електричното поле, е

$$v_d = \frac{0 + v_{\max}}{2} = \frac{eE}{2m_e}t, \quad (30.1)$$

Тази скорост се прибавя към скоростта на хаотичното му топлинно движение (v_T). Нарича се дрейфова скорост. Големината ѝ е от порядъка 10^{-4} m/s.

Картината на движението на електроните в метален проводник под действие на електрично поле е илюстрирано на фиг. 30.2.



фиг. 30.2

Времето t е равно на разстоянието λ , което електронът изминава между 2 удара, разделено на скоростта му v

$$\vec{v} = \vec{v}_d + \vec{v}_T.$$

Тъй като $v_d \ll v_T$, приема се, че $v = v_T$.

v_T и λ са статистични величини и се изменят в определени граници, затова се приемат техни средни стойности: \bar{v}_T - средна скорост на топлинното движение на електроните; $\bar{\lambda}$ - среден свободен пробег на електроните.

От изложените съображения следва

$$t = \frac{\bar{\lambda}}{\bar{v}_T}. \quad (30.2)$$

След заместване на t в уравнение (30.1) с неговото равно съгласно уравнение (30.2) се получава

$$v_d = \frac{e\bar{\lambda}}{2m_e\bar{v}_T} E. \quad (30.3)$$

Плътноста на електричния ток J (големината на тока, разделена на лицето на напречното сечение на проводника: $J=I/S$) е равна на произведението от концентрацията на свободните електрони n , заряда на един електрон e и дрейфовата скорост v_d :

$$J = nev_d = \frac{ne^2\bar{\lambda}}{2m_e\bar{v}_T} E. \quad (30.4)$$

Съгласно закона на Ом в диференциална форма

$$J = \gamma E, \quad (30.5)$$

където γ е специфична електрична проводимост.

От сравняването на уравнения (30.4) и (30.5) следва

$$\gamma = \frac{ne^2\bar{\lambda}}{2m_e\bar{v}_T}. \quad (30.6)$$

Величината

$$\rho = \frac{1}{\gamma} = \frac{2m_e\bar{v}_T}{ne^2\bar{\lambda}}. \quad (30.7)$$

е специфично електрично съпротивление.

Електричното съпротивление на проводник с дължина l и лице на напречното сечение S е

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad (30.8)$$

откъдето

$$\rho = R \frac{S}{l}.$$

Дименсията за ρ е $\Omega \cdot m$; за γ - S/m .

30.3. Влияние на различни фактори върху електропроводимостта на металите

А. Влияние на температурата

Концентрацията на свободните електрони в металите не зависи от температурата. При нейното повишаване се усилват колебанията на положителните йони, намиращи се във възлите на кристалната решетка и се появяват повече препятствия по пътя на насоченото движение на електроните, т.е. намалява средната дължина на свободния пробег $\bar{\lambda}$ и в съответствие с уравнение (30.7) специфичното съпротивление ρ нараства.

Допълнително (но по-слабо) влияние върху ρ оказва температурата чрез скоростта на топлинното движение на свободните електрони v_T , която се увеличава при загряване.

Типична крива на изменение на специфичното съпротивление ρ на метален проводник в зависимост от температурата θ е показана на фиг. 30.3.

В тесен температурен интервал $\Delta\theta$, намиращ се далеч от температурата на топене $\theta_{\text{топ}}$, зависимостта $\rho=f(\theta)$ може да се апроксимира с права линия. Специфичното съпротивление в края на интервала $\Delta\theta$ е

$$\rho_{\theta} = \rho_o (1 + TK\rho\Delta\theta), \quad (30.9)$$

където ρ_o е специфично съпротивление в началото на интервала, а $TK\rho$ - температурен коефициент на специфичното съпротивление.

От уравнение (9)

$$TK\rho = \frac{\rho_{\theta} - \rho_o}{\rho_o \Delta\theta}.$$

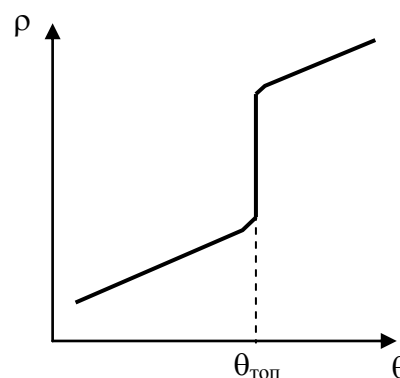
Диференциалният вид на израза за $TK\rho$ е

$$TK\rho = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\theta}.$$

Дименсията за $TK\rho$ е K^{-1} .

Стойността на $TK\rho$ за чистите метали в твърдо състояние е най-често около $0,004 K^{-1}$. Изключение са елементите с магнитни свойства (желязо, кобалт, никел), а също берилий, рубидий, за които $TK\rho$ е около и над $0,006$ (виж табл. 30.1).

Рязкото изменение на специфичното съпротивление при топене е свързано със скокообразното изменение на плътността, респективно на концентрацията на свободните електрони. Повечето метали в разтопено състояние имат по-голям обем отколкото в твърдо и за тях при топене специфичното съпротивление се увеличава; за метали с противоположно изменение на обема при топене ρ намалява (например бисмут, галий).



фиг. 30.3

При повишаване на температурата се изменя съпротивлението R на проводник поради увеличаване на специфичното съпротивление ρ , дължината l и лицето на напречното сечение S .

Таблица 30.1

Метал	$\rho, \Omega.m$	$TK_{\rho}.K^{-1}$
Алуминий	$2,65.10^{-8}$	0,0041
Берилий	$4,1.10^{-8}$	0,0066
Желязо	$9,7.10^{-8}$	0,00625
Злато	$2,25.10^{-8}$	0,00395
Кобалт	$6,4.10^{-8}$	0,006
Мед	$1,68.10^{-8}$	0,00433
Никел	$6,8.10^{-8}$	0,0067
Сребро	$1,5.10^{-8}$	0,0041
Рубидий	12.10^{-8}	0,006

За да се намери връзката между температурните коефициенти на R , ρ и l , (TK_R , TK_{ρ} , TK_l), уравнение (30.8) се логаритмува и диференцира по θ . (Приема се, че напречното сечение на проводника е квадрат със страна a).

$$\ln R = \ln \rho + \ln l - \ln S = \ln \rho + \ln l - \ln a^2 = \ln \rho + \ln l - 2 \ln a;$$

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{d\theta} = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\theta} + \frac{1}{l} \frac{dl}{d\theta} - 2 \frac{1}{a} \frac{da}{d\theta}$$

или

$$TK_R = TK_{\rho} + TK_l - 2TK_a.$$

a е линеен размер, следователно

$$TK_l = TK_a$$

Окончателно се получава

$$TK_R = TK_{\rho} - TK_l. \quad (30.10)$$

Резултатът ще е същият, ако сечението има друга форма, стига да е постоянно по протежение на проводника.

За чистите метали TK_{ρ} е от порядъка $10^{-3}, K^{-1}$, а TK_l - от порядъка $10^{-5} \div 10^{-6}, K^{-1}$. Следователно може да се приеме, че

$$TK_R = TK_{\rho}$$

За голяма част от сплавите, използвани в електротехниката и електрониката TK_{ρ} има по-малки стойности – от порядъка $10^{-5} \div 10^{-6}, K^{-1}$ и в уравнение (30.10) TK_l не бива да се пренебрегва.

Б. Влияние на примесите върху електропроводимостта на металите. Специфично съпротивление на сплави

Най-голяма проводимост притежават чистите метали.

Метални и неметални примеси, дори и в най-малки количества, предизвикват съществено увеличение на съпротивлението. Причина е изкривяване на кристалната решетка, възникване на дефекти в нея и намаляване на свободния пробег на електроните.

Влиянието на метални примеси върху специфичното съпротивление на даден метал зависи от типа на образуваната сплав. Различават се 3 вида сплави – механична смес, твърд разтвор, химично съединение.

Когато при сплавяване металите образуват механична смес, техните кристали само се смесват, без да се изкривяват, запазвайки своята самостоятелност.

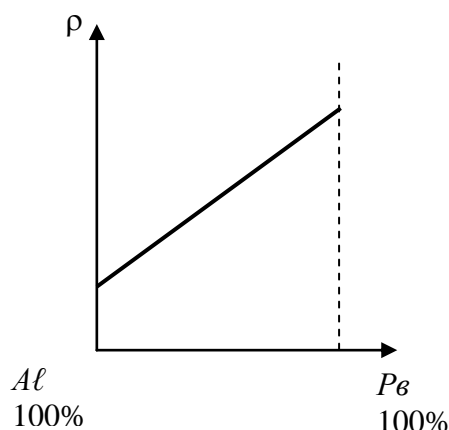
Не възниква нов тип кристална решетка. Специфичното съпротивление на тези сплави зависи линейно от процентното съдържание на компонентите. Това е илюстрирано на фиг. 30.4 за сплавта алуминий (Al) - олово (Pb).

По аналогичен начин се изменя и $TK\rho$.

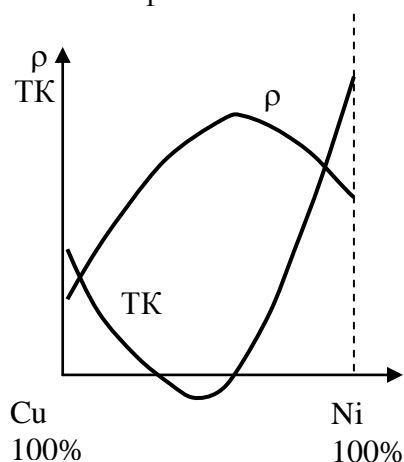
Значително нарастване на специфичното съпротивление се наблюдава за сплавите от типа твърд разтвор. При тяхното образуване се осъществява съвместна кристализация. Атомите на отделните компоненти проникват в кристалните решетки на другите компоненти. Кривата на специфичното съпротивление на твърдия разтвор има максимум, отговарящ на определен състав (фиг. 30.5). Подобна сплав се получава например от мед (Cu) и никел (Ni). Увеличението на ρ се дължи на изкривяването на кристалната решетка, съдържаща атоми на двата метала, което е причина за намаляване на свободния пробег на електроните.

Температурният коефициент на специфичното съпротивление $TK\rho$ притежава минимум, а за някои състави на сплавта Cu-Ni има дори отрицателни стойности.

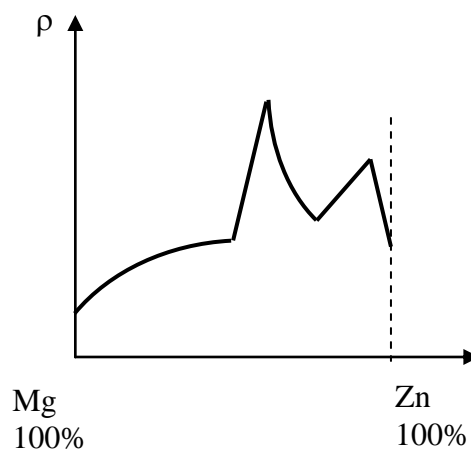
Когато при сплавяване на металите отделните компоненти при определени количествени съотношения образуват химични съединения, в графиката на ρ във функция от процентното съдържание на съставните метали се наблюдават точки на пречупване. На фиг. 30.6 е показана подобна зависимост за сплав на магнезий (Mg) и цинк (Zn).



фиг. 30.4



фиг. 30.5



фиг. 30.6

В. Изменение на специфичното съпротивление на металите при деформация

При еластично опъване или свиване специфичното съпротивление ρ се изменя подчинявайки се на приблизителното уравнение

$$\rho = \rho_o(1 \pm s\sigma),$$

където ρ_o е специфично съпротивление при отсъствие на механично напрежение, σ - механично напрежение, s - *коэффициент на механично напрежение*. Знакът “+” съответства на деформация при опън, а знакът “-“ – при свиване.

Изменението на специфичното съпротивление при еластични деформации се обяснява с изменението на амплитудата на колебание на възлите на кристалната решетка; при опън – увеличение, при свиване – намаление. Увеличението на амплитудата на колебание на възлите на кристалната решетка е причина за нарастване на специфичното съпротивление. Намаляването на амплитудата на колебание, обратно – води до понижаване на ρ .

Пластичните деформации увеличават специфичното съпротивление поради изкривяване на кристалната решетка.

Г. Съпротивление на проводниците при високи честоти

При високи честоти електромагнитното поле прониква в техническите проводници на неголяма дълбочина. Голяма част от тока се оказва съсредоточена близо до повърхността. Явлението се нарича *скин-ефект*. То е причина за нарастване на еквивалентното специфично съпротивление на проводниците при висока честота.

Ако радиусът на кривината на повърхността на проводника е голям в сравнение с дълбочината, до която е съсредоточена основната част от тока, в сила е уравнението

$$J_x = J_o e^{-\frac{x}{\Delta}},$$

където J_x е плътност на тока на дълбочина x , J_o - плътност на тока на повърхността на проводника; Δ се нарича дълбочина на проникване и се определя от уравнението

$$\Delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \gamma \mu_o \mu_r}},$$

в което са въведени следните означения: f - честота на тока, γ - специфична електрична проводимост, $\mu_o = 4\pi 10^{-7}$, Н/м (Хенри на метър) – магнитна константа, μ_r - относителна магнитна проницаемост на проводника (вж. т. 35.1).

Вредното действие на скин-ефекта при високи честоти може да се намали чрез увеличаване на повърхността на проводника при запазване на лицето на напречното сечение. Най-често това се постига чрез използване на литцендрат – сноп от емайлирани проводници с малък диаметър ($0,05 \div 0,1$ mm); броят им в литцендрата обикновено е между 4 и 35.

Д. Влияние на размерите на проводника върху зависимостта на специфичното съпротивление от температурата

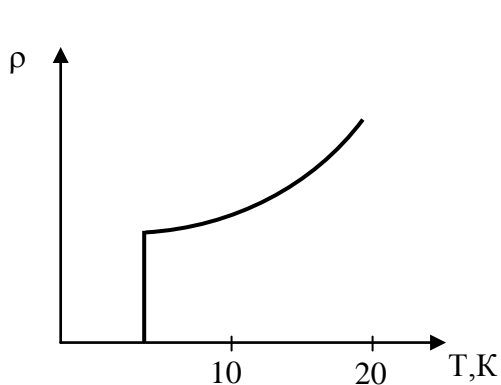
Когато се понижава температурата, поради затихване на колебателното движение на положителните йони от кристалната решетка на метала, дължината на свободния пробег на електроните λ нараства и специфичното съпротивление ρ намалява. Но за проводници във вид на тънки фолия или нишки свободният пробег става съизмерим с най-малките размери на проводника и това ограничава нарастването на λ при по-нататъшно понижаване на температурата, съответно ρ не намалява така, както е при масивни образци.

Е. Влияние на магнитно поле върху електропроводимостта на проводниците

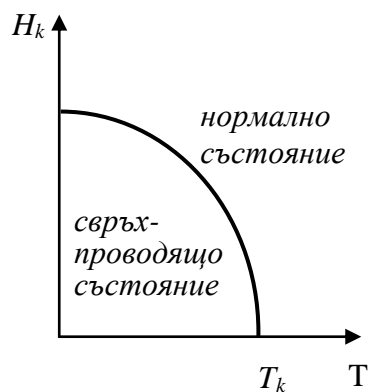
Когато върху проводник, по който тече електричен ток, е приложено магнитно поле, чиито интензитет сключва с проводника ъгъл, различен от 0° , върху токоносителите действа допълнителна (Лоренцова) сила, която ги отклонява от посоката им на движение по направление на електричното поле. Това е равносилно на намаляване на техния свободен пробег и води до намаляване на проводимостта.

30.4. Свръхпроводимост и хиперпроводимост

Свръхпроводимостта е рязко намаляване, практически до 0, на електричното съпротивление на някои метали, сплави и химични съединения при температура $T \leq T_k$, където T_k е характерна за дадено вещество критична температура (фиг. 30.7). Стойността на T_k е много малка – от 0,01K (за волфрам - W) до 21K (за



фиг. 30.7



фиг. 30.8

четирикомпонентната система ниобий-калай-алуминий-германий – Nb-Sn-Al-Ge). Правят се успешни опити за получаване на “високотемпературни” свръхпроводници с критична температура от порядъка на няколко десетки Келвина.

Обяснението на свръхпроводимостта, известно като теория БКШ (по фамилиите на създателите ѝ – Бардийн, Купър, Шифър) се основава на хипотезата, че токът в свръхпроводниците се пренася от двойки електрони, свързани чрез полето на кристалната решетка и наречени *Купърови двойки*. В условията на много ниски температури, при които металните йони във възлите на кристалната решетка практически не извършват топлинни трептения, 2 електрона, намиращи се от двете страни на металния йон, изпитват въздействието на електричното му поле и се движат без разсейване на енергия. Купъровите двойки се създават при приближаване към

металния йон, разпадат се при отдалечаването им и отново се създават при приближаването към следващия метален йон.

При температури $T < T_k$ веществото може да се изведе от свръхпроводящо състояние чрез въздействие с външно магнитно поле, чиито интензитет $H > H_k$, където H_k е критичен интензитет, зависещ от химичната природа на веществото и нарастващ с понижаване на температурата.

Типична зависимост на критичния интензитет на магнитното поле H_k от температурата за цилиндричен образец, разположен по направление на полето, е показана на фиг. 30.8. За образци с друга форма зависимостта е по-сложна.

Ако $T < T_k$ и $H < H_k$, свръхпроводящият образец е идеален диамагнетик – магнитната индукция в него е $B=0$ (ефект на Майснер) (за диамагнетици вж. т. 35.2).

Известни са около 30 химични елемента, които могат да преминат в свръхпроводящо състояние (между тях са алуминий, титан, ванадий, цинк, галий, цирконий, ниобий, кадмий, индий, калай, олово, бисмут, торий, уран и др.) и няколко хиляди сплави и съединения, притежаващи тези свойства (молибден-рениеви, ниобий-циркониеви, ниобий-титанови сплави, ниобий-калай - Nb_3Sn и много други). Най-проводящите метали – сребро (Ag) и мед (Cu) не могат да бъдат свръхпроводници.

Ако в затворен контур от свръхпроводник се предизвика протичането на ток и се изключи източникът, който го е възбудил, токът съществува произволно дълго време без внасяне на енергия в контура. Например чрез експериментални и теоретични изследвания е установено, че за сплавта $Nb_{0,75}-Zr_{0,25}$ времето на затихване е от порядъка 10^5 години или повече.

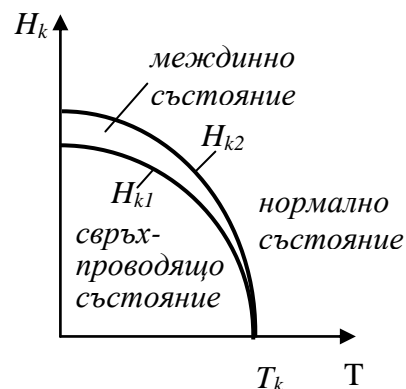
В съответствие с характера на прехода от свръхпроводящо състояние в нормално при увеличаване на интензитета на магнитното поле, се различават свръхпроводници от I род (олово, живак, калай, алуминий) и от II род (ниобий, ванадий). Свръхпроводниците от I род преминават в нормално състояние със скок при строго определен критичен интензитет H_k . При свръхпроводниците от II род този преход се извършва постепенно в интервал от H_{k1} до H_{k2} , в който проводникът е в междинно състояние със свръхпроводящи и нормални области (фиг.30.9).

Едно от перспективните приложения на свръхпроводниците е в магнитотехнологията за получаване на силни магнитни полета чрез свръхпроводящи соленоиди, които се отличават от обикновените по това, че за тяхното захранване не е нужен непрекъснат разход на енергия - по затворена намотка произволно дълго време циркулира еднократно възбуден електричен ток и създава строго постоянно магнитно поле без захранване.

Освен свръхпроводимостта, в електротехниката широко се използва явлението *хиперпроводимост* (или *криопроводимост*) – достигане от някои метали на незначително специфично съпротивление при криогенни температури (температури под 120K), но по-високи от температурата на свръхпроводящия преход (ако изобщо даденият метал може да е свръхпроводник).

Най-често използвани охладители са: течен азот (с температура на кипене $T_{кип}=77K$) и течен водород ($T_{кип}=20K$); понякога се използват течен неон ($T_{кип}=27K$) и сгъстен хелиев газ при температура 10K.

Като примери в табл. 30.2 са приведени ориентировъчни данни за специфичното съпротивление на мед (Cu) и алуминий (Al) при различни (криогенни) температури.



фиг. 30.9

Таблица 30.2

T, K	$\rho, \Omega.m$	
	Cu	Al
293	$1,68 \cdot 10^{-8}$	$2,65 \cdot 10^{-8}$
77	$\sim 2 \cdot 10^{-9}$	$\sim 3 \cdot 10^{-9}$
20	$\sim 3 \cdot 10^{-11}$	$\sim 4 \cdot 10^{-11}$

Достойнства на хиперпроводниците спрямо свръхпроводниците са:

- Температурите, при които металите преминават в хиперпроводящо състояние, са значително по-високи от тези за преминаване в свръхпроводящо състояние. Това значително опростява и поевтинява инсталациите, посредством които се получават ниски температури.

- Ако поради случайно повишаване на температурата или на интензитета на магнитното поле дори и в малък участък от свръхпроводящ контур, свръхпроводимостта бъде нарушена, внезапно се освобождава голямо количество енергия, което може да предизвика сериозна авария. В случай на хиперпроводимост повишаването на температурата води до постепенно нарастване на съпротивлението без ефект на взрив.

От хиперпроводниковите материали се изисква висока чистота. Вредното влияние на примесите е много по-силно при криогенни температури, отколкото при нормална.

Хиперпроводниците с успех могат да се използват за намотки на електрични машини и трансформатори, за токопроводящи жила на кабели и др. подобни. В магнитотехнологията се прилагат криогенни соленоиди.

30.5. Теплопроводност на металите

Въпросът за теплопроводност на материалите е изложен в т. 17.3.

Топлина през метал се предава чрез свободните електрони, които определят и електропроводимостта. Затова колкото е по-голяма специфичната електрична проводимост γ , толкова е по-голям и коефициентът на теплопроводност λ_T . При повишаване на температурата, когато γ намалява, отношението λ_T/γ расте - то е пропорционално на абсолютната температура T . Това се изразява чрез закона на Видеман-Франц-Лоренц:

$$\frac{\lambda_T}{\gamma} = LoT.$$

Lo е число на Лоренц;

$$Lo = \frac{\pi^2 k^2}{3e^2}, \quad (30.11)$$

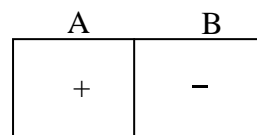
където $k=1,38 \cdot 10^{-23}$, J/K е константа на Болцман; $e=1,6 \cdot 10^{-19}$ C – заряд на електрона.

При поставяне на тези стойности в уравнение (13) се получава

$$Lo = 2,45 \cdot 10^{-8}, V^2/K^2.$$

30.6. Контактна потенциална разлика и термоелектродвижещо напрежение

При съприкосновение на два различни метала А и В между тях възниква *контактна потенциална разлика*, причини за която са различните стойности на работата за отделяне на електрони от металите и различните концентрации на свободни електрони в тях. От метала, за който отделителната работа на електроните е по-малка и концентрацията на свободните електрони – по-голяма, преминават повече електрони в другия, отколкото в обратна посока. Така първият метал (А) придобива положителен потенциал, а вторият (В) – отрицателен (фиг. 30.10).



фиг. 30.10

Контактната потенциална разлика между металите е

$$U_{AB} = \frac{A_B}{e} - \frac{A_A}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_A}{n_B}, \quad (30.12)$$

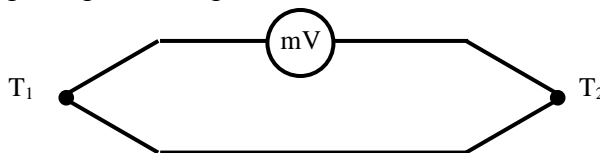
където A_B и A_A са работи за отделяне на електрони от металите В и А; e – заряд на електрона; k – константа на Болцман; T – абсолютна температура на контакта; n_A , n_B – концентрации на свободните електрони в металите А и В.

Отношенията A_B/e и A_A/e са потенциали на двата метала: φ_B , φ_A .

От уравнение (30.12) се получава

$$U_{AB} = \varphi_B - \varphi_A + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_A}{n_B}.$$

В затворена верига от 2 разнородни проводника, когато местата на съприкосновението им (спойки) имат различни температури T_1 и T_2 , между двата проводника възниква *термоелектродвижещо напрежение* (ТЕДН), което е сума от контактните потенциални разлики в спойките:



Фиг. 30.11

$$\begin{aligned} E_T &= U_{AB} + U_{BA} = U_B - U_A + \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_A}{n_B} + U_A - U_B + \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_B}{n_A} = \\ &= \frac{k}{e} \ln \frac{n_A}{n_B} (T_1 - T_2) = \alpha_T (T_1 - T_2). \end{aligned}$$

α_T е коефициент на ТЕДН и е характерна величина за дадена комбинация от 2 проводника.

Веригата, изобразена на фиг. 30.11, се нарича *термодвойка*. Използва се най-често за измерване на температури.

31. Най-често използвани проводникови материали

31.1 Материали с голяма електропроводимост

Мед (Cu) – метал с характерен червеникав цвят, с плътност $8,9 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ и температура на топене 1083°C .

В електропромишлеността се използва чиста мед с примеси, не повече от 0,1%. Тя се получава чрез електролиза. Отлива се във вид на балванки, които посредством валцуване или пресуване се преработват в дебела жица (валцдрат или пресдрат) с диаметър 8mm или в различни профили и листа. Получените медни материали постъпват в електропромишлените предприятия за по-нататъшна обработка съобразно с характера и изискванията на производството.

Когато медта се обработва на студено, получава се твърда мед, за която се характерни по-високо специфично съпротивление, по-голяма якост на опън, малко относително удължение при опън и по-голяма твърдост. Термообработена, тя става мека и се характеризира с по-малка твърдост, по-малка якост на опън, по-голямо относително удължение и по-голяма проводимост. Термообработката трябва да се извършва в пещ без достъп на кислород, който оказва вредно влияние върху основните свойства на медта.

Главните предимства, които са наложили медта като първостепенен проводников материал, са малкото ѝ специфично съпротивление (само среброто има по-малко специфично съпротивление), относително високата якост, задоволителната устойчивост към корозия и добрата обработваемост (валцуване, изтегляне и относително лесно спояване и заваряване).

Твърдата мед се употребява там, където се изисква голяма механична якост, твърдост и износоустойчивост – за контактни проводници при електрифициран транспорт, за шини в разпределителните уредби, за колекторни пластини и др. Меката мед се употребява главно за жила на кабели и намотъчни проводници, където се изискват преди всичко гъвкавост и голяма проводимост.

Съществено значение за промишлеността имат и някои сплави на медта.

Месинг – сплав на мед и цинк. Характеризира се с повишена механична якост, сравнително голямо относително удължение и намалена електрична проводимост (25% от тази на медта). Месингът се произвежда в две модификации: нормален и с пружиниращи свойства (федермесинг). Употребява се за направа на тоководещи детайли за електрическите съоръжения и апарати.

Бронз – сплав на мед с калай, фосфор, силиций, берилий, кадмий, хром, манган и др. В зависимост от процентното съдържание на примесите се получават сплави с различна якост на опън. Специфичното съпротивление на бронза е по-високо от това на медта. Бронзът се характеризира и със значително повишена твърдост. Кадмият намалява най-малко електричната проводимост спрямо медта (13%), но значително повишава твърдостта и якостта на опън. Бронзът се употребява за направа на тоководещи пружини, за контакти и контактни проводници, колекторни пластини с особено отговорно предназначение и др.

Алуминий (Al) – един от най-разпространените в земните недра метал. Има сребристобял цвят, плътност $2,6-2,7 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ (представител е на леките метали) и температура на топене 657°C . Положителните му свойства са: по-лек е от медта около 3,5 пъти, лесно се обработва механично (изтегляне, валцуване до съвсем тънки листа – фолио, коване). Отрицателните му свойства са: сравнително малка механична якост, голямо специфично съпротивление – около 1,65 пъти по-голямо от това на медта, необходимост от голямо количество електрична енергия за получаване на 1 тон електролитен алуминий. Трудно се заварява поради образуването на оксиден слой по

повърхността му. При допиране до мед корозира галванически. Подобно на медта от електролитния алуминий се получават различни изделия – валцдрат, пресдрат, профили и листа.

Използваният в електропромишлеността електролитен алуминий не трябва да съдържа повече от 0,5% примеси, специфичното му съпротивление не бива да бъде по-голямо от $0,0285 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot m$. Алуминият се употребява за тоководещи жила при силовите и контролни кабели и проводници, при производството на електролитни кондензатори, за защитна обвивка на кабелите вместо оловната, шини и др. При употребата му като тоководещ елемент трябва да се знае, че за да има същото съпротивление като медния проводник, който ще замества, сечението му трябва да бъде $0,0285/0,0175 = 1,68$ пъти по-голямо. Масата на алуминиевото жило спрямо медно с еднакво съпротивление и дължина е $8,9/(2,7 \cdot 1,68) = 1,96$ пъти по-малка.

Тъй като чистият алуминий има сравнително ниска механична якост, не се използва за тоководещ проводник при въздушните електропроводи.

Алуминият е компонент на стоманено-алуминиевия проводник. Представлява стоманено въже, обвито с алуминиеви жици. Механичната якост се определя от стоманата, а електропроводността от алуминия.

Биметални проводници. В практиката обикновено се използва помеден стоманен проводник. Помедяването става чрез леене или чрез галванично покриване. Основното изискване за биметалните проводници е съдържанието на мед да бъде не по-малко от 50% от масата на проводника. Употребяват се като тоководещ проводник в съобщителните линии, като шини при разпределителните уредби и за тоководещи части на електрични апарати и съоръжения.

31.2 Проводникови материали с голямо съпротивление

В електрическата промишленост при производството на електрични уреди, еталонни резистори, реостати, електронагревателни елементи и уреди се налага употреба на материали с голямо специфично съпротивление. В зависимост от характера на приложението от тези материали се изискват и други качества. Те трябва да имат малък температурен коефициент на съпротивление, малко електродвижещо напрежение при допир с медта, висока работна температура на въздух и устойчивост на свойствата. Трябва да могат да изтеглят на тънки кръгли и профилни проводници, да са евтини (когато са предназначени за производството на електронагревателни уреди). Най-подходящи са се оказали два вида сплави – на основата на мед и на основата на хром-никел (Cr-Ni), желязо-хром (Fe-Cr).

Манганин – сплав на мед и манган. Той се характеризира със способността си да се изтегля на много тънки нишки с диаметър до 0,02mm и ленти с дебелина до 0,01mm. В контакт с медта генерира незначително термоелектродвижещо напрежение. Получаването на нисък температурен коефициент на съпротивление се постига със специална термообработка при температура 350-550°C във вакуум с бавно охлаждане след това. Манганинът е основна сплав, употребявана за електроизмервателни уреди и еталонни резистори.

Константан – сплав на мед с никел. Характерно за него е това, че температурният му коефициент на съпротивление е приблизително равен на нула, респективно съпротивлението остава постоянно при изменение на температурата (от тук идва и името му). И той като манганина позволява изтегляне на тънки нишки и ленти. Нагрят до 900°C и охладен на въздух, константанът се покрива с оксиден слой, който е добър изолатор за напрежения до 1V. Образува термоелектродвижещо напрежение при съприкосновение с мед и желязо. Употребява се главно при

производството на реостати, електронагревателни уреди за работна температура до 450°C и за термодвойки за измерване на температури до неколкостотин градуса.

Нихром – сплав на никел и хром. Характеризира се с висока работна температура.

На повърхността му се образува тънък слой оксиди (Cr_2O_3 , NiO), който не позволява окисляване на сплавта в дълбочина. Обаче, поради различните температурни коефициенти на разширение на нихрома и Cr_2O_3 и NiO , при резки температурни изменения повърхностния оксиден слой се напуква. Следва ново окисляване на пукнатините, намаляване на сечението и прегаряне. Употребява се при производството на нагревателни елементи за електрически пещи и домакински нагревателни уреди.

Хром-алуминиеви сплави – те са относително най-евтините, но са твърде крехки и с голяма твърдост. В нашата страна се употребяват обикновено сплав под наименованието *хромал* и сплави с търговското име *кантал*. Те се използват главно при производството на нагревателни елементи за електрически пещи и домакински нагревателни уреди. (Вж. Приложение 4)

Животът на нагревателните спирали от сплавите с голямо специфично съпротивление се продължава като се поставят в твърда инертна изолационна маса. Тя ги предпазва от механични действия и затруднява достъпа на кислород. Нагревателните спирали могат да се пресоват в изолационна маса или да се вградят в метални тръбички, запълнени с нея.

31.3 Проводникови материали за контакти

За неподвижни, триещи и маломощни прекъсващи контакти се използват чисти метали или сплави. Силнотокните прекъсващи контакти се изработват от металокерамични материали или електротехнически въглен.

A. Проводникови материали за маломощни триещи и прекъсващи контакти.

Сребро – употребява се най-много за триещи и маломощни прекъсващи контакти поради малкото му специфично съпротивление (най-малко от всички метали), добрите технологични качества и сравнително ниската цена.

В прекъсващите контакти среброто се окислява вследствие действието на електричната искра, но оксидите му са електропроводящи и лесно се разрушават.

При комутация на по-големи токове (над 20A) сребърните контакти лесно се заваряват.

Във влажна атмосфера среброто се свързва със сероводорода от въздуха и се покрива със сулфиден слой, имащ голямо електрично съпротивление. Подобен нетокопроводящ слой се образува върху среброто и от взаимодействието му с несвързаната сяра от вулканизираната гума. Среброто престава да се влияе от сярата, ако му се прибави паладий. Такава сплав –70% сребро и 30% паладий - се използва масово в телефонната техника.

Злато. То има малко специфично съпротивление, както среброто, но за разлика от него е много по-устойчиво на корозия при нормална и повишена температура.

Осигурява добър електричен контакт при много малък контактен натиск – около 0,1N, поради което при прекъсването на електричните вериги дори с малък ток златните контакти лесно се заваряват и разяждат от електроискрова корозия. Затова златото е подходящ контактен материал за работа при малки напрежения и токове.

Тъй като в чисто състояние е много мек метал, за контакти се използва злато с повишена твърдост, постигната след сплавяването му или като се подлага на студена деформация.

Най-често златото намира приложение като сплав с 5%Ni; – за триещи контакти.

Платина. Има не много малко специфично съпротивление, но е извънредно корозоустойчив метал. Електродъговите му характеристики са много добри, поради което е подходящ за прекъсване на по-големи мощности.

Недостатък на платината е, че поглъща водорода, в резултат на което става крехка.

За контакти обикновено се използва не чиста платина, а сплавите ѝ с иридий, родий, никел и други.

Сплави. За триещи и маломощни прекъсващи контакти се използват сплави, в състава на които влизат благородни метали, заради тяхната устойчивост на окисляване. Поради ниските температури на топене на благородните метали, обаче, в тези сплави се прибавят като компоненти и метали с висока температура на топене.

Платино-иридиевата сплав (80% платина и 20% иридий) е много устойчива на корозия, има повишена устойчивост на ерозия и е 2-3 пъти по твърда от платината. Контактите от тази сплав допускат голяма честота на прекъсване на тока при твърде дълъг срок на експлоатация.

Сплавите на основата на златото и среброто се използват за прекъсващи контакти на токове до 5А и неголяма честота на превключване (до 5 сек.). Имат висока твърдост, устойчивост на ерозия и заваряване. Прибавянето на трети компонент към тези сплави (като например платина, цирконий и др.) повишава устойчивостта им на окисляване.

Контактните сплави на основата на сребро имат около два пъти по-голяма твърдост от чистото сребро и повишена устойчивост против образуването на сулфидно покритие върху повърхнината в присъствието на пари на сяра.

Сребърно-кадмиевите сплави притежават свойството под действие на електрична дъга да образуват кадмиев оксид. При високи температури той се разлага, като отделя газове, които способстват за гасене на електричната дъга.

Освен изброените до тук сплави за триещи и маломощни прекъсващи контакти се използват още сплавите на злато, сребро, никел с паладий, волфрам с молибден и др.

Б. Проводникови материали за мощни прекъсвачи и триещи контакти.

Металокерамични контакти. При големи токове и напрежения контактите, подложени на действието на електричната дъга, бързо се разрушават. Поради това тези контакти, като правило се изработват от металокерамика. Тя представлява механична смес от две фази – труднотопима, с относително ниска електропроводимост и леснотопима, с висока електропроводимост. Под действие на дъгата е възможно втората (леснотопимата) фаза да премине в течно състояние, но тя се задържа в порите на труднотопимата фаза от капилярните сили. Металокерамичните контактни материали се получават чрез съвместно изпичане на смеси от метални прахове. Най-широко приложение са получили металокерамичните контактни материали на основата на сребро в съчетание с други метали, различни оксиди и въглерод.

Металокерамиката сребро-никел е устойчива на ерозия и износване, притежава пластичност, малко и стабилно електрично контактно съпротивление. Никеловият оксид по повърхността на контактите от този материал ги защитава от по-нататъшно окисляване.

Металокерамиката сребро - кадмиев оксид притежава дъгогасящи свойства. При температура над 900°C кадмиевият оксид започва да се разлага, при което се отделят

газове, които “издухват” дъгата. Кадмиевият оксид за разлика от повечето други оксиди притежава добра електропроводимост и контактите от този материал не изискват контактно налягане. Тази металокерамика добре се обработва.

При по-мощните контактни устройства понякога единият контакт се изработва от мека металокерамика (например сребро-графит), а вторият контакт – от твърда металокерамика (например сребро-никел). Първият контакт като по-мек лесно се деформира от втория, в резултат на което се увеличава контактната повърхнина. Едновременно с това се отстранява опасността от заваряване.

При мощни контактни устройства, където съществува голяма опасност от заваряване и корозия на контактите, се използва металокерамика сребро-волфрам, поради голямата устойчивост на волфрама към заваряване.

Към този вид контактни материали спадат и редица други металокерамични композиции като сребро-въглерод, сребро-молибден и др.

Електровъгленови изделия. Изработват се от сажди, графит или антрацит, смесени със свързващо вещество, което обикновено е каменовъглена смола или течно стъкло. Изделията се подлагат на изпичане, при което се получава различно състояние на въглерода в тях.

Използват се най-често във вид на четки, които са предназначени за създаване на плъзгащ контакт между неподвижна и въртяща се част на електричните машини и като плъзгащ или търкалящ се контакт в автотрансформатори.

В зависимост от състава и технологията на изработване четките биват:

- *металографитни* – получават се чрез пресоване на смес от графитен и меден прах със или без свързващо вещество и изпичане при температура до 1000°C;
- *въгленографитни* – получават се чрез пресоване на смес от графитен прах със сажди или кокс и свързващо вещество и изпичане при температура до 1000°C;
- *графитни* – получават се чрез пресоване на графитен прах със свързващо вещество и изпичане при температура до 1000°C;
- *електрографитни* - получават се чрез пресоване на графитен прах със свързващо вещество и термообработка при температура до 2500°C.

Изборът на четките обикновено се прави въз основа на следните показатели:

1. Преходен пад на напрежението между четките и колектора (пръстена).
2. Коефициент на триене на четката в колектора (пръстена).
3. Износване на четката.
4. Износване на колектора (пръстена).
5. Искрене вследствие на механични причини.
6. Искрене вследствие на електрични причини.

31.4. Припои и флюси

Съединяването на металните проводници с помощта на припоите се осъществява в резултат на взаимодействието на течния припой с повърхностните слоеве на металите. Разтопеният припой прониква в основния метал, основният метал се разтваря в припоя, в резултат на което се образува промеждутъчна прослойка, която след застиване съединява детайлите в едно цяло, осъществявайки механически здрав (а понякога и херметичен шев), както и постоянен електричен контакт с малко преходно съпротивление.

Припоите трябва да имат по-ниска температура на топене, отколкото тази на съединяваните детайли.

Според температурата им на топене припоите се разделят на меки (леснотопими) – с температура на топене до 450°C и твърди (труднотопими) – с температура на топене над 450°C.

А. Меки припои

Тези припои намират широко приложение в слаботоковата техника поради леката технология на спояване посредством тях. Техните спойки са здрави, но неустойчиви на механични натоварвания. За меки припои се използват сплави на основата на калай и олово. В зависимост от съотношението им, припоите притежават различни свойства. Към тях се прибавят и други примеси, с оглед регулиране на някои от свойствата им. Антимонът повишава здравината на спойките, но ги прави крехки, понижава температурата на топене. Среброто също понижава температурата на топене на меките припои и забавя стареенето им. Кадмият и бисмутът повишават температурата на топене на тази припои.

Калаено-оловни припои. Съдържат калай от 10 до 90%. Температурата им на топене е в границите 183 – 299 °C; специфичното съпротивление ρ е от 0,12 до 0,2 $\mu\Omega.m$.

Намират приложение масово в слаботоковата техника за спояване на стоманени, медни, месингови, сребърни детайли.

Б. Твърди припои

Тези припои се употребяват в случаи, когато е необходимо да се получат особено здрави съединения, устойчиви на удари, вибрации и високи температури (преди всичко в приборостроенето). Като такива се използват главно медните, медно-цинковите, сребърните и медно-фосфорните сплави.

Чистата мед има много висока температура на топене (1083°C) и може да се употребява като твърд припой за спояване само в печи със защитна газова атмосфера.

Медно - цинкови припои. Имат задоволителна механическа здравина, но са крехки. Добавки от калай и силиций подобряват твърдостта и плътността на спойката. Използват се за спояване на стомана, мед и сплавите им.

Медно – фосфорни припои. Имат високи технически качества: спояват без флюс мед и сребро, имат добра технологичност, механична здравина, добра течливост, ниска цена и т. н.

Сребърни припои. Отличават се със сравнително ниска температура на топене (600-800°C), добра течливост, голяма здравина и пластичност на съединенията, добра електропроводимост и др.

Намират голямо приложение за спояване както на еднородни, така и на разнородни черни и цветни метали.

В. Флюси

Това са спомагателни материали, осигуряващи получаването на надеждни спойки.

Трябва да отговарят на следните изисквания:

- да имат температура на топене 50-100°C по-ниска от температурата на топене на припоя, с който се използват;

- добре да се разливат по повърхността на основния метал и припоя, като образуват покритие (филм), защитаващи ги от вредното въздействие на околната среда;
- да намаляват повърхностното напрежение на разтопения припой, за да осигурят пълното му прилепване към основния метал;
- да не променят своя състав при тези температури, при които се осъществява спойката;
- лесно да се отделят от повърхността на детайлите след спояването;
- да не предизвикват корозия.

Според въздействието което оказват на спояваните метали флюсите се подразделят на няколко групи:

Безкиселинни флюси. Най-масово употребявани от този вид флюси е колофонът. Употребява се течен колофон (30% разтвор в етилов спирт). Тук спадат е всички други флюси, изработвани на основата на колофона, с добавка на неактивни вещества – спирт, глицерин и др.

Безкиселинните флюси могат да се употребяват при спояване на предварително добре почистени (по механичен, химичен или друг начин) повърхнини.

Активирани флюси. Така се наричат флюсите, изработени на основата на колофон, с добавка на активатори – неголеми количества солнокиселинен или фосфорокиселинен анилин, силициева киселина, солнокисел диетиламин и т. н. Употребяват се при спойки на желязо и железни сплави, мед и медни сплави, цинк, нихром, никел и др. Този флюс е достатъчно активен, поради което използването му позволява спойката да се осъществи без предварително почистване на оксидите от повърхнината на основния метал. Остатъците от този флюс (и на флюсите от този вид изобщо) не действат кородиращо на основния метал, поради което не е необходимо да се почистват.

Активни (киселинни) флюси. Изработват се на основата на активни вещества: солна киселина, хлористи и флуористи съединения на металите и т. н. Активните флюси интензивно разтварят оксидните образувания по повърхността на металите, благодарение на което осигуряват висока адхезия, а следователно и висока механическа здравина на спойките. Остатъкът от тези флюси след спояването предизвикват интензивна корозия на спойката и основния метал. Затова те се използват само в случай, когато е възможно щателно промиване и пълно отстраняване на остатъка от флюса след спояването.

Антикорозионни флюси. Те са на основата на фосфорната киселина с добавка на различни органични съединения и разтворители, а също и на основата на органични киселини. Остатъкът на тези флюси не предизвиква корозия.

31.5 Проводникови материали за термодвойки

Термoeфектът намира голямо приложение за измерване на температури. За тази цел се изисква между споените (заварените) краища на разнородните метали (термодвойката) да възниква по-голямо термоелектродвижещо напрежение (ТЕДН).

От материалите за термодвойки се изисква да имат висока работна температура, голям и по възможност слабо зависещ от температурата коефициент на ТЕДН, малко специфично съпротивление ρ .

Чистите метали не притежават едновременно всички тези качества, поради което са изработени специални сплави:

Копел (56% мед и 44% никел) с $\rho=0,46 \cdot 10^{-6}$, $\Omega \cdot m$;

Алюмел (94,5% никел, по 2% алуминий и манган, 1% силиций и 0,5% кобалт) с $\rho=0,305 \cdot 10^{-6}$, $\Omega \cdot m$;

Хромел (90% никел и 10% хром) с $\rho=0,68 \cdot 10^{-6}$, $\Omega \cdot m$;

Платинородий (90% платина и 10% родий) с $\rho=0,19 \cdot 10^{-6}$, $\Omega \cdot m$.

Материал	ТЕДН mV	Материал	ТЕДН mV
Копел	-4,0	Иридий	+0,65
Константан	-3,25	Сребро	+0,7
Кобалт	-1,7	Цинк	+0,7
Никел	-1,5	Злато	+0,7
Алюмел	-1,2	Мед	+0,75
Паладий	-0,5	Волфрам	+0,8
Платина	0	Месинг	+1,1
Алуминий	+0,4	Молибден	+1,2
Манганин	+0,65	Желязо	+1,8
Радий	+0,65	Нихром	+2,2

За да могат да се избират металите и сплавите за термодвойки, е прието те да се подреждат според ТЕДН спрямо платинов електрод при температурна разлика между двете спойки 100° и температура на горещия край 100°C . В табл. 31.1 е приведена извадка от подобен ред.

Таблица 31.1

Най-употребявани термодвойки и допустимите им работни температури са приведени в табл. 31.2.

Таблица. 31.2

Термодвойка	Допустима температура $^\circ\text{C}$
Мед-константан	350
Хромел-копел	600
Желязо-константан	600
Хромел-алюмел	1000
Платина-платинородий	1600

V. ПОЛУПРОВОДНИКОВИ МАТЕРИАЛИ

32. Основни свойства на полупроводниците

32.1. Общи сведения

Полупроводниците са материали със специфично съпротивление при нормална температура в границите $10^{-5} \div 10^8 \Omega \cdot m$. Те, както и металите, притежават електронна проводимост, но преминаването на електричен ток през тях е сложно квантово явление.

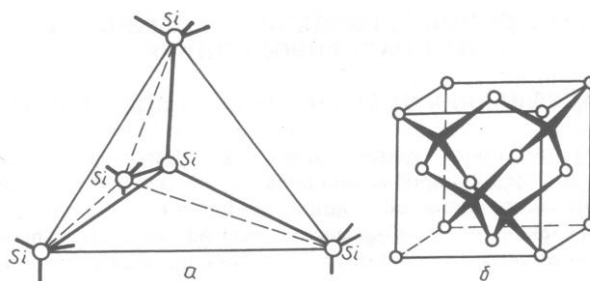
Присъщи на полупроводниковите материали свойства са:

- многократно изменение на специфичното съпротивление в резултат на външни енергетични въздействия – светлина, топлина, електрично и магнитно поле, механични напрежения и др.;
- значителна зависимост на електричната проводимост от примеси;
- чрез подходяща технология е възможно реализиране на елемент с еднопосочна електрична проводимост.

32.2. Структура на елементарните полупроводникови материали

Най-често използваните химични елементи със свойства на полупроводници са

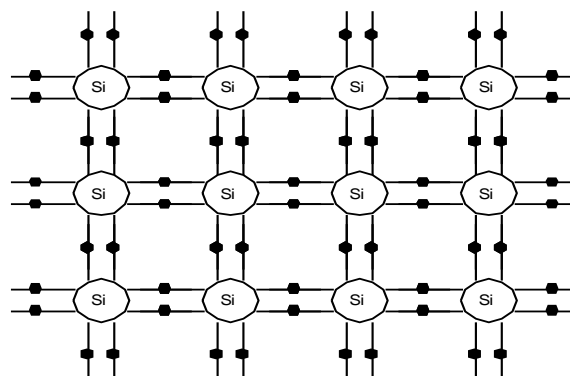
силицият (Si) и (сравнително по-рядко) германият (Ge). Те са от IV група на Менделеевата таблица и атомите им са с по 4 валентни електрона. Всеки атом от тяхната кристална решетка може да се разглежда като разположен в центъра на правилен тетраедър, във върховете на който се намират най-близките негови съседни



фиг. 32.1

атоми (фиг. 32.1). При това всеки върхов атом е център на друг тетраедър.

За изясняване на механизма на преминаване на електричен ток през полупроводниците ще бъде разгледан равнинен модел на кристал от чист Si (фиг. 32.2). Всеки валентен електрон в кристала се групира в двойка с електрон от съседен атом. Така чрез електронни двойки даден атом е в ковалентна връзка с 4 свои съседа.



фиг. 32.2

При абсолютна нула (0, K) свободни електрони липсват и полупроводникът е идеален диелектрик.

32.3. Собствена проводимост на полупроводниците

Чист полупроводник, в който няма примеси и дефекти, се нарича *собствен полупроводник*

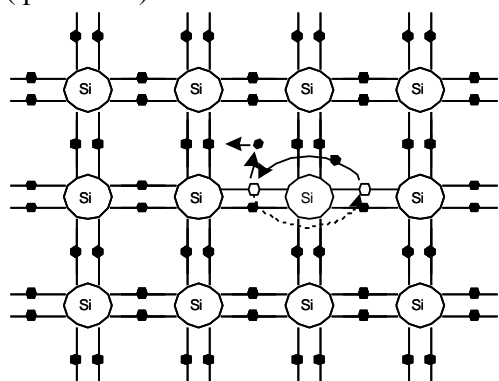
При външни енергетични въздействия някои от валентните електрони се откъсват от атомите и стават свободни. В същото време в атом, от който се освобождава електрон, остава некомпенсиран положителен заряд. Вакантното място на електрона в една разкъсана връзка се нарича *дупка*. Привличайки съседен електрон, некомпенсираният положителен заряд го откъсва и така се възстановява нарушената връзка. Дупката се премества при атома, от който е дошъл новият електрон. Може да

се приеме, че дупката е фиктивна частица с положителен електричен заряд $+e$, равен по големина на заряда на електрона ($-e$).

Едновременно с генериране на свободни електрони и дупки в полупроводниците се извършва и *рекомбинация*, при която електроните взаимодействат с дупките и нарушените ковалентни връзки се възстановяват. По такъв начин в полупроводника се установява динамично равновесие и концентрацията на електрони и дупки се запазва постоянна при определена интензивност на енергетичното въздействие.

Очевидно е, че в чист полупроводник броят на свободните електрони е равен на броя на дупките.

В електрично поле свободните електрони се движат в посока, обратна на посоката на полето, а дупките – в посока на полето – през полупроводника протича електричен ток. (При движение на дупки реално се движат валентни електрони) (фиг. 32.3).



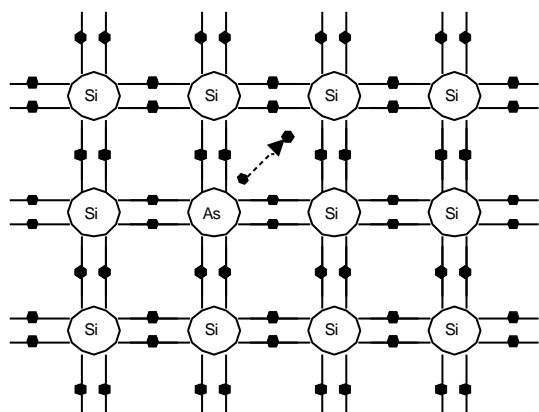
• електрон
○ дупка
фиг.32.3

Свободните електрони се наричат *N-токоносители* (от английската дума *negative* – отрицателен), а дупките – *P-токоносители* (от *positive* – положителен).

Електричната проводимост на чист полупроводник се нарича *собствена*, тъй като се обуславя от собствени токоносители.

32.4. Примесна проводимост

Много по-голяма концентрация на токоносителите се получава, когато в полупроводника има примеси от атоми на друг елемент.

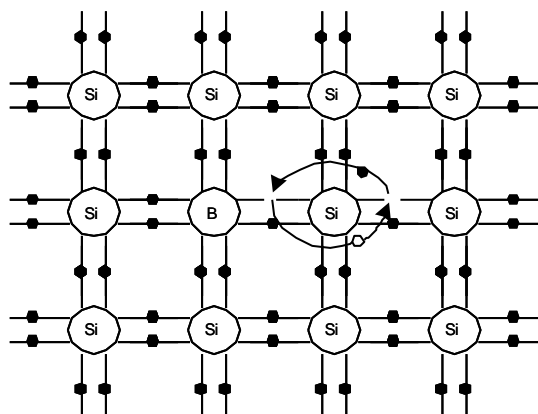


фиг. 32.4

Ако атом на *Si* в кристалната решетка се замени с атом на 5-валентен елемент, например *As* (арсен) (фиг. 32.4), неговият пети валентен остава несвързан в електронна двойка. Поради това връзката му с атома е слаба и той лесно се откъсва от него. В такъв кристал има свободни електрони. Полупроводникът притежава електронна проводимост (*N-проводимост*) и се нарича полупроводник от *N-тип*.

Некомпенсираният положителен заряд на *As* остава неподвижен и не участва в проводимостта.

Примеси, които довеждат до поява на свободни електрони в полупроводниците, се наричат *донори*.



фиг. 32.5

Нека в кристалната решетка на силиция, силициев атом е заместен с атом на тривалентен елемент, например *B* (бор). Този атом има 3 валентни електрона и чрез тях може да осъществи ковалентна връзка с 3 силициев атома (фиг. 32.5). връзката с четвърти атом остава неосъществена. Така възниква празно място (*дупка*), към която може да прескочи електрон от съседна ковалентна връзка и незащото място (*дупката*) се премества. Полупроводникът придобива дупчеста проводимост (*P-проводимост*) и се нарича полупроводник от *P-тип*.

Некомпенсираният отрицателен заряд на борния атом не може да се движи в кристала и да участва в проводимостта.

Примеси, които обуславят дупчеста проводимост, се наричат *акцептори*.

Токоносители, чието количество в даден полупроводник е преобладаващо, се наричат основни. В реалните примесни полупроводници винаги има малки количества от другия тип носители. Те се наричат неосновни.

Разгледаният механизъм на електричната проводимост обяснява силната ѝ зависимост от външни енергетични въздействия – те увеличават количеството на токоносителите.

32.5. Енергетични диаграми

Количественият анализ на полупроводниците и полупроводниковите прибори се базира на зонната теория (вж. т. 11).

На фиг. 32.6 е показана енергетичната диаграма на собствен полупроводников при който в зоната на проводимостта могат да попадат само електрони от валентната зона.

При всеки акт на възбуждане едновременно се създават два носителя на заряд с противоположни знаци - свободен електрон в зоната на проводимостта и дупка във валентната зона. Очевидно общото количество на носителите на заряд е два пъти по-голям от броя на електроните в зоната на проводимостта, т.е.

$$n_i + p_i = 2n_i,$$

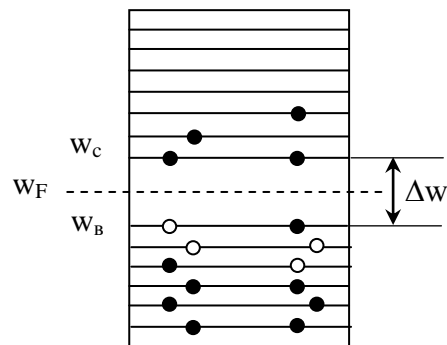
където n_i и p_i са концентрации на електрони и дупки. (Индексът i означава, че това са концентрации на собствени носители на заряд – от английската дума *intrinsic* – собствен).

Специфичната проводимост е:

$$\gamma = en_i\mu_n + ep_i\mu_p$$

(μ_n и μ_p са подвижности на електрони и дупки)*.

Равновесната концентрация на електроните при определена температура е:



фиг. 32.6

* За подвижност на токоносителите вж. т.21.4, ур.21.11.

$$n_i = 2N_c e^{-\frac{W_c - W_F}{kT}}, \quad (32.1)$$

а на дупките

$$p_i = 2N_B e^{-\frac{W_F - W_B}{kT}}. \quad (32.2)$$

N_c е брой на нивата в единица обем от полупроводника в зоната на проводимостта;

N_B - също във валентната зона;

W_F се нарича ниво на Ферми, което за собствен полупроводник се намира в средата на забранената зона. W_B , W_c са съответно горна граница на валентната зона и долна граница на зоната на проводимостта;

k – константа на Болцман.

Коефициентът 2 означава, че на всяко ниво могат да се намират по два електрона.

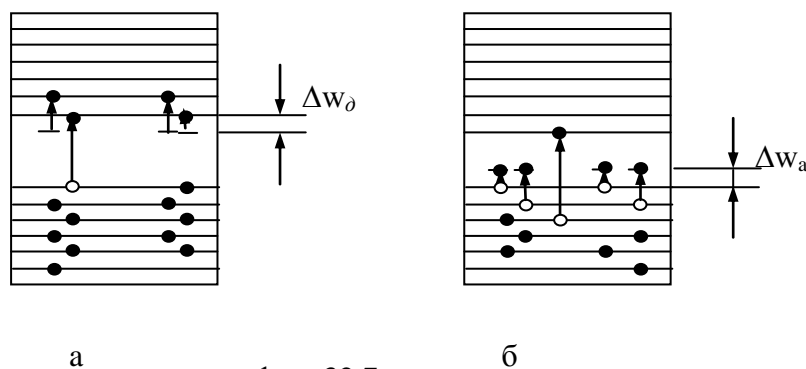
След преобразуване от уравнения (31.1) и (32.2) се получава

$$n_i = 2N_c e^{-\frac{\Delta W}{2kT}};$$

$$p_i = 2N_B e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}.$$

В повечето полупроводникови прибори се използват примесни полупроводници. Затова в практиката важно значение имат такива полупроводникови материали, в които забележима концентрация на собствени носители на заряди се появява при висока температура, т.е. полупроводници с достатъчно широка забранена зона. В работния температурен интервал свободни токоносители се получават от примесите.

Примесните атоми могат да създават локални енергетични нива в забранената зона на полупроводника. Когато тяхната концентрация е малка, те са разположени на толкова големи разстояния един от друг, че не взаимодействат помежду си. Затова локалните енергетични нива в забранената зона са почти такива, каквито са в свободния атом.



фиг. 32.7

На фиг. 32.7.а е показана енергетичната диаграма на полупроводник с донорни примеси. Запълнените при отсъствие на външни енергетични въздействия примесни нива са разположени в забранената зона близо до долната граница на зоната на проводимостта. Енергията на активизация на примесните атоми (ΔW_d) е по-малка от ширината на забранената зона на основния полупроводник (ΔW). Затова при нагряване преминаването на електрони от примесните нива в зоната на проводимостта

преобладава над възбудането на електрони от основната решетка. Положителните заряди, възникващи в местата на примесните атоми, остават локализирани, т.е. не могат да блуждаят из кристала и да участват в електропроводимостта.

В полупроводника концентрацията на електроните е по-голяма от концентрацията на дупките, появяващи се за сметка на преминаване на електрони от валентната зона в зоната на проводимостта. Той е полупроводник от N- тип.

Акцепторните примеси предизвикват появата на незапълнени нива, разположени в забранената зона, близо до горната граница на валентната зона (фиг.32.7.б). Понеже енергията за образуване на дупки във валентната зона в резултат на преминаване на електрони в нивата на примесите ΔW_a е значително по-малка от ширината на забранената зона, в полупроводника ще преобладава концентрацията на дупките и той ще притежава проводимост от P- тип (електроните преминали на примесните нива, не участват в електропроводимостта).

32.6. Зависимост на проводимостта от различни фактори

А. Температурна зависимост на проводимостта.

Проводимостта на даден полупроводник се определя от концентрацията на токоносителите и подвижността им.

Температурна зависимост на концентрацията на токоносителите

В широк температурен диапазон и за различно съдържание на примеси са в сила температурните зависимости на концентрацията на носителите в полупроводник от N-тип, изобразени на фиг.32.8.

В областта на ниските температури зависимостта $\ln n = f(\frac{1}{T})$ се представя чрез участък 1-4 от графиката. Концентрацията на токоносителите се обуславя само от примесите. Наклонът на графиката се определя от активационната енергия ΔW_a .

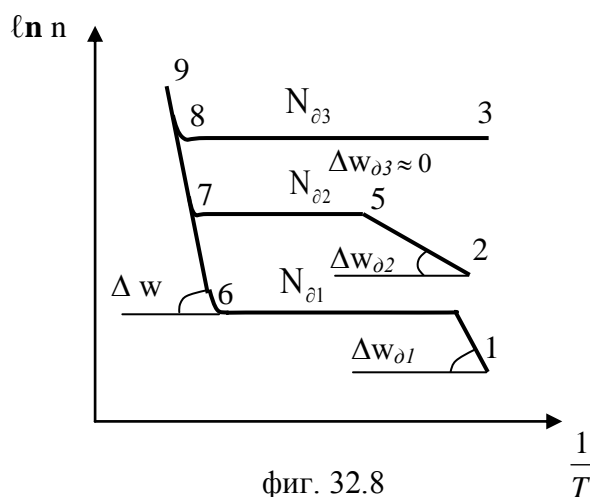
С повишаване на температурата броят на носителите, доставяни от примесите расте, докато не се изтопят електронните ресурси на примесните атоми. В участъка 4-6 примесите са изтощени, а преход на електрони през забранената зона още не се осъществява. При по-нататъшно повишаване на температурата започва бързо нарастване на концентрацията на носителите вследствие на преход на електрони през забранената зона (участък 6-9). Наклонът на тази част от графиката характеризира ширината на забранената зона ΔW .

Ъгълът на наклона на участък 1-4 зависи от концентрацията на примесните атоми N_{a1} . Колкото е по-голяма е концентрацията на примесните атоми ($N_{a1} < N_{a2} < N_{a3}$), толкова по-малка е енергията на активация ($\Delta W_{a1} > \Delta W_{a2} > \Delta W_{a3}$).

При достатъчно голяма концентрация на примесите $\Delta W_{a3} \approx 0$. Кривата се състои от две части-3-8 и 8-9. В първата концентрация на носителите на заряд е постоянна до температури, при които електрони започват да преминават през забранената зона.

Зависимост на подвижността на токоносителите от температурата

В полупроводниците с атомна решетка разсейването на носителите се дължи на топлинните колебания на решетката и на йонизираните примеси. Тези два механизма



фиг. 32.8

1

T

на разсейване водят до поява на два участъка в температурната зависимост на подвижността. При разсейване от топлинните колебания на решетката, подвижността намалява и се подчинява на зависимостта

$$\mu \sim \frac{1}{T^{3/2}}$$

При ниски температура топлинното разсейване е незначително и преобладаващо е разсейването от йонизирани примеси. В този случай е характерно намаляването на разсейването на движещите се частици при увеличаване на скоростта, тъй като те се намират по-малко време под влияние на полето на йонизираните примесни атоми. Затова с повишаване на температурата подвижността расте:

$$\mu \sim T^{3/2}$$

Ако в разсейването на носителите на заряд участвуват двата механизма с преобладаване на единия или другия в различните температурни интервали, то резултатната температурна зависимост на подвижността има вида, показан на фиг.32.9. Големините и положенията на максимумите в кривите зависят от концентрацията на примесите.

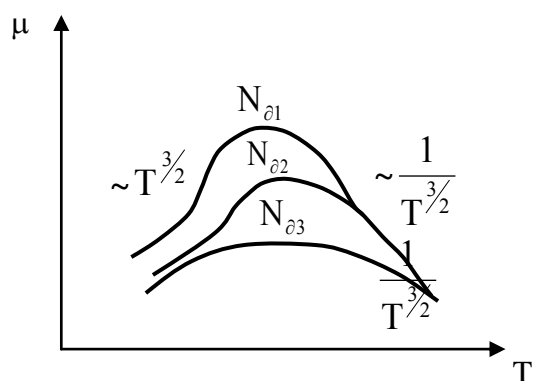
След разглеждане на влиянието на температурата върху концентрацията и подвижността на носителите на заряд, може да се представи и общият ход на изменението на проводимостта с температурата. В полупроводниците с атомна решетка подвижността се изменя с температурата сравнително слабо (по степенен закон), а концентрацията - много силно (по експоненциален закон). Затова температурната зависимост на проводимостта е подобна на температурната зависимост на концентрацията. В областта на изтощение на примесите (концентрацията е постоянна) изменението на проводимостта е обусловено от температурната зависимост на подвижността (фиг. 32.10).

За полупроводник с акценторни примеси зависимостите $\ln n(\frac{1}{T})$, $\mu(T)$ и $\ln \gamma(\frac{1}{T})$. (фиг. 32.8,9,10) са аналогични.

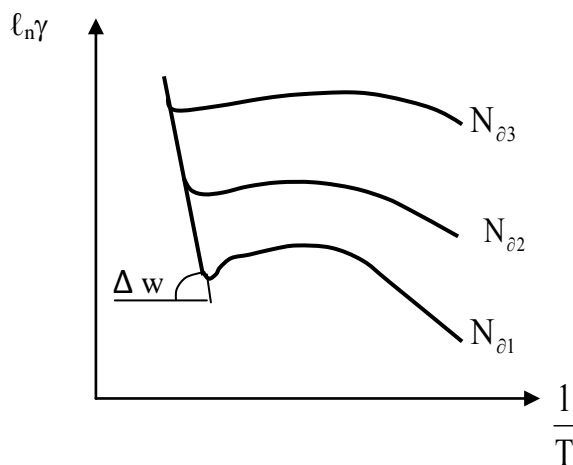
С помощта на кривите от фиг. 32.8 (респективно фиг. 32.10) могат да се намерят както ширината на забранената зона на полупроводника ΔW , така и енергията на активация на примесите ΔW_o и /или ΔW_a .

В реалните полупроводници ходът на тези криви може значително да се отклонява от описания вследствие на това, че физичните явления се описват в теорията приблизително, както и затова, че в материалите, използвани в практиката, има не един, а няколко вида примеси, при които енергията на активация може да бъде различна.

Ако за експоненциалните участъци на кривите се приеме опростената зависимост на специфичното съпротивление от температурата.



фиг. 32.9



фиг. 32.10

$$\rho = Ae^{\frac{\Delta W_{\delta}}{2kT}},$$

то изразът за температурния коефициент на специфичното съпротивление ще има вида:

$$\alpha_{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -\frac{1}{Ae^{\frac{\Delta W_{\delta}}{2kT}}} \cdot Ae^{\frac{\Delta W_{\delta}}{2kT}} \cdot \frac{\Delta W_{\delta}}{2kT^2} = -\frac{\Delta W_{\delta}}{2kT^2}.$$

При полагане

$$\frac{\Delta W_{\delta}}{2k} = b$$

се получава

$$\alpha_{\rho} = -\frac{b}{T^2}.$$

Очевидно температурният коефициент на специфичното съпротивление е отрицателен, намалява по абсолютна стойност с повишаване на температурата и се намира в право пропорционална зависимост от енергията на активация на примесите (ΔW_{δ} или ΔW_a) или от ширината на забранената зона на полупроводника (ΔW) в участъка на собствена електропроводимост.

Б. Влияние на деформацията върху проводимостта на полупроводниците

Проводимостта на твърдите кристални тела се изменя от деформация вследствие на увеличаване или намаляване на междуатомните разстояния, водещо до изменение на концентрацията и подвижността на токоносителите.

Концентрацията на носителите на заряд намалява или нараства вследствие изменение на ширината на енергетичните зони и изместване на примесните нива, което от своя страна води до изменение на енергията на активация на носителите на заряд.

Подвижността на носителите се изменя при увеличение или намаляване на амплитудата на колебания на атомите при тяхното отдалечаване или сближаване.

В различни полупроводници една и съща деформация може да предизвика както увеличение, така и понижаване на проводимостта.

Величината, числено характеризираща изменението на специфичната проводимост на полупроводниците при деформация, е тензочувствителността

$$d_{\rho} = \frac{\frac{\Delta \rho}{\rho}}{\frac{\Delta l}{l}},$$

която представлява отношение, между относителното изменение на специфичното съпротивление и относителната деформация в дадено направление.

В. Фотопроводимост

Същност. Зависимост от дължината на светлинната вълна

Фотопроводимост се нарича увеличението на електричната проводимост или все едно намаляване на специфичното съпротивление на веществата под действие на електромагнитно излъчване (в частност светлина).

Енергията на един фотон е:

$$W_{\Phi} = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad (32.3)$$

където $h = 4,13 \cdot 10^{-15}$, eV.s е константа на Планк, ν - честота на светлинната вълна в Hz, $c = 3 \cdot 10^8$, m/s - скорост на светлината във вакуум, λ - дължина на вълната в m; W_ϕ е в eV. [При преобразуване на уравнение (32.3) е използвана зависимостта $\lambda\nu = c$].

Когато попадне фотон в собствен полупроводник, енергията W_ϕ се изразходва за образуване на двойка електрон-дупка за сметка на преминаване на електрон от валентната зона в зоната на проводимостта. За това е необходимо да бъде изпълнено условието.

$$W_\phi \geq \Delta W .$$

Съществува гранична честота $\nu_{гр}$ респективно гранична дължина на вълната $\lambda_{гр} = c / \nu_{гр}$, при които енергията на фотона е достатъчна за възбуждане на електрон от най-горното ниво на валентната зона до най-ниското ниво от зоната на проводимостта.

Чрез полагане

$$\Delta W = W_\phi$$

от уравнения (32.3) се получава:

$$\begin{aligned} \nu_{гр} &= \frac{\Delta W}{h} ; \\ \lambda_{гр} &= \frac{hc}{\Delta W} . \end{aligned} \quad (32.4)$$

При увеличаване на честота ν , респективно намаляване на дължината на вълната λ , поради увеличаване на енергията на фотоните W_ϕ фотопроводимостта G_ϕ расте [(фиг.32.11 -участък 1 от кривата $G_\phi(\lambda)$)]

Чрез екстраполиране на стръмната част от кривата до пресичане с абсисната ос се намира $\lambda_{гр}$ и от уравнение (32.4) може да се определи ширината на забранената зона.

Когато h е в eV.s, c - в m/s, $\lambda_{гр}$ в m, за ΔW в eV следва

$$\Delta W = \frac{1,24}{\lambda_{гр}} \cdot 10^{-6} .$$

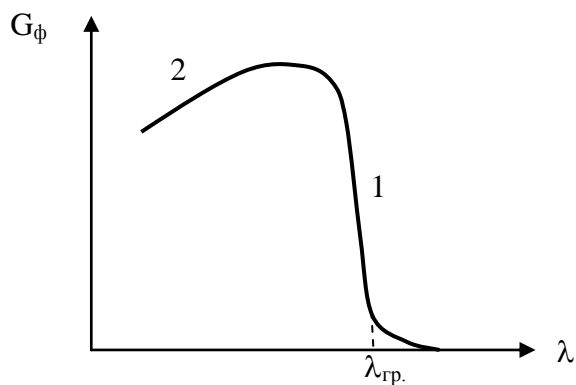
Ако $\lambda_{гр}$ е в μm ,

$$\Delta W = \frac{1,24}{\lambda_{гр}} .$$

Забранената зона за различните полупроводникови вещества има ширина от десети части от eV до 2-3 eV и затова фотопроводимост може да се наблюдава в инфрачервената, видимата и ултравиолетовата част на спектъра.

В областта на малките дължини на вълните се наблюдава спадане на фотопроводимостта (участък 2 от графиката на фиг. 32.11). Това се обяснява с увеличение на поглъщането при нарастване на честотата и намаляване на дълбочината, до която прониква падащата върху полупроводника електромагнитна енергия.

Описаното явление се нарича *вътрешен фотоефект*.



фиг. 32.11

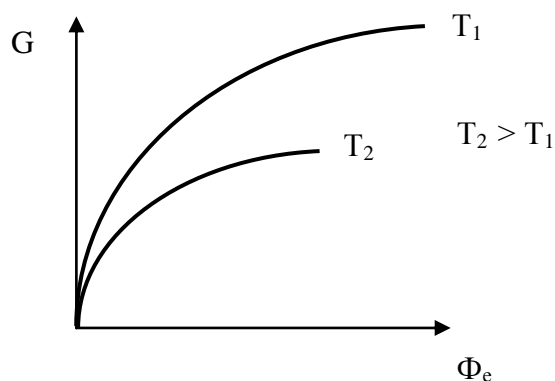
Зависимост на фотопроводимостта от лъчистия поток Φ_e *

При енергия на фотоните, осигуряваща поява на фотопроводимост едновременно се осъществяват 2 процеса - от една страна се увеличава концентрацията на носителите, а от друга страна едновременно с това се засилва рекомбинацията. В резултат се получава зависимостта, показана на фиг. 32.12, която може да се представи с уравнението

$$G_{\Phi} = B\Phi_e^x,$$

където B и x са коефициенти, характерни за полупроводника, Φ_e - лъчист поток; x се подчинява на условието $0 < x < 1$.

С повишаване на температурата фотопроводимостта намалява, което е свързано с увеличената вероятност за рекомбинация.



фиг. 32.12

Г. Електропроводимост на полупроводниците в силно електрично поле

Слабо е такова поле, в което проводимостта не зависи от интензитета, т.е. в сила е законът на Ом. Силни са полета, в които проводимостта се оказва зависеща от интензитета.

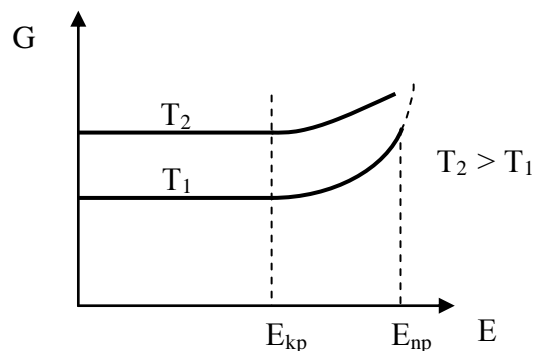
Критичен интензитет на полето $E_{кр}$ е този, който условно може да се приеме за граница между областите на слаби и силни полета (фиг. 32.13). Тази граница зависи от природата на полупроводника, концентрацията на примеси и температурата.

При интензитети $10^6 \div 10^7$, $\frac{V}{m}$ в полупроводника започват да се появяват нови носители и специфичната му проводимост нараства.

Една от причините за това е ударната йонизация в полупроводника. Електрони, ускоряващи се в полето по дължината на свободния им пробег, могат да натрупат енергия, достатъчна за възбуждане на електрони първоначално от примесите, а при по-нататъшно увеличаване на интензитета и от възлите на основната решетка. Ударната йонизация може да увеличава концентрацията на свободните носители, ако йонизиращият свободен електрон, възбуждайки свободен електрон, остава сам във възбудено състояние. Това се осъществява, ако кинетичната енергия на възбуждащия електрон е толкова голяма, че след акта на възбуждане на друг електрон, първият съхранява енергия, не по-малка от енергията на най-ниското ниво в зоната на проводимостта.

При образуване на допълнителни свободни електрони в резултат на ударна йонизация се появяват едновременно дупки. Новите носители след ускоряване могат също да образуват двойки носители и т.н.

При увеличаване на E до някаква стойност $E_{пр}$ нарастването на концентрацията

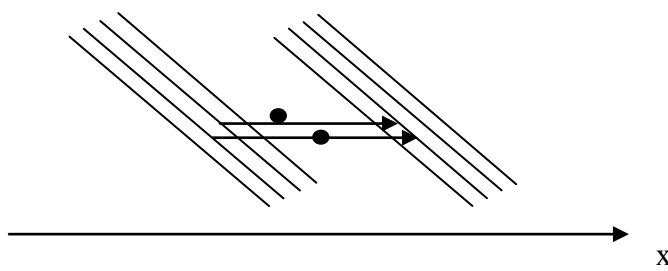


фиг. 32.13

* За лъчист поток Φ_e вж. т. 13.4.

на токоносителите частично се компенсира от обратния процес - рекомбинация. При $E > E_{пр}$ рекомбинацията вече не може да компенсира генерирането, концентрацията на носителите и плътността на тока растат лавинообразно, отделя се значително количество топлина - извършва се топлинен пробив и необратимо разрушаване на полупроводника.

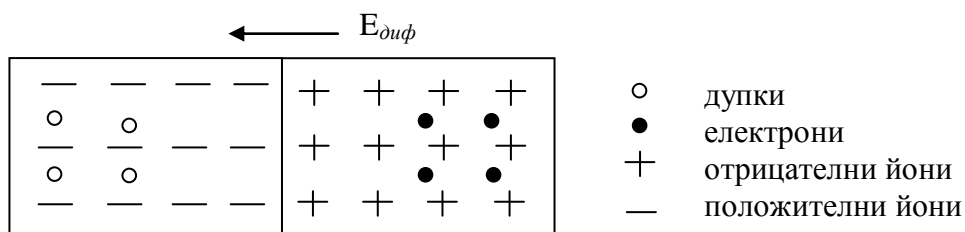
Друга причина за нарастване на концентрацията на носителите е *тунелният ефект*, който понякога се нарича вътрешна студена емисия. Същността му се състои в това, че достатъчно силно поле може да предизвика електронни преходи между валентната зона и зоната на проводимостта. За това се изисква интензитет от порядъка 10^9 V/m. Благодарение на вълновите свойства на електрона, съществува вероятност той да премине през забранената зона без изменение на енергията му. Явлението се обяснява с наклон на енергетичните зони в електрично поле (фиг. 32.14); x е пространствена координата.



фиг. 32.14

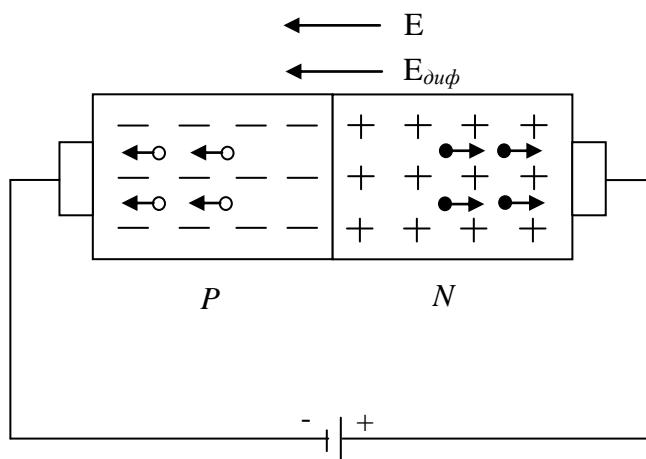
32.7. Свойства на PN преход

Чрез внасяне подходящи примеси в полупроводник, могат да се образуват 2 части с различни видове проводимост: P и N . Границата между двете области се нарича PN преход. P - полупроводникът съдържа дупки и свързани с кристалната решетка отрицателни акцепторни йони; N - полупроводникът съдържа свободни електрони и свързани с кристалната решетка положителни донорни йони (фиг. 32.15).



фиг. 32.15

След създаване на PN прехода започва проникване (дифузия) на дупки и електрони от едната област в другата. Дупките, проникнали в N -областта рекомбинират с намиращите се там свободни електрони. По същия начин електроните, проникнали в P -областта рекомбинират с намиращите се там дупки. В резултат на това акцепторните и донорните йони в граничната област вече не са неутрализирани и представляват неподвижни обемни заряди с противоположни знаци. Те създават вътрешно електрично поле - *дифузионно поле* - с интензитет $E_{диф}$.



фиг. 32.16

То е потенциална бариера, която спира по-нататъшното проникване на дупки от P - в N - областта на електрони от N - в P - областта.

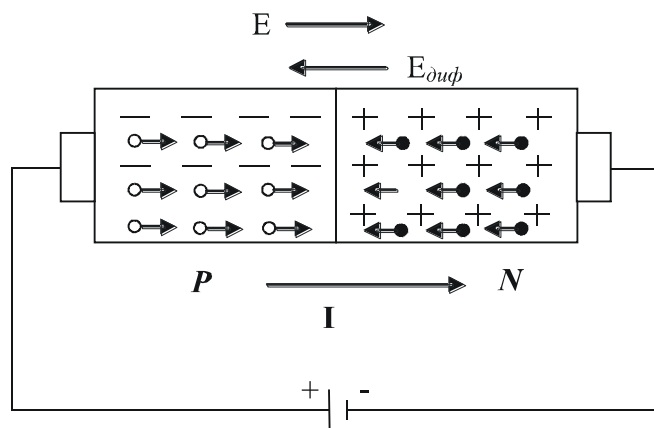
Поради рекомбинацията на преминалите през прехода електрони и дупки граничната област обеднява на токоносители, притежава голямо съпротивление и затова се нарича *спирацъ слой*.

Най-важно свойство на PN - прехода е неговата еднопосочна проводимост. Това означава, че в едната посока неговото съпротивление е голямо, а в другата-малко. За да се изясни тази особеност, първо се разглежда така нареченото обратно включване на прехода, при което неговото съпротивление е голямо - положителният полюс на източник е свързан с N - областта, а отрицателният- с P - областта (фиг.32.16).

При това включване дифузионното поле и външното поле са еднопосочни и в прехода действа сумарно поле с увеличен интензитет ($E_{диф.} + E$). То действа на токоносителите и те се отдалечават от прехода, т.е. обеднената зона (спирацията слой) се разширява и съпротивлението на прехода нараства.

Поради наличие на неосновни токоносители- N в P - областта и P в N – областта при обратно включване през реалния PN преход протича малък обратен ток.

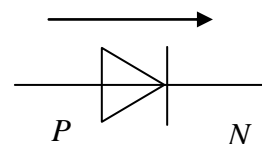
При право включване на прехода положителният полюс на източника е свързан с P - областта, а отрицателният- с N – областта (фиг.32.17).



фиг. 32.17

Дифузионното и външното поле са противоположни и в прехода действа разликата между техните интензитета: $E_{диф.} - E$. PN - преходът се стеснява и при $E \geq E_{диф}$ спирацията слой се разгражда. Основните носители от P - и N - областта проникват съответно в N - и P - областта, където те се оказват неосновни и рекомбинират с намиращите се там основни токоносители. От отрицателния полюс на източника в n областта постъпват нови електрони. От P - областта към положителния полюс преминават електрони и освобождават дупки. PN - преходът притежава малко съпротивление и през него протича ток.

PN - преходът се използва в голяма част от съвременните полупроводникови елементи – диоди (фиг.32.18), биполярни транзистори, тиристори, динистори, биполярни интегрални схеми.



фиг. 32.18

33. Видове полупроводникови материали

33.1 Химични елементи със свойствата на полупроводници

Най-широко използвани материали от тази група са германият и силицият, намиращи се в IV група от Менделеевата таблица. Към тях се причисляват също селенът и телурът (VI група от Менделеевата таблица), но те имат ограничено приложение. (Вж. Приложение 5).

Германият представлява крехък, светлосив материал. Неговото съществуване е предсказано от Менделеев през 1870г., който го е нарекъл екасилиций. През 1886г. е открит от Винклер, който му дава съвременното наименование. Германият е твърде рядък елемент – съдържанието му в земната кора се оценява на около $7 \cdot 10^{-4}\%$. Получава се от GeCl_4 , който се хидролизира, докато се получи GeO_2 . Последният се редуцира до прахообразен германий във водородна среда и се преработва чрез топене в графитна ладия и инертна атмосфера до получаване на германиеви слитъци. Понататъшната обработка има за цел почистване на германиевите слитъци от примесни атоми и кристализация до получаването на бездефектни кристали с необходимата чистота. Това става по методите на зонното топене или изтегляне на кристал от течна фаза.

Примесните германиеви полупроводници от N – тип се получават чрез легиране с антимон или арсен, а от P – тип чрез легиране с галий. Работният температурен интервал за германиевите елементи е от -60 до $+70^\circ\text{C}$.

Сравнително ниската горна гранична температура е сериозен недостатък на германиевите прибори.

Изработеният през 1948г. транзистор е германиев, но впоследствие постепенно германият започва да отстъпва на силиция като материал за изработване на полупроводникови елементи. Независимо от това се използва за изработване на специални прибори – датчици на магнитни полета, оптични лещи за инфрачервени лъчи, оптични филтри, модулатори на светлината, броячи на ядрени частици.

Силицият никога не е срещан в чист вид в природата, но независимо от това е един от най-разпространените елементи в земната кора (около 25%) – най-често като силициев диоксид. От силициевите оксидни съединения се получава SiCl_4 или SiHCl_3 , а от тях чрез редукция във водородна атмосфера се редуцира силиций. Пречистването на силиция става по метод на безтиглово зонно топене или изтегляне на кристали. Силицият има висока температура на топене (1414°C), при която е химически силно активен.

По-широката забранена зона определя и по-високата работна температура на силициевите полупроводникови елементи. Силиций от N – тип се получават чрез легиране с фосфор, а от P – тип - чрез легиране с индий. В зависимост от концентрацията на неконтролитаните примеси (чистотата) силициевите полупроводникови елементи имат горна гранична работна температура в интервала $120-200^\circ\text{C}$. Това е сериозно предимство пред германиевите елементи.

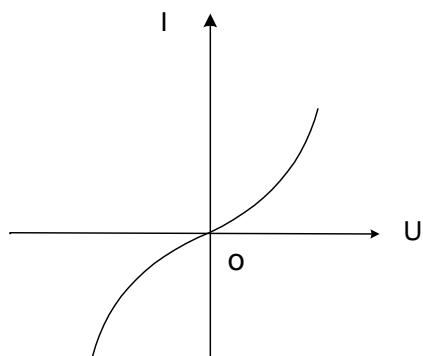
Силицият се използва широко в производството на диоди, транзистори, интегрални схеми, слънчеви елементи и др.

Селенът съществува в няколко разновидности с различен цвят и кристален строеж. Полупроводник е сивият кристален селен.

Приложението му в съвременното производство на полупроводникови прибори е ограничено. От него се изработват светлочувствителни елементи.

33.2 Химични съединения със свойствата на полупроводници

Полупроводникови материали от типа $A^{IV}B^{IV}$. (Символът означава съединение на елементи от IV група с елементи от IV група на Менделеевата таблица). Типичен представител е силициевият карбид (SiC). Получава се при висока температура от кварцов пясък в присъствие на въглерод. В зависимост от примесите цветът му се изменя от черен, зелен, оранжев, светлосин до безцветен.



фиг. 33.1

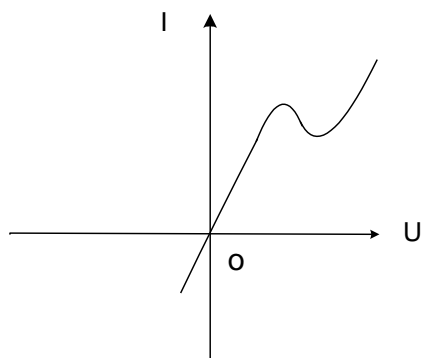
$$I = BU^\beta,$$

където B и β са константи, характерни за конкретен образец; β се нарича *коэффициент на нелинейност*.

Полупроводникови материали от типа $A^{III}B^V$.

Основният метод за получаване на тези съединения е чрез непосредствено взаимодействие на елементите във вакуум или инертна среда.

Увеличаването на сумарния атомен номер на съединението води до стесняване на широчината на забранената зона.



фиг. 33.2

Галиевият арсенид ($GaAs$) е тъмносив материал. Широчината на забранената му зона е по-голяма от тази на Ge и Si , а също така и подвижността на токоносителите му е по-голяма. Широката забранена зона обуславя висока работна температура (до около $450^\circ C$), а голяма подвижност на токоносителите – възможност за работа във високочестотно електрично поле. Използва се за изработване на тунелни диоди [диоди, в чиято волт-амперна характеристика има падащ участък (фиг.33.2)], фотолуминесцентни източници на светлина (светодиоди), полупроводникови лазери,

детектори на ренгеново лъчение.

Индиевият антимонид ($InSb$) е блестящ материал. Той е с много тясна забранена зона и много голяма подвижност на токоносителите. При нормална температура материалът има собствена проводимост поради тясната забранена зона.

Използва се за изработване на датчици на магнитно поле, детектори на инфрачервено лъчение, термоелектрични генератори и охладители.

Галиевият фосфид се използва за изработването на светодиоди с червено или зелено светене в зависимост от примесите.

Полупроводникови материали от типа $A^{II}B^{VI}$. Типични представители са сулфидите – кадмиев сулфид (CdS), цинков сулфид (ZnS) (ширината на забранената му зона е $\Delta W=3,6$ eV и по този показател би трябвало да се причисли към диелектриците); селенидите – кадмиев селенид (CdSe), живачен селенид (HgSe); телуриди – кадмиев телурид (CdTe), живачен телурид (HgTe). CdTe, CdS, а също оловен сулфид (PbS), бисмутов сулфид (Bi_2S_3) се използват за изработване на фоторезистори (резистори, чието съпротивление намалява при осветяване).

Сулфидите се използват в качеството на луминифори – вещества, които преобразуват погълнатата от тях енергия в светлина.

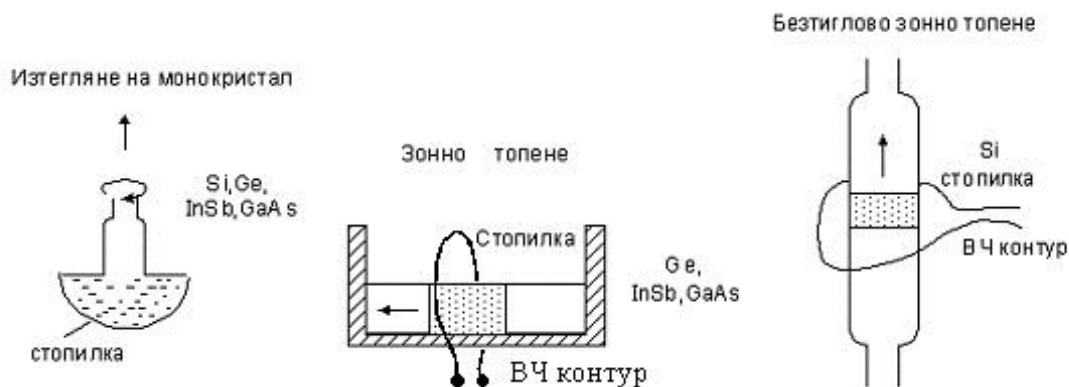
Оксидни полупроводникови материали

Използват се за изработване на терморезистори – резистори с отрицателен температурен коефициент на съпротивлението. С цел получаване на точно определени свойства се прилагат смеси от оксиди ($CuO - Mn_3O_4$; $NiO - Mn_3O_4$; $NiO - Co_3O_4 - Mn_3O_4$ и др.)

34. Методи за обработка на полупроводникови материали

От всички методи за получаване на полупроводникови монокристали най-широко приложение са получили методите чрез изтегляне на кристал от стопилка, зонно топене и безтиглово топене (фиг.34.1).

Методът на изтегляне на монокристал от стопилка се състои в бавното изтегляне на ос, на чийто край е закрепен монокристален зародиш на стопилката. По този начин стопилката започва бавно да кристализира върху монокристалния зародиш, който извършва и въртеливо движение по време на изтеглянето. Скоростта на кристализация се регулира чрез температурата на стопилката и количеството изгубена топлина вследствие на топлопроводността по кристала и по оста на излъчването от повърхността на стопилката. Скоростта на изтегляне и въртене определя диаметъра на кристала. Възможно е да се получат кристали с диаметър от няколко милиметра до няколко сантиметра. Методът е технологичен и евтин.



фиг. 34.1

При метода на зонното топене чрез високочестотно индукционно нагряване се оформя тясна зона от стопилка, която се придвижва бавно по дължината на слитъка от полупроводников материал, поместен в графитова ладия. Така по посока на движението се получава разтопяване на материала, а в края на разтопената зона започва кристализацията. При постепенната кристализация материалът се пречиства, защото примесите остават в разтопената зона, където се разтварят по-лесно, отколкото в кристализиралата фаза. Процесът се повтаря няколко пъти до постигането на

необходимата чистота и разпределение на примесите по дължината на кристала. Краят, където се съсредоточават примесите, се отрязва.

Скоростта на движение на разтопената зона е в границите от 15 - 20 μ m/s. Методът се използва за пречистване и кристализация на материали със сравнително ниска температура на топене, при която не се извършва химична реакция с материала на ладията.

Безтигловото зонно топене е специално разработен метод за обработка на силиций. При температурата на топене силицият е силно активен и независимо от материала на ладията се получава допълнително замърсяване по време на зонното топене. Силициевия слитък е разположен вертикално и е закрепен чрез кварцови държатели. Върху единия държател е поставен кристален зародиш. Чрез високочестотно индукционно нагряване се създава разтопена зона, при движението на която се получават описаните процеси на зонно топене. Силите на повърхностно напрежение на течния силиций удържат стопилката в разтопената зона. Методът осигурява получаването на кристали с максимална чистота, а като недостатък трябва да се спомене невъзможността да се получат кристали с по-големи диаметри.

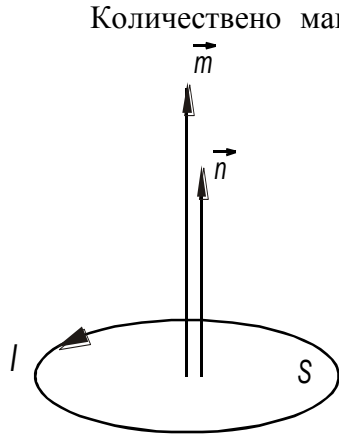
Кристализацията по описаните три метода се извършва във вакуум или инертна атмосфера.

VI. МАГНИТНИ МАТЕРИАЛИ

35. Общи сведения за магнитното поле и магнитните материали

35.1. Основни понятия

Известно е, че магнитното поле се поражда от движещи се електрични заряди. От друга страна движещи се в магнитно поле заряди изпитват действието на сили.



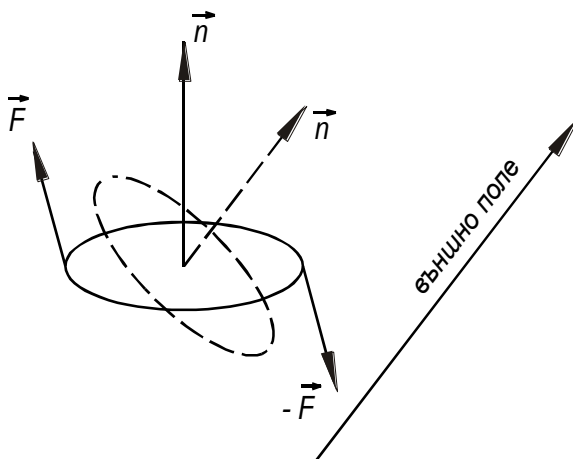
фиг. 35.1

Количествено магнитното поле може да се характеризира чрез действието, което то оказва върху затворен равнинен проводников контур, по който тече ток с големина I (фиг.35.1). \vec{n} е нормален единичен вектор към равнината, определена от контура; S е лице на повърхнината, която той загражда. Посоките на \vec{n} и I са свързани чрез правилото на десния винт - ако токът е по посока на въртене на винта, \vec{n} е по посока на постъпателното му преместване.

Контурът се характеризира с векторната величина $\vec{m} = IS\vec{n}$,

наречена *магнитен момент*.

При внасяне на контура във външно магнитно поле върху него действат двойка сили $(\vec{F}, -\vec{F})$, обуславяща въртящ момент \vec{M} с големина $M = Fd$ (фиг.35.2). d е разстояние между правите, определени от силите \vec{F} и $-\vec{F}$. Контурът се завъртва, заемайки положение на устойчиво равновесие, в което посоката на \vec{n} се приема за посока на полето.



фиг.35.2

Въртящият момент зависи от ъгъла между \vec{n} и посоката на магнитното поле и има максимална стойност M_{\max} , когато този ъгъл е $\pi/2$. Когато векторът \vec{n} е успореден на външното поле, $M = 0$

Характеристика на магнитното поле е векторната величина магнитна индукция \vec{B} , чиято големина е

$$B = \frac{M_{\max}}{m} = \frac{M_{\max}}{IS}$$

Дименсията за \vec{B} е *Тесла* (Т)

Движенията на електроните в атом (молекула или йон) обуславят орбитални и спинови магнитни моменти, чиято векторна сума определя магнитния момент на съответната частица. Ядрото също притежава магнитен момент, но той е пренебрежимо малък.

При внасяне на вещество в магнитното поле магнитните моменти на неговите атоми (молекули или йони) се стремят да се ориентират преимуществено по посока на магнитната индукция - тялото се намагнитва. Това негово състояние се характеризира с величината намагнитеност \vec{H}_i , която е равна на сумарния магнитен момент в единица обем:

$$\vec{H}_i = \frac{\sum \vec{m}}{\Delta V},$$

където: $\sum_{\Delta V} \vec{m}$ е сумарен магнитен момент в обем ΔV .

Магнитната индукция \vec{B} във веществото е векторна сума от магнитната индукция на външното поле (съществуващо във вакуум) \vec{B}_0 и магнитната индукция $B_{\text{втр.}}$ на вътрешно поле, създадено от електроните на атомите (молекулите или йоните):

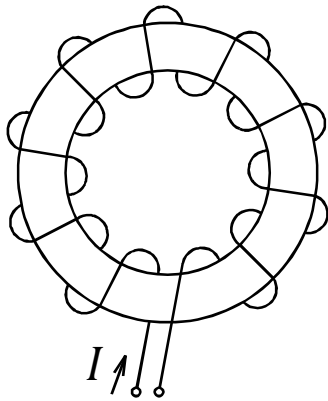
$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_{\text{втр.}}$$

Освен магнитна индукция, магнитното поле се характеризира с величината *интензитет* \vec{H} (с дименсия A/m). Дефинира се чрез уравнението

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{H}_i, \quad (35.1)$$

където, $\mu_0 = 4 \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$ (Хенри на метър) е магнитна константа.

Интензитетът на магнитното поле \vec{H} в непрекъсната еднородна среда не зависи от нейното естество. Същото твърдение е валидно и в случай, че \vec{H} е насочен по допирателната към граничната повърхност на образец. Така е например за тороид, върху който равномерно е навит проводник, създаващ магнитно поле при протичане на ток през него (фиг.35.3).



фиг.35.3

Намагнитността \vec{H}_i е пропорционална на интензитета на полето \vec{H} :

$$\vec{H}_i = \chi_m \vec{H}, \quad (35.2)$$

където коефициентът на пропорционалност се нарича магнитна възприемчивост (безразмерна величина).

При вземане под внимание на уравнение (35.2) от (35.1) следва

$$\vec{B} = \mu_0 (\chi_m + 1) \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H}. \quad (35.3)$$

Величината $\chi_m + 1 = \mu_r$ се нарича *относителна магнитна проницаемост*

За вакуум $\chi_m = 0, \mu_r = 1$ и

$$\vec{B} = \vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}. \quad (35.4)$$

При сравняване на уравнения (35.3) и (35.4) се получава

$$\vec{B} = \mu_r \vec{B}_0$$

или
$$\mu_r = \frac{B}{B_0}. \quad (35.5)$$

Следователно относителната магнитна проницаемост μ_r е равна на отношението между магнитната индукция във веществото и индукцията на външното магнитно поле, създадено във вакуум.

Величините χ_m и μ_r характеризират магнитните свойства на материалите.

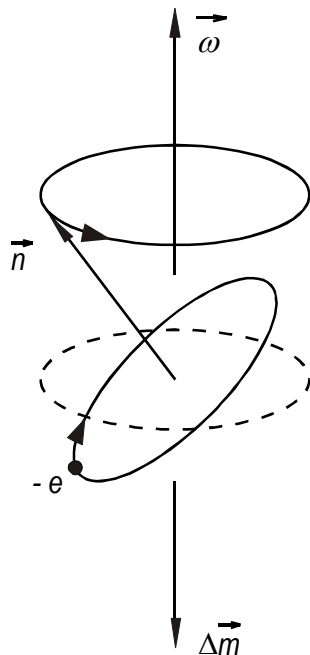
35.2. Видове магнетизъм

Различават се 5 вида магнетизъм: *диамагнетизъм, парамагнетизъм, феромагнетизъм, антиферомагнетизъм и феримагнетизъм*. Веществата, за които са

свойствени тези видове магнетизъм, се наричат съответно *диамагнетици*, *парамагнетици*, *феромагнетици*, *антиферомагнетици* и *феримагнетици* (*ферити*).

За *диамагнетиците* χ_m е отрицателна величина с много малка абсолютна стойност от порядъка 10^{-6} . Съответно $\mu_r \approx 1$.

Диамагнетизмът се проявява в материали, при които има пълно компенсиране на всички орбитални и спинови магнитни моменти. Диамагнетици са например всички инертни газове, вода, цинк, злато, живак и др. Под влияние на магнитно поле с индукция \vec{B} в тях се получава намагнитеност \vec{H}_i , насочена противоположно на \vec{B} .



фиг.35.4

Физичното обяснение на диамагнетизма е следното: под действие на външно магнитно поле се изменя орбиталното движение на електроните в атома - възниква прецесия, при която всяка електронна орбита променя ориентацията си в пространството по такъв начин, че нормалният единичен вектор \vec{n} спрямо равнината ѝ описва конична повърхнина с кръгова честота ω , пропорционална на магнитната индукция B (фиг.35.4); това предизвиква поява на магнитен момент $\Delta\vec{m}$ насочен противоположно на \vec{B} и по големина пропорционален на B .

Диамагнетизмът е свойствен за всички вещества. Когато собственият сумарен магнитен момент на атома или молекулата не е равен на 0, явлението остава скрито поради много по-силните ефекти, дължащи се на парамагнетизъм или феромагнетизъм.

Парамагнетиците имат положителна магнитна възприемчивост със стойност от порядъка 10^{-3} - 10^{-6} , т.е. $\mu_r \gg 1$.

Парамагнетизмът е явление, което се наблюдава във вещества, чиито атоми (молекули или йони) притежават постоянен магнитен момент, дължащ се на некомпенсирани магнитни моменти, обусловени от орбитални движения на електроните. При отсъствие на външно магнитно поле тези моменти са ориентирани във всички посоки равновероятно, поради което тялото не притежава намагнитеност. Парамагнетици са например Al, Pt.

Под действие на външно магнитно поле парамагнетиците придобиват намагнитеност \vec{H}_i , която е еднопосочна с външното поле.

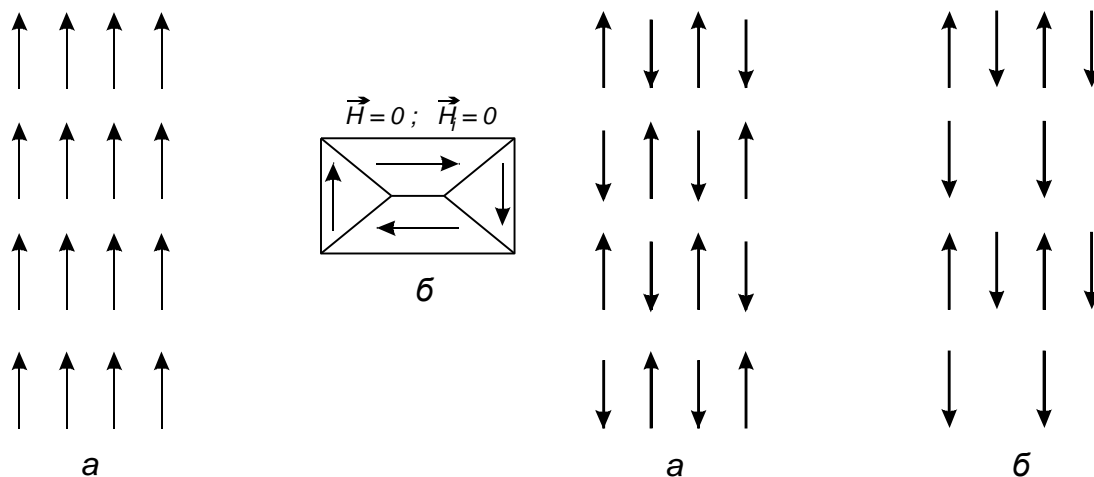
Феромагнетиците са вещества, притежаващи свойството силно да се намагнитват във външно магнитно поле и частично да съхраняват намагнитеността си при премахване на полето. Имат положителна магнитна възприемчивост, достигащи до 10^5 - 10^6 , т.е. $\chi_m \gg 1$, респективно $\mu_r \gg 1$.

Изследванията показват, че феромагнетизмът има не орбитален, а спинов произход.

Феромагнетици са химични елементи (метали) с недостроени вътрешни електронни слоеве, съдържащи електрони, чиито спинови магнитни моменти не са взаимно компенсирани. Такива са желязо (*Fe*), кобалт (*Co*), никел (*Ni*), гадолиний (*Gd*). Свойства на феромагнетици притежават и някои сплави, несъдържащи феромагнитни елементи - например системите манган-антимон (*Mn-Sb*), манган-алуминий- сребро (*Mn-Al-Ag*) и др.

Във феромагнетиците има спонтанно намагнитени макрообласти с размери от порядъка 10^{-4} - 10^{-6} m в които всички магнитни моменти на атомите (молекулите или йоните) са еднопосочно ориентирани (фиг.35.5.a)

В немагнитен образец при отсъствие на външно магнитно поле магнитните моменти на домените са насочени базразборно в целия обем и намагнитеността $\vec{H}_i = 0$ (фиг.35.5.б).



фиг.35.5

фиг.35.6

Антиферомагнетичите се характеризират с антипаралелно ориентиране на некомпенсирани магнитни моменти на съседни атоми (молекули, йони) (фиг.35.6.а.). Те са подобни на слаби парамагнетици.

Антиферомагнетик е например хромът (Cr).

Феримагнетизмът е некомпенсиран антиферомагнетизъм. Наблюдава се, когато насочените антипаралелно некомпенсирани магнитни моменти на съседни атоми (молекули, йони) са с различни големина или когато не е еднакъв броят на противоположно насочените моменти (фиг.35.6.б). Феримагнетизъм могат да притежават само химични съединения. Съдържат Fe_2O_3 и един или повече оксиди на двувалентни (по-рядко едновалентни) метали.

Феримагнетичите (феритите) имат доменна структура, магнитната им възприемчивост и съответно относителната магнитна проницаемост са много по-големи от 1, следователно те, подобно на феромагнетичите притежават способността силно да се намагнитват във външно магнитно поле. Някои ферити се отличават с голямо специфично съпротивление.

Въпреки, че по същността на магнитните си свойства диамагнетичите, парамагнетичите и антиферомагнетичите се различават помежду си, относителната им магнитна проницаемост μ_r е почти една и съща, близка до 1 и практически еднаква с тази на вакуум. Ето защо тези 3 групи вещества се отнасят към немагнитните материали.

Феромагнетичите и феритите образуват групата на силно магнитните вещества. Макар, че природата на магнетизма им е различна, те имат сходни магнитни свойства и често не се прави разлика между тях от потребителска гледна точка, освен в случаите, когато се използват някои техни специфични особености. В електротехниката и електрониката те се прилагат като *магнитни материали*.

35.3.Криви на намагнитване

В следващото изложение при разглеждане на явленията и ефектите в магнитните материали, както и техните свойства, се приема, че магнитното поле се създава в непрекъснат (затворен) образец (магнитопровод) (вж.фиг.35.3). Върху него е навит проводник. В зависимост от вида на тока, протичащ през намотката (постоянен

или променлив), се създава съответно постоянно или променливо поле. В първия случай интензитетът е

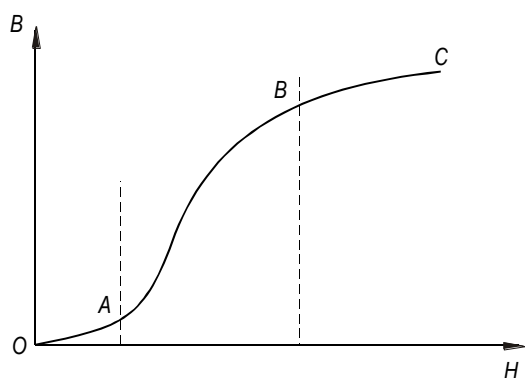
$$H = \frac{Iw}{l_{cp}}, \quad (35.6)$$

където I е големина на тока, w – брой навивки, l_{cp} – средна дължина на магнитпровода.

Във втория случай, например при синусоидален ток, се създава синусоидално изменящо се магнитно поле с амплитуда на интензитета

$$H_m = \frac{\sqrt{2}Iw}{l_{cp}}, \quad (35.7)$$

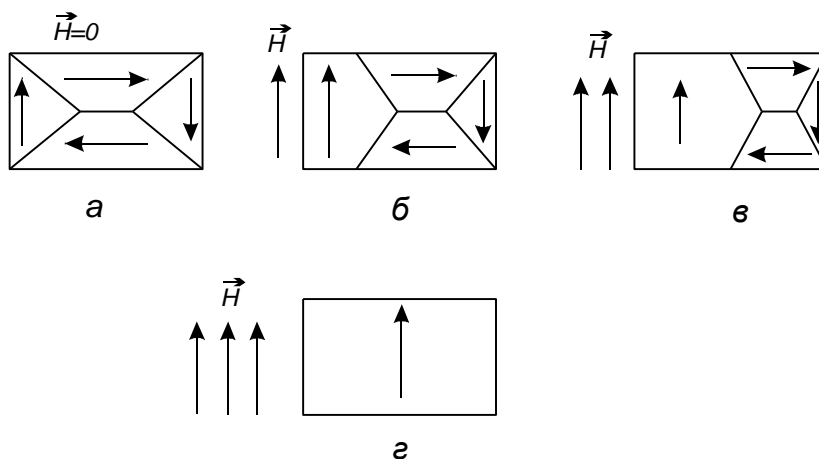
където I е ефективна стойност на тока (вж.т.8)



фиг.35.7

Ако образец от феромагнитен материал не е намагнитен, то при прилагане на магнитно поле с монотонно нарастващ интензитет H , магнитната индукция B ще нараства по така наречената *начална крива на намагнитване* (фиг.35.7). На тази крива се различават 3 характерни участъка: начален участък OA , характеризиращ се с малък наклон; среден участък AB с голям наклон; краен участък BC (зона на насищане) с малък наклон. Характерът на кривата на начално намагнитване се обяснява със следните процеси:

- в участък OA се извършва обратимо преместване на доменните граници – увеличават се размерите на тези домени, чиито магнитни моменти сключват остър ъгъл



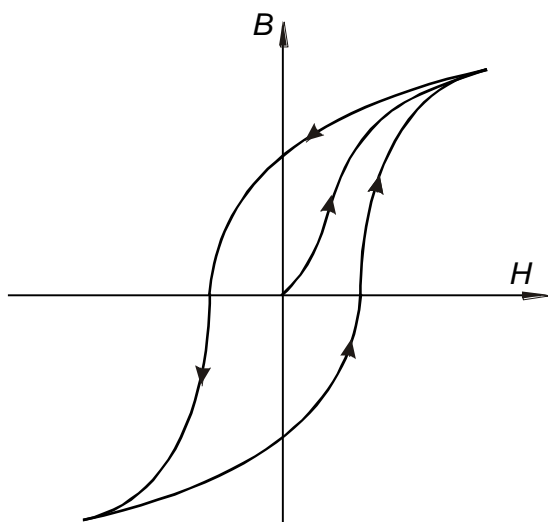
фиг.35.8

с интензитета \vec{H} на външното поле и намаляват размерите на домениите, чиито магнитни моменти сключват тъп ъгъл с \vec{H} (фиг.35.8.б);

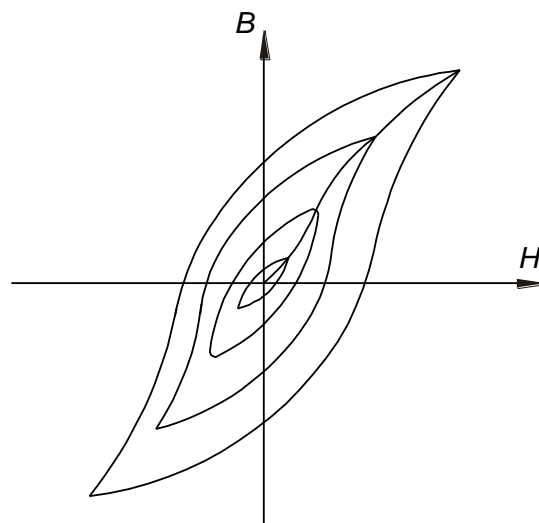
- в участък AB доменните граници се преместват необратимо (фиг.35.8.в);

- в участък BC се завъртват векторите на магнитните моменти по посока на външното поле (фиг.35.8.г).

Ако се намагнетизира феромагнетик в магнитно поле, а след това от дадена точка на началната крива на намагнитване интензитетът \vec{H} започва да намалява, магнитната индукция \vec{B} също ще намалява, но не по началната крива, а по друга, по-високо разположена. При увеличаване на \vec{H} в противоположна посока образецът се



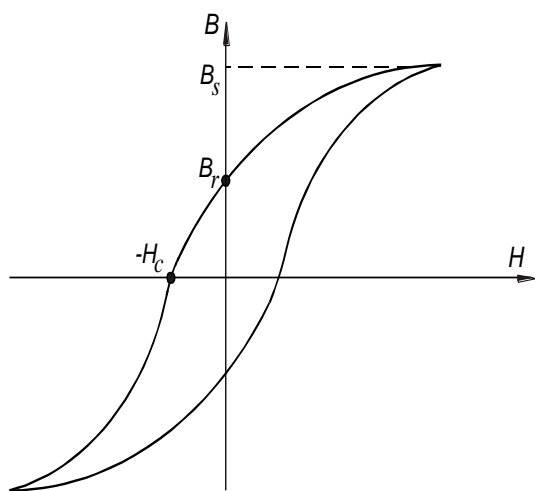
фиг.35.9



фиг.35.10

размагнетва и пренамагнетва, а при нова промяна на посоката на \vec{H} , \vec{B} може да възвърне първоначалната си стойност, т.е. ще бъде описана затворена линия, наречена *хистерезисна крива* (или *хистерезисен цикъл*) (фиг.35.9).

В зависимост от максималната стойност на H за един цикъл, може да се получи семейство хистерезисни криви (фиг.35.10). Ако се съединят върховете им с плавна линия, ще се получи *основната крива на намагнитване*.



фиг.35.11

Линията, която разделя хистерезисния цикъл на 2, равни по площ части, се нарича *средна крива на намагнитване*.

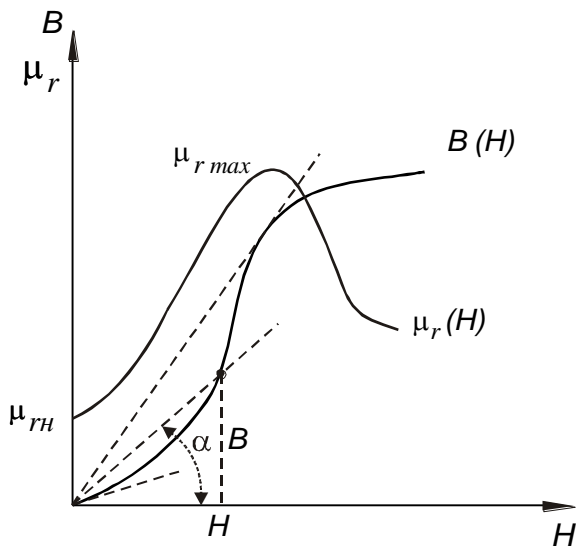
Цикълът, при който се достига насищане, се нарича *граничен*. От него се дефинират 3, характерни за магнитните материали величини (фиг.35.11).

B_s е *магнитна индукция на насищане*. Стойността на B при $H=0$ в процеса на размагнитване на образец, намагнетен до насищане, се нарича *остатъчна магнитна индукция* : B_r . За да се намали магнитната индукция до 0, е необходимо да се приложи обратно поле с интензитет $-H_c$, наречен *коерцитивен интензитет*.

35.4. Относителна магнитна проницаемост

А. Статична относителна магнитна проницаемост

Тази величина може да се получи за всяка точка от началната крива на намагнитване при бавно изменение на H по уравнението



фиг.35.12

$$\mu_r = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{B}{H}, \quad (35.8)$$

следващо от (35.3).

Относителната магнитна проницаемост μ_r е пропорционална на B/H ($\mu_r \sim B/H$), т.е. $\mu_r \sim \text{tg } \alpha$ (фиг.35.12).

В зависимостта $\mu_r(H)$ се различават две характерни стойности на μ_r : μ_{rH} – начална относителна магнитна проницаемост (в слаби магнитни полета); μ_{rmax} – максимална относителна магнитна проницаемост.

В. Динамична относителна магнитна проницаемост

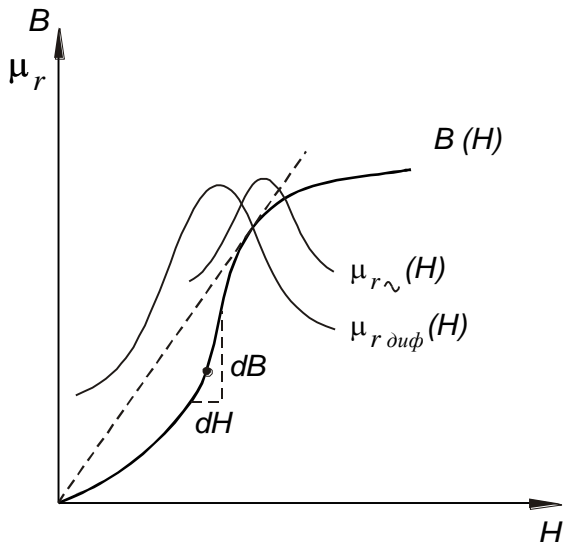
Определя се за променливо магнитно поле от основната крива на намагнитване по уравнението:

$$\mu_{r\sim} = \frac{1}{\mu_0} \frac{B_m}{H_m}, \quad (35.9)$$

където B_m и H_m са амплитудни (максимални) стойности на B и H .

Г. Диференциална относителна магнитна проницаемост

Определя се по ъгловия коефициент на тангентата към дадена точка от основната крива на намагнитване или от уравнението



фиг.35.13

$$\mu_{r \text{ диф}} = \frac{1}{\mu_0} \frac{dB}{dH} \quad (35.10)$$

(вж. фиг.35.13).

От чертежа е ясно, че максимумът на $\mu_{r \text{ диф}}$ е изместен спрямо максимума на $\mu_{r\sim}$ наляво.

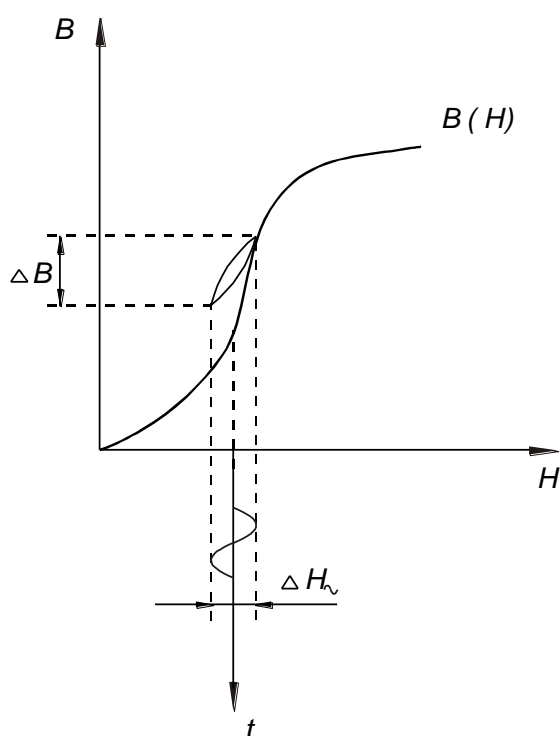
Д. Реверсивна относителна магнитна проницаемост

Дефинира се при използване на магнитен материал при едновременно въздействие на постоянно (силно) и променливо (слабо) магнитно поле :

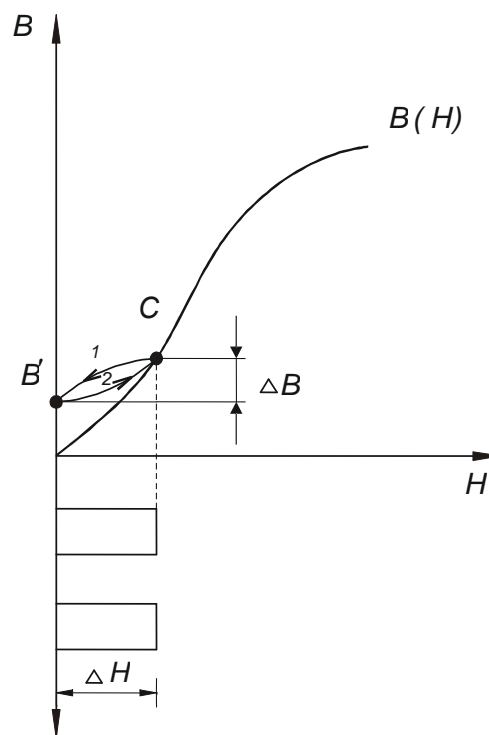
$$\mu_{r \text{ рев}} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\Delta B \sim}{\Delta H \sim} \quad (35.11)$$

(вж.фиг.35.14).

В този случай материалът се пренамагнитва по неголям частен хистерезисен цикъл.



фиг.35.14



фиг.35.15

Е. Импулсна относителна магнитна проницаемост

Използва се при работа в импулсно магнитно поле. Смисълът ѝ е изяснен на фиг.35.15.

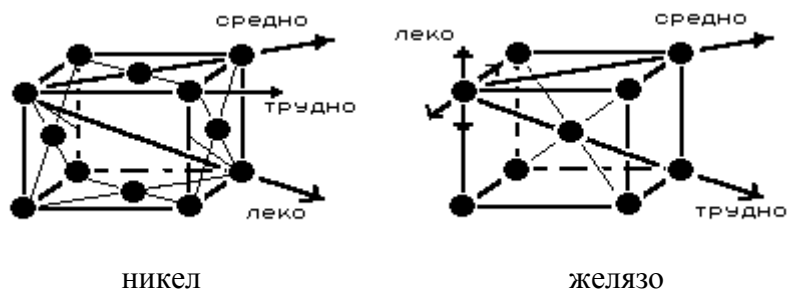
Върху оста на времето t са нанесени правоъгълни импулси на интензитета на магнитното поле с амплитуда ΔH . По време на първия импулс се описва част от началната крива на намагнитване до т.С. След прекратяване на импулса образецът се размагнитва до магнитна индукция B' по крива $CI B'$. При втория и всеки следващ импулс образецът се намагнитва по крива $B' 2C$ и в паузите се размагнитва по крива $CI B'$. Така се описва частен хистерезисен цикъл. Импулсната относителна магнитна проницаемост е

$$\mu_{r \text{ имп}} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\Delta B}{\Delta H}. \quad (35.12)$$

35.5. Ефекти в магнитните материали

А. Магнитна анизотропия

Кристалите на магнитните материали проявяват анизотропни свойства, т.е. намагнитването се осъществява в различна степен в зависимост от посоката на магнитното поле. Различават се посоки на леко, средно и трудно намагнитване. На фиг. 35.16 тези посоки са показани за елементарните клетки от кристалните решетки на желязото и никела.



фиг.35.16

Поликристалните материали имат изотропни магнитни свойства, защото кристалните зърна в тях са разположени по случаен начин в обема и всички посоки са равновероятни. Ако поликристалната структура се подложи на обработка така, че да се получи ориентиране на зърната преимуществено в дадена посока, поликристалният материал придобива анизотропни магнитни свойства. Такава структура се нарича *текстура*, а процесът – *текстуриране* (вж.т.2.3).

Б. Магнитострикция

Магнитострикция е промяна на линейните размери на феро- и феримагнитни вещества при намагнитване. Възниква в резултат на изменение на размерите на магнитните домени. Количествена характеристика на явлението е коефициентът

$$\lambda_s = \frac{\Delta l_s}{l_0} = \frac{l_s - l_0}{l_0},$$

където l_0 е дължина на образец при отсъствие на поле; l_s – дължина на образца по направление на полето при насищане.

Това явление е характерно за всички магнитни материали. Коефициентът λ_s може да е както положителен, така и отрицателен. От феромагнитните метали най-голям по абсолютна стойност е за никел (Ni) (но с отрицателен знак). Следователно никелът се свива по направление на намагнитване, но се удължава в напречно направление.

Обемът на магнитният материал също не остава постоянен при намагнитване.

В. Загуби на енергия в магнитните материали

Когато магнитен материал се намира в променливо магнитно поле, цикличното пренамагнитване се осъществява с определени загуби, отделящи се във вид на топлина.

Според причините загубата са:

- загуби от хистерезис;
- загуби от *вихрови токове* *;
- допълнителни загуби.

Загубите на мощност от хистерезис се подчиняват на уравнението

$$P_h = \eta f B_m^n V \tag{35.13}$$

където η е коефициент, зависещ от материала (основен химичен състав, примеси,

* *Вихрови токове (токове на Фуко)* – паразитни токове, индуцирани в проводници, намиращи се в променливо магнитно поле.

текстура) ; f – честота ; B_m – максимална стойност на магнитната индукция в цикъла ; V – обем на образеца ; степенният показател n е в границите $1,6 \div 2$.

Загубите от вихрови токове се определят от уравнението :

$$P_f = \xi f^2 B_m^2 V, \quad (35.14)$$

където ξ е коефициент, зависещ от материала (неговото специфично съпротивление, плътност) ; от формата и размерите на образеца.

Поради факта, че P_f зависи от втората степен на честотата, а P_η – от първата, при високи честоти се отчитат преди всичко загубите от вихрови токове.

Г. Отдаване на енергия във външното пространство

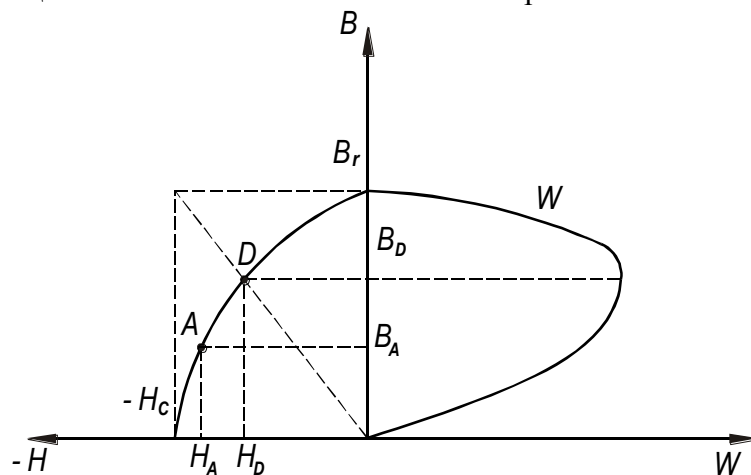
Енергията на магнитното поле в единица обем (плътност на магнитната енергия) се определя от уравнението

$$W = \frac{BH}{2}. \quad (35.15)$$

Когато магнитният образец (например тороид) е затворен (вж.фиг.35.3) в околното пространство магнитно поле практически не съществува.

При намагнитване до насищане ($B=B_s$) след снемане на полето остатъчната магнитна индукция е B_r . Но интензитетът е $H=0$. Според уравнение (35.15) $W=0$.

При наличие на въздушна междина в магнитопровода се образуват магнитни полюси. Те създават външно магнитно поле в междината и размагнитващо магнитно поле вътре в материала. Затова магнитното му състояние се определя от кривата на размагнитване - частта от хистерезисния цикъл във втори квадрант (фиг.35.17). Надясно по абсисната ос се нанася магнитната енергия W .



фиг.35.17

Поради размагнитващото действие на магнитните полюси магнитната индукция е по-малка от B_r , например B_A . Съответният интензитет е H_A . Магнитната енергия във въздушната междина за единица обем е

$$W_A = \frac{B_A \cdot H_A}{2}. \quad (35.16)$$

А се нарича работна точка.

С намаляване на дължината на образеца и нарастване на въздушната междина се увеличава размагнитващото действие на полюсите, B клони към 0 , а H към $-H_c$; съгласно уравнение (35.15) W се стреми към 0 .

При определено положение на работната точка (D) W има максимална стойност:

$$W_{\max} = \frac{B_D \cdot H_D}{2},$$

Един от начините за определяне на режима, осигуряващ максимум на отдадената във въздушната междина енергия е следният: построява се правоъгълник със страни B_r и H_c ; прекарва се диагоналят му през началото на координатната система; той пресича кривата на намагнитване в търсената работна точка D (фиг.35.17).

Максималната енергия W_{\max} е толкова по-голяма, колкото по-значителни са остатъчната магнитна индукция B_r и коерцитивният интензитет H_c , т.е. колкото е по-широк хистерезисният цикъл на образеца. Това са характерни качества на *магнитно твърдите материали*. Най-често те се използват за изработване на постоянни магнити.

Магнитно твърдите материали се характеризират с коефициент на изпъкналост на намагнитващата крива:

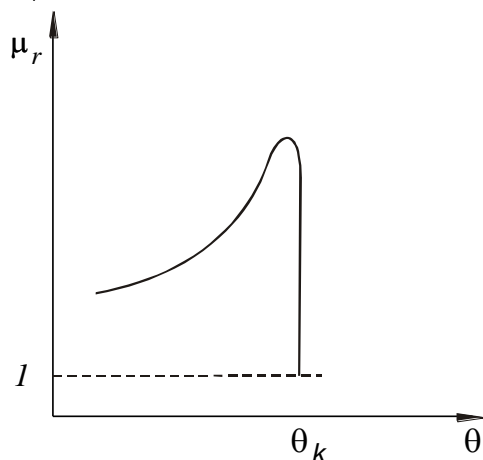
$$\gamma = \frac{(BH)_{\max}}{B_r H_c}.$$

Обикновено $0,25 < \gamma < 1$. Препоръчително е γ да има по-голяма стойност.

35.6. Зависимост на магнитните характеристики от различни фактори

А. Влияние на температурата върху относителната магнитна проницаемост

Относителната магнитна проницаемост μ_r на феро- и феримагнитните материали зависи от температурата така, както е показано на фиг.35.18 – при загряване μ_r расте, достига максимум при температура около точката на Кюри θ_k , над която рязко спада до 1.



фиг.35.18

При $\theta > \theta_k$ областите на спонтанно намагнитване (домените) се разрушават от топлинното движение на частиците и материалът губи магнитните си свойства, като се превръща в парамагнетик. За желязото точката на Кюри е 768°C , за кобалта 1131°C , за никела 358°C .

Процесът на изменение на μ_r в зависимост от температурата е обратим – при охлаждане веществото отново възвръща магнитните си свойства.

Б. Зависимост на относителната магнитна проницаемост от честотата на магнитното поле

Както е известно, при променливо магнитно поле във всеки проводник, включително и в магнитните материали възникват вихрови токове, които с увеличаване на честотата нарастват. Те на свой ред също създават магнитно поле, което е противоположно насочено на намагнитващото поле, т.е. вихровите токове имат намагнитващо действие. Резултатната магнитна индукция спада от повърхността към вътрешността на образеца – ефективното му сечение намалява, съответно спада μ_r .

За ограничаване на вихровите токове при високи честоти се използват магнитни материали с голямо специфично съпротивление. Такива са магнитодиелектриците и

феритите (вж.т. 36.2). В широк честотен диапазон тяхната относителна магнитна проницаемост остава постоянна, но при високи честоти, превишаващи определена критична стойност за даден материал, μ_r намалява поради инертността на пренамагнитване, свързана с инертността на доменните граници.

В. Зависимост на магнитните свойства от механични и термични въздействия

Вътрешните напрежения в кристалната решетка на феромагнетик препятстват при намагнитване нарастването на домените и ориентирането на техните моменти по посока на полето. Затова с увеличаване на вътрешните напрежения относителната магнитна проницаемост намалява, а коерцитивният интензитет расте. Такива напрежения възникват при валцоване, коване, изтегляне и пр.

За възстановяване на първоначалните магнитни свойства материалите се подлагат на отвръщане (загриване и бавно охлаждане), което премахва вътрешните напрежения.

Магнитните свойства зависят от големината на кристалните зърна. Техните повърхностни слоеве, вследствие на изкривявания в строежа се характеризират с повишен коерцитивен интензитет. При дребнозърнеста структура повърхността на единица обем е по-голяма и затова H_c е с увеличена стойност.

Вътрешни напрежения се предизвикват от примеси (кобалт – Co , хром – Cr , волфрам- W) или от замърсявания (кислород). При използване на примеси, чрез операцията закаляване (загриване и бързо охлаждане), а понякога и чрез ориентация на домените в магнитно поле, могат да се получат материали с голям коерцитивен интензитет и малка относителна магнитна проницаемост.

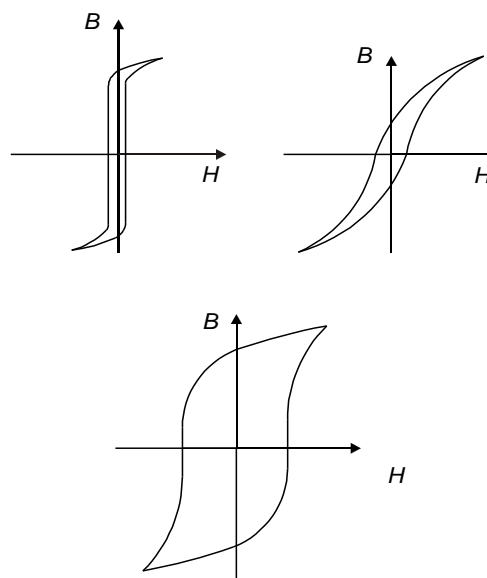
В Приложение 6 символно е показано влиянието на различни фактори върху магнитните характеристики.

35.7. Класификация на магнитните материали

Използваните в електротехниката и електрониката материали се класифицират на :

1. Магнитно меки – а) характеризиращи се с малък коерцитивен интензитет и голяма относителна магнитна проницаемост. Хистерезисният им цикъл е тесен (фиг.35.19.а).

2. Магнитно твърди – б) с голям коерцитивен интензитет и малка относителна магнитна проницаемост. Хистерезисният им цикъл е широк (фиг.35.19.б).



фиг.35.19

Условна гранична стойност на H_c , по която се различават магнитно меките и магнитно твърдите материали е $4 \frac{kA}{m}$.

3. Магнитни материали със специално предназначение

Магнитно меките материали се делят на нискочестотни и високочестотни. Вторите са с повишено или високо специфично съпротивление.

Магнитно твърдите се делят на материали за постоянни магнити и за запис и съхранение на информация.

Магнитните материали със специално предназначение са :

- а) с правоъгълен хистерезисен цикъл;
- б) магнитострикционни;
- в) термомагнитни;
- г) материали с постоянна относителна магнитна проницаемост в слаби полета ;
- д) материали с голяма магнитна индукция на насищане.

36. Най-често използвани магнитни материали

36.1 Магнитно меки материали за ниска честота

Магнитно меките материали се характеризират с голяма магнитна проницаемост, малък коерцитивен интензитет и малки загуби от хистерезис.

Към магнитно меките материали се отнасят:

Електролитно желязо – получава се чрез електролиза на разтвор от железен сулфат или железен двухлорид.

Карбонилно желязо – получава се чрез термично разлагане на железен пентакарбонил.

Употребяват се при производството на цели ядра за постоянен магнитен поток. Използват се за високочестотни ядра, които се изработват от пресован железен прах с електроизолационни свързващи вещества.

Електротехническа стомана. Характерно за този вид материал е въвеждането на силиций в състава му. С това се цели повишаване на електричното съпротивление и магнитната проницаемост и намаляване на коерцитивния интензитет и загубите от хистерезис. Количеството на въведения в състава силиций не трябва да надхвърля 4%, тъй като в противен случай се получава много крехък материал.

За да се повиши магнитната проницаемост, в последните години започна производството на стомана чрез горещо и студено изтегляне и специална термообработка. В резултат се получава т. нар. текстурирана стомана, чийто кристали са ориентирани по посока на изтеглянето.

Електротехническа стомана се употребява за магнитопроводи в електрическите съоръжения. Съдържащата по-голям процент силиций (наречена трансформаторна) ламарина служи за направа на магнитопроводи на трансформатори и дросели, а тази с по-малък процент (наречена още динамоламарина) – за направа на магнитопроводи в електрическите въртящи се машини.

Студено изтеглената ламарина се произвежда във вид на ленти, от които се навиват магнитопроводи, което от една страна позволява механизиране на тази операция, а от друга – намалява размерите на трансформаторите с 25 – 40%.

Необходимо е да се подчертае, че независимо от относително високото електрично съпротивление, което електротехническата стомана притежава, за да се намалят до минимум загубите от вихрови токове, магнитопроводите се събират от отделни листове, изолирани по между си.

Желязно-никелови слави. Сплавите със съдържание на никел от 35 до 85% се наричат пермолой. Те се характеризират с висока начална и максимална относителна магнитна проницаемост, която достига 200000, и малък коерцитивен интензитет – 1,6А/м. Недостатъците на този вид сплави са малкото електрично съпротивление и зависимостта на магнитната проницаемост от честотата (за честоти над 100Hz).

Употребяват се главно в съобщителната апаратура, в телефонната и радиопромишлеността за производство на магнитопроводи за релета, индукционни бобини, магнитофонни глави, магнитни екрани и др.

Сплави на желязото със силиций и алуминий. Сплав със състав желязо, силиций-9,5%, алуминий – 5,6% се нарича *алсифер*. Тя се характеризира с твърдост и крехкост, високи начална и максимална магнитна проникваемост и малък коерцитивен интензитет. Алсиферът се употребява при производството на магнитни екрани и корпуси на уреди. Смяян на фин прах, той се използва при производството на магнитопроводи, които работят при висока честота.

36.2 Магнитно меки материали за висока честота

Магнитодиелектрици – двукомпонентни магнитни материали от прах на магнитно-мек материал (карбонилно желязо, алсифер, магнетит - $FeO.Fe_2O_3$) и диелектрик (шеллак, фенолформалдехидна смола, полистирол, течно стъкло, керамика), който изолира една от друга феромагнитните частици и същевременно ги свързва механично. Намират приложение при производството на сърцевини за бобини, работещи при висока честота в слаботоковата техника.

Ферити - голяма група магнитни материали, известни още като магнитни керамики. Получават се по методите на керамичната технология от метални оксиди като изходни материали, които се отнасят към групата на полупроводниковите материали и диелектрици според поведението им в електричното поле. Това означава, че те имат високо специфично съпротивление, с което удовлетворяват едно от изискванията към високочестотните магнитни материали.

Феритите представляват система от един или няколко метални оксиди (по-често на двувалентен и по-рядко на едновалентен метал), които заедно с двужелезния триоксид (Fe_2O_3) участват в сложна кристална структура. Тяхната химична формула в обобщен вид е $MO.Fe_2O_3$, където с М е означен металният йон (Mn, Ni, Cu и др.). Феритите, в които участва само един метален оксид освен Fe_2O_3 , се наричат моноферити, а такива с повече оксиди – полиферити.

Технологията на производството на феритите се състои в синтез на твърди разтвори от магнитни и немагнитни оксиди. Синтезът се осъществява чрез изпичане на еднородна по състав смес от fino смлени прахове на изходните материали при температура в интервала от 1100 до 1400°C и определен газов режим. По време на изпичането се получава материал с плътна еднородна маса и хомогенна кристална структура.

Според функцията, която изпълняват феритите се разделят на магнитно меки, с правоъгълен хистерезисен цикъл, СВЧ* – ферити и магнитно твърди. Феритите се разделят на групи и според състава – никел–цинкови (Ni-Zn), манган–цинкови (Mn-Zn), манган–магнезиеви Mn-Mg), манган–медни (Mn-Cu), литий-никелови (Li-Ni) и др.

Никел-цинковите ферити ($NiO.ZnO$) Fe_2O_3 имат широко разпространение поради голямата начална магнитна проникваемост, ниския коерцитивен интензитет и малките загуби. Началната магнитна проникваемост на тези ферити е от няколко единици за високочестотните до няколко хиляди за нискочестотните. Стойността ѝ зависи от съдържанието на немагнитния цинков оксид. Никел-цинковите ферити намират приложение в честотния обхват от 0,1 до 100MHz. Поради ниската точка на Кюри те имат повишена температурна нестабилност. Използват се за изработването на магнитопроводи за трансформатори, ядра на бобини и дросели, към които не се поставят изисквания за висока температурна стабилност. Никел-цинковите ферити с малки стойности на началната магнитна проникваемост ($\mu_{rn} < 150$) имат повишена

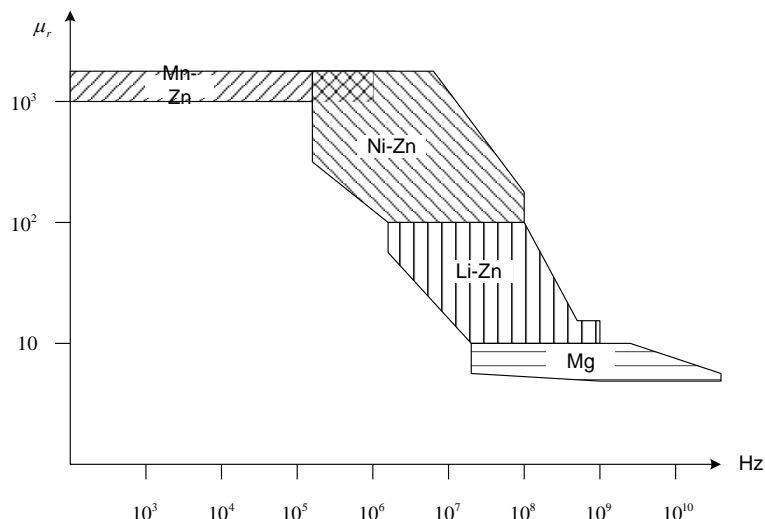
*СВЧ – ферити – свръхвисокочестотни ферити

температурна стабилност, поради което могат да се използват за работа в слаби магнитни полета.

Всички никел-цинкови ферити притежават висока магнитострикция.

Манган-цинковите ферити ($\text{MnO} \cdot \text{ZnO}$) Fe_2O_3 са другата група широко използвани ферити. Те се прилагат за работа до по-ниски честоти от никел-цинковите. Приложението им е същото. Няма висока магнитострикция и са с по-висока температурна стабилност.

Като СВЧ - ферити се използват манган-магнезиевите ферити с високо съдържание на MgO . В някои случаи са подходящи литий-цинковите ферити. Особено ценни свойства за СВЧ- приложения имат ферити на итрий, гадолиний и други редкоземни елементи.



фиг. 36.1

На фиг. 36.1 са илюстрирани ориентировъчни стойности на относителната магнитна проницаемост и честотния диапазон на работа за някои най-често използвани ферити.

36.3 Магнитно твърди материали

Магнитно твърдите материали се характеризират с голям коерцитивен интензитет и голяма магнитна енергия.

Основната им употреба е за направа на различни видове постоянни магнити. Към тази група спадат следните материали:

- Закалена въглеродна стомана – най-евтиния магнитно твърд материал с остатъчна магнитна индукция до 0,9T и коерцитивен интензитет до 4760A/m. Основен недостатък е липсата на стабилност и размагнитване под влияние на механични въздействия.

Лети сплави:

- Ални – сплав на желязото, никела и алуминия с остатъчна магнитна индукция до 0,55T и коерцитивен интензитет до 43800A/m.

- Алниси - сплав на желязо, никел, алуминий и силиций с остатъчна магнитна индукция до 0,4T и коерцитивен интензитет до 63500A/m.

- Алнико - сплав на желязото, никела, алуминия, кобалта и медта с остатъчна магнитна индукция до 1,25T и коерцитивен интензитет до 43800A/m.

Общ недостатък на всички изброени сплави са трудностите при изработването на изделия с точни размери и невъзможността за механично обработване. През

последните години в качеството на магнитно твърди материали се използват бариевы, стронциевы и кобалтови ферити. Те са известни под наименованието *оксидни магнити*. Характеризират се с коерцитивен интензитет от 108 до 264kA/m и W_{\max} от 4,8 до 32kJ/m³. Получават се чрез пресоване на прах от съставни компоненти и изпичане при висока температура. Изработените по този начин детайли са с достатъчно точни размери и не изискват допълнителна обработка. Бариевите ферити имат голяма стабилност на магнитните свойства във времето, но зависят от температурата; повечето са от летите сплави (до 10 пъти). Кобалтовите ферити са значително по-скъпи: магнитните им свойства се изменят по-малко при изменение на температурата.

През последните години се появиха достъпни по цена редкоземни метали с достатъчна степен на чистота. Благодарение на големия коерцитивен интензитет и максимална специфична енергия на съединенията от вида RCO_5 - където R е редкоземен елемент (например итрий, церий, самарий и др.) намират приложение за производството на магнити. Тяхната голяма употреба зависи от разработването на приложими технологични методи, вкл. от създаването на мощни намагнитващи уредби и разработването на съответни конструкции на магнитни системи. Граничните теоретични магнитни стойности на материалите от вида RCO_5 са в границите H_c от 10000 до 20000kA/m и W_{\max} - от 90 до 112kJ/m³.

36.4 Аморфни метални сплави

Аморфните метални сплави (металните стъкла) са нови материали, които се отличават от обикновените метали и сплави по това, че при тях атомите не са подредени в кристална решетка. С други думи те по структурата си не се различават от силикатните стъкла или полимерните аморфни материали. Качествено новата (в сравнение с класическите метални сплави) структура на металните стъкла има определени последствия за техните механични, електромагнитни, химични и други свойства.

До около 1960 г. термообработката на металните сплави обикновено се е свеждала до нагряването им в твърдо състояние до определена температура, престояването им известно време при тази температура и последващата им закалка при стайна или по-ниска температура със зададена скорост, не превишаваща 10³ °C/s. Тези начини на термообработка позволяват да се управлява кристалната микроструктура на металните сплави и по такъв начин съществено да се влияе върху техните физикомеханични и други свойства. При това обаче не може да се постигне качествено изменение на самата структура, която се запазва кристална. Постигнатите ефекти се свеждат до изситняване на кристалната им структура.

При аморфните метални сплави или металните стъкла се постига появата на аморфна структура. Физичните принципи, на които се основава получаването на металните стъкла и разработването на технологии за производството им, следват дългогодишна металургична традиция. Пол-Дюве – САЩ и Мирошниченко и Сали – ОНД са първите изследователи, на които принадлежи идеята за реализиране на изключително бързо охлаждане на металните сплави от стопилка със скорости от порядъка на милиони градуси в секунда. Тази идея се основава на следните съображения: При достатъчно висока температура металните сплави се намират в течно състояние, тъй като системата има най-ниска свободна енергия, когато атомите ѝ се намират в хаотично, неподредено състояние. От термодинамична гледна точка тази хаотична структура съответства на равновесното състояние на системата при дадените условия. При охлаждането на металната стопилка под някаква определена температура, системата се характеризира с най-ниска свободна енергия в кристално, а не в течно състояние. При това атомите на отделните компоненти се групират в

определени кристални образувания – фази. Те могат да бъдат една или няколко и се характеризират с определен тип кристална решетка. Образоването на кристалните фази от стопилка обаче е процес, който е свързан с дифузионното движение на атомите към отреденото им място в кристалната решетка и поради това изисква определено време за завършването си. Поради това всяка стопилка може да бъде преохладена под равновесната температура на начало на кристализацията. Ако охлаждането се проведе умерено бързо, образуването на кристални фази не може да се избегне, но е възможно реализирането на така наречените неравновесни структури с излишък или недостиг на атоми от определен тип, а в някои случаи се постига и качествено изменение на типа на кристалната решетка.

Какво би станало, ако металната стопилка се охлади “безкрайно бързо”? С понижаването на температурата вискозитетът на стопилката нараства по експоненциален закон с нарастване на преохлаждането. Това силно затруднява дифузионното придвижване на атомите и им пречи да се групират в подредени кристални образувания. Когато стойността на вискозитета достигне 10^{13} , Pa.s, атомите стават практически неподвижни. Реализира се така нареченото стъкловидно състояние, което по структура не се различава от течностите, но притежава физикомеханични свойства, които го правят практически неразлично от твърдите тела с кристална структура. При лабораторните си експерименти Дюве е използвал апаратура, наречена по-късно “оръдие на Дюве”, с чиято помощ разтопена метална капка се изхвърля с огромна скорост от газова ударна вълна срещу масивна медна плоча. При тази схема на работа скоростите на охлаждане на стопилката достигат и надвишават 10^8 °C/s.

По този начин са били застъклени редица сплави на основата на металите злато, паладий, желязо, никел, кобалт, мед, цирконий и др. в комбинация с така наречените елементи – аморфизатори – силиций, бор, фосфор и въглерод. Аморфните сплави на основата на желязо, мед и титан притежават по-добри якостни характеристики в сравнение с конвенционалните високояки стомни. Поради това са перспективни за изработването на композиционни материали с висока якост.

При феромагнитните метални стъкла отсъствието на кристална структура води до силно намаление на магнитната им анизотропия, в резултат на което те притежават отлични магнитномеки свойства. В същото време те притежават отлични механични показатели, което представлява една необичайна комбинация. Също така те притежават много добра корозионна устойчивост, което е характерно за материалите с хомогенна структура. Съчетанието на отлични магнитномеки характеристики със специфично електросъпротивление, което е няколко пъти по-високо от това на магнитномеките кристални материали (силициева ламарина), използвани за разработването на магнитопровода за силови трансформатори предлага като потенциална възможност силно понижаване на загубите от хистерезис.

Общоприет понастоящем принцип за класификацията на аморфните метални сплави е според химичната природа на елементите, от които се формират. Тези сплави се делят на два основни типа: метал-неметал и метал-метал. Вторият тип се подразделя на комбинацията редкоземен метал-преходен метал* и комбинацията преходен метал-цирконий или хафний.

Сплавите метал-неметал понастоящем наброяват стотици или дори хиляди комбинации, поради което изброяването им е невъзможно. Характерното при тях е, че те се състоят от 70-80 атомни % от преходните метали желязо, кобалт и никел, самостоятелно или в комбинация, и 20-30 атомни % от така наречените неметал-аморфизатори бор, силиций, фосфор и въглерод. Тъй като аморфната структура в първо приближение може да се разглежда като изотропна, това има за резултат много

*Преходни метали са желязо, кобалт, никел.

ниски стойности на коерцитивния интензитет, на хистерезисните загуби и висока относителна магнитна проницаемост.

Всичко казано по-горе е вярно и за сплавите тип преходен метал-цирконий или хафний. Като правило тези сплави съдържат около 10 атомни % цирконий или хафний, като областта на съществуване на аморфната фаза съществено се разширява при добавката на няколко атомни процента бор. Свойствата на тези аморфни сплави са подобни на сплавите от тип преходен метал-неметал и приложението им вероятно ще бъде подобно на тяхното.

Различните типове аморфни метални сплави могат да бъдат класифицирани по отношение на потенциалното и настоящото им приложение като магнитномеки материали по следния начин:

а) аморфни сплави на основата на желязото, характеризиращи се с висока индукция на насищане, сравнително ниска проницаемост и висок коефициент на магнитострикция. Те се използват главно в електротехниката за експлоатация при промишлени честоти (50-60Hz). Този начин на приложение изисква използването на относително големи количества аморфни метални сплави, главно за изработване на магнитопроводи на силови трансформатори. Това автоматично поставя на първо място изискването за приемлива цена на новите материали.

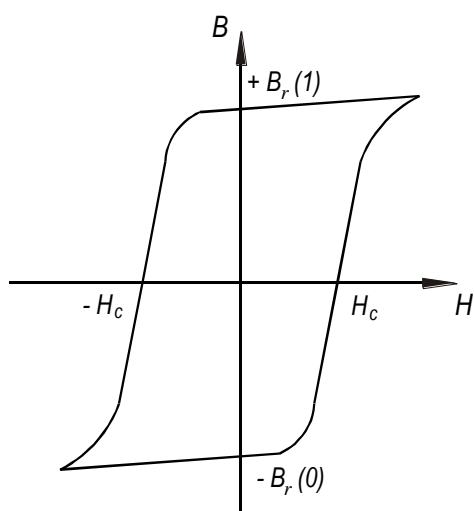
б) аморфни метални сплави на основата на елементите желязо, никел и отчасти кобалт, които се характеризират със средно висока индукция на насищане и средно висока магнитна проницаемост и чиито магнитномеки свойства се запазват на приемливо високо ниво при честоти до 100-200kHz. Тяхното приложение е в прибори с импулсен режим на работа, трансформатори към импулсни захранващи устройства, тороиди, използвани в импулсни линейни ускорители и пр.

в) аморфни метални сплави на кобалтова основа с относително ниска индукция на насищане, но с отлични високочестотни свойства и практически нулев коефициент на магнитострикция. Поради високата им цена тези сплави са подходящи за специални приложения, изискващи малка маса (магнитни глави, сензори и датчици).

36.5. Магнитни материали със специално предназначение

А. Материали с правоъгълен хистерезисен цикъл (ПХЦ)

Използват се при разработване на запомнящи и логически устройства в изчислителната техника, автоматиката, в многоканални системи за радиовръзка и др. Магнитопроводът има 2 устойчиви състояния (фиг. 36.2) – намагнетеност до магнитни индукции $+B_r$ и $-B_r$, които съответстват на 1 и 0 от двоичната бройна система.



фиг.36.2

Превключването от едното състояние в другото се извършва чрез токов импулс, който създава поле с интензитет, по-голям от H_c .

Основен параметър на магнитните материали с ПХЦ е коефициентът на правоъгълност:

$$K_{II} = \frac{B_r}{B_{\max}}$$

където B_{max} се определя при интензитет $H_{max} = 5H_c$.

Препоръчително е този коефициент да бъде близък до 1. Обикновено той е в границите $0,85 \div 0,95$.

Друг параметър е коефициентът на превключване S_q - той е числено равен на количеството електричество, падащо се на единица дебелина от магнитопровода, необходимо за пренамагнитването му от състояние с определена остатъчна индукция до състояние на максимална магнитна индукция с противоположен знак (от B_r до $-B_{max}$). За осигуряване на бързо превключване е необходимо този параметър да е възможно по-малък.

Най-разпространени материали с ПХЦ са манган-магнезиевите ферити. Използват се също манган-медни и литий-никелови ферити.

Разработени са магнитно меки сплави с ПХЦ: желязо-никелови и желязо-никел-кобалтови, легирани с молибден (Mo), мед (Cu) или други метали. Например: $Fe-Ni$, $Fe-Ni-Mo$, $Fe-Ni-Mo-Cu$, $Fe-Ni-Co-Mo$. Изработват се във вид на ленти с дебелина $2 \div 10 \mu m$.

Използват се тънки магнитни слоеве, нанесени върху подложки по метода на вакуумно изпарение - вещество се нагрява във вакуум, от него се отделят атоми, които се отлагат върху покривната повърхност.

Б. Магнитоотрицателни материали

Като магнитоотрицателни материали се използват метали, сплави и ферити.

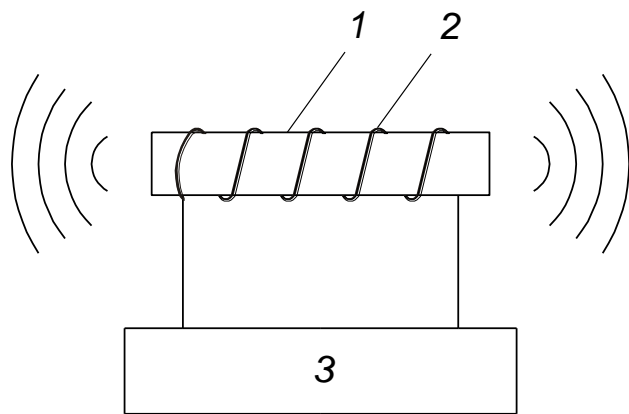
Широко приложение има чистият Ni , никел-кобалтови сплави, желязо-алуминиевата сплав алфер. Особено голяма магнитоотрицателна притежава системата желязо-платина ($Fe-Pt$), но рядко се използва поради високата цена.

Магнитоотрицателните метали и сплави се обработват във вид на пластини, които се събират в пакети.

От феритите широко приложение намират: кобалтов ферит, железен ферит (магнетит) ($FeO.Fe_2O_3$), литиев ферит, никел-кобалтов ферит.

Най-важна област на приложение на магнитоотрицателните преобразуватели. Основна тяхна част е вибраторът 1, изпълнен от магнитоотрицателен материал (фиг.36.3). Върху него е поставена намотка 2, захранвана от генератор 3. Електромагнитната енергия се преобразува в енергия на механични колебания, излъчвани в околната среда като звук или ултразвук.

Магнитоотрицателните преобразуватели се прилагат в дефектоскопията, в различни технологични устройства за ултразвукова обработка на материали и др.



фиг.36.3

В. Термомагнитни материали

Характерна особеност на тези материали е силната зависимост на относителната магнитна проницаемост μ_r от температурата θ и съответно резкият ход на зависимостта $B(\theta)$ при $H = const$. От гледна точка на приложение в техниката най-голям интерес представлява температурният интервал от -60 до $+100^\circ C$. Използват се за компенсация на температурни грешки, предизвикани от изменения на

индукцията на постоянни магнити и/или промяна на съпротивления на намотки в

электроизмервателни уреди. Употребяват се и при решаване на задачи за термосигнализация и термоконтрол.

Рязка температурна зависимост на μ_r и B се наблюдава около точката на Кюри θ_k , затова е желателно тя да е близо до работната температура на термокомпенсирания елемент.

За тези магнетици θ_k е между 0 и 100°C . Най-често използвани материали от този вид са : сплав $Ni - Cu$ с $30\% Cu$ – компенсира грешки в температурния интервал $20 \div 80^\circ\text{C}$, а при съдържание на $40\% Cu$ – от -50 до $+10^\circ\text{C}$; особено широко техническо приложение има сплавта $Fe - Ni - Cr$ (компенсатор), използвана в температурния интервал $-70 \div +70^\circ\text{C}$.

В качеството на термомагнитни материали се използват и ферити с ниска точка на Кюри.

Г. Материали с постоянна относителна магнитна проницаемост в слаби полета

Към сплавите с постоянна магнитна проницаемост в слаби полета (до $160 - 240 A/m$) се отнася перминвар ($Fe - Ni - Co$) с процентно съдържание на компонентите съответно $25, 45, 30\%$. За този материал началната относителна магнитна проницаемост μ_{rH} е 300 и се запазва при интензитети до $240 A/m$.

Магнитните параметри на перминвата са чувствителни към влиянието на температурата и механичните напрежения.

По-добра стабилност има сплавта изоперм, съдържаща Fe, Ni, Al или Cu . За нея в зависимост от състава $\mu_r = 30 \div 80$ и незначително се изменя в магнитни полета с интензитет до няколко стотин A/m .

Д. Материали с голяма магнитна индукция на насищане B_s

От феромагнитните метали най-голяма е магнитната индукция на насищане за желязото – $B_s = 2,1 \div 2,2T$.

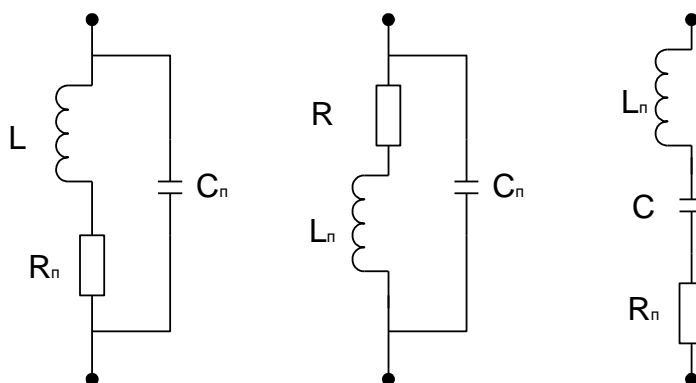
Когато се изискват намалени размери и тегло на магнитопроводите, се използват материали с повишени стойности на B_s . За тази цел най-подходяща е сплавта пермендюр ($B_s = 2,43 T$). Съдържа Fe, Co ($50 \div 70\%$) и ванадий (V) ($1,5 \div 2\%$).

Прилага се в електроизмервателни уреди, за изработване на телефонни мембрани, полюсни накрайници и др.

VII. ПАСИВНИ ЕЛЕМЕНТИ

37. Общи сведения

Индуктивните бобини (L), резисторите (R), и кондензаторите (C) са важни компоненти от електронните апаратури и електротротехническите съоръжения. Трябва да се отбележи, че всеки от тези елементи винаги има и паразитни параметри – за бобината – R_n, C_n ; за резистора – L_n, C_n ; за кондензатора L_n, R_n , които в голяма степен се определят от конструкцията. Опростените им еквивалентни схеми са показани на фиг. 37.1.



фиг. 37.1

Номиналните стойности на съпротивлението на резисторите с постоянно съпротивление и капацитета на кондензаторите с постоянен капацитет се избират от определени редове. Те се обозначават с буквата E, последвана от число $N=3, 6, 12, 24, 48, 96, \dots$, т.е. редовете са: E3, E6, E12, E24, и т.н.

Номиналните стойности се получават по уравнението:

$$X_i = 10^n \cdot 10^{\frac{i-1}{N}},$$

където $i=1,2,3,\dots,N$; n е цяло отрицателно или положително число, или нула.

Най-често в битови апаратури се използват резистори и кондензатори със стойности на съпротивлението (капацитета) определени от редовете E6, E12, E24. Те се произвеждат с допустими отклонения от номиналната стойност съответно $\pm 20\%$, $\pm 10\%$, $\pm 5\%$ (вж. табл. 37.1).

Таблица 37.1

РЕД	Номинална стойност Единици, десетици, стотици, омове, килоомове, мегаомове, пикофаради, нанофаради, микрофаради и т. н.	Допустими отклонения от номиналната стойност
E ₆	1,0 1,5 2,2 3,3 4,7 6,8	$\pm 20\%$
E ₁₂	1,0 1,5 2,2 3,3 4,7 6,8	$\pm 10\%$
	1,2 1,8 2,7 3,9 5,6 8,2	
E ₂₄	1,0 1,5 2,2 3,3 4,7 6,8	$\pm 5\%$
	1,1 1,6 2,4 3,6 5,1 7,5	
	1,2 1,8 2,7 3,9 5,6 8,2	
	1,3 2,0 3,0 4,3 6,2 9,1	

38. Индуктивни бобини

38.1. Общи сведения

Индуктивните бобини са пасивни електротехнически елементи, създаващи в електрическите вериги индуктивно електрично съпротивление X_L , Ω при протичането на променлив ток.

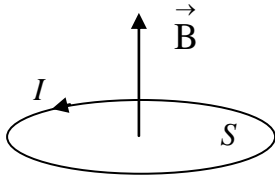
Състоят се от основа (макара) от електроизолационен материал и намотки от проводников материал, разположени по определен начин с оформени изводни краища. В зависимост от работния честотен обхват индуктивните бобини се изработват без или с магнитна сърцевина. Сърцевината може да бъде отворена или затворена.

Бобините се използват в трептящи кръгове, за връзка между отделни електрични вериги, като дросели, посредством които се разделят постоянни и променливи токове или променливи токове с различни честоти.

Основен параметър на индуктивните бобини е индуктивността L . Тя е скаларна величина. Отражава свойството всеки проводник или съвкупност от проводници (токов контур) с протичащ ток да създава магнитно поле.

Магнитното поле на токов контур (фиг. 38.1) се характеризира със скаларната величина *магнитен поток* Φ , която е равна на произведението от големината на индукцията B и площта S , заградена от контура:

$$\Phi = B.S.$$



фиг. 38.1

Дименсията за магнитен поток е Вебер (Wb):

$1Wb = 1T \cdot 1m^2$, т.е. $1Wb$ е потокът на хомогенно поле с индукция $1T$ през $1m^2$ площ, перпендикулярна на полето.

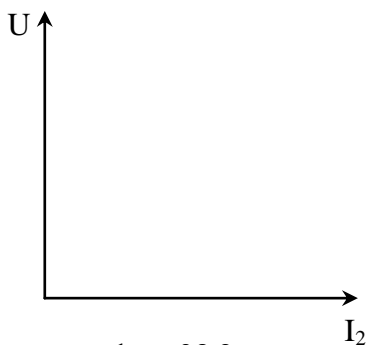
Индуктивността L на контура се изразява чрез уравнението

$$L = \frac{\Phi}{I}.$$

Дименсията за индуктивност е Хенри (H):

$$1H = \frac{1Wb}{1A}.$$

Индуктивност $1H$ има контур, създаващ магнитен поток $1Wb$ при протичане на ток през него $1A$.



фиг. 38.2

Когато върху идеална бобина е приложено променливо синусоидално напрежение, през нея преминава синусоидален ток, който изостава от напрежението с четвърт период ($T/4$), т.е. фазовата разлика между напрежението и тока φ е $-\pi/2$. Съответната векторна диаграма е изобразена на фиг. 38.2.

Бобината притежава индуктивно (реактивно) съпротивление:

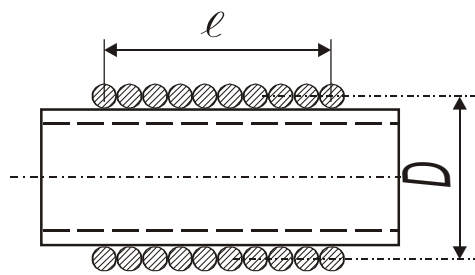
$$X_L = \omega.L = 2\pi.f.L, \quad (38.1)$$

където ω е кръгова честота, f – честота на напрежението (тока).

38.2. Параметри на бобините

А. Номинална стойност на индуктивността L_H

Тази величина не се стандартизира. Във всеки конкретен случай бобината се изчислява по зададени параметри.



фиг. 38.3

Индуктивността се определя от конструкцията, размерите, броя на навивките на бобината, от магнитната сърцевина (ако има такава) (вж. Приложение 7).

Например за еднослойна бобина с плътна намотка (навивка до навивка) (фиг. 38.3) индуктивността е

$$L = \frac{0,01 \cdot D^2}{\ell + 0,44 \cdot D} \cdot w^2, \quad (38.2)$$

където L е в μH ;

w – брой навивки;

ℓ – дължина на намотката, см;

D – диаметър на бобината, см.

Б. Допуск на индуктивността

Определя се от израза:

$$\frac{L - L_H}{L_H} \cdot 100\%,$$

където L е действителна индуктивност, L_H – номинална индуктивност.

Допускът на индуктивността на бобините зависи от тяхното предназначение. За бобини на трептящи кръгове той е $\pm 0,2 \div 0,5\%$. За свързващи индуктивности и дросели е $10 \div 15\%$.

Осигуряването на малък допуск практически е твърде трудно, тъй като не е възможно изработването на бобини с голяма точност на размерите, определящи индуктивността. Поради това бобините за трептящи кръгове имат елемент за донастройка, който позволява регулиране на индуктивността. Такъв елемент е сърцевината от магнитен или немагнитен материал.

При наличие на магнитна сърцевина индуктивността на бобината L_c е μ_{ref} пъти по-голяма в сравнение с индуктивността L без сърцевина.

$$L_c = \mu_{ref} \cdot L,$$

където μ_{ref} е ефективна относителна магнитна проницаемост; тя зависи от магнитните свойства и формата на сърцевината. Обикновено:

$$\mu_{ref} = (0,25 \div 0,5) \mu_r;$$

тук μ_r е относителна магнитна проницаемост на материала на сърцевината.

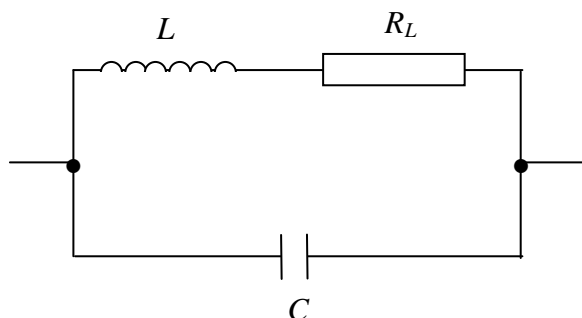
Сърцевините са затворени (тороидални, чашкообразни) и отворени (цилиндрични).

Магнитните сърцевини се използват предимно в дълговълновите (ДВ) и средновълновите (СВ) бобини (за честотния диапазон $30\text{kHz} \div 3\text{MHz}$). Чрез тях се осигурява настройка и намаляване на броя на навивките, и от там на габаритите и масата на бобините. Те позволяват регулиране на индуктивността в границите $\pm 15\%$.

В обхвата на късите вълни (КВ) и ултракъсите вълни (УКВ) (в честотния диапазон $3\text{MHz} \div 3\text{GHz}$) използването на магнитни сърцевини е нецелесъобразно, тъй като индуктивността и съответно броят на навивките са малки. За донастройка при тях се прилагат месингови или алуминиеви сърцевини, които дават възможност за регулировка в границите $\pm 5\%$.

В. Еквивалентна схема на бобините

Една реална бобина се представя с еквивалентна схема, показана на фиг. 38.4.



фиг. 38.4

R_L е активно съпротивление, което отразява загубите на мощност P в бобините съгласно уравнението:

$$R_L = \frac{P}{I^2}.$$

Състои се от:

- съпротивление на проводника на намотката;
 - съпротивление, обусловено от диелектричните загуби в макарата и изолацията на проводника;
 - съпротивление, внесено от екрана (вж. т. 38.3);
 - съпротивление на загубите в сърцевината;
- и др.

Капацитетът на бобините е паразитен и се определя от капацитета между отделните навивки. Зависи от материала и конструкцията на макарата, изолацията на проводника, от вида на намотките, броя на навивките и др.

Собственият капацитет на бобините е от порядъка 0,5÷1,5 pF за еднослойни бобини с разредена намотка, 3÷5 pF за еднослойни бобини с плътна намотка, 5÷9 pF за многослойни бобини с кръстосана машинна плетка, 20÷30 pF за многослойни бобини, навити “накуп” (вж. Приложение 7).

Г. Качествен фактор на бобините

Качественият фактор на бобина Q_L е равен на отношението между индуктивното съпротивление (X_L) при дадена честота и активното ѝ съпротивление R_L при същата честота.

$$Q_L = \frac{X_L}{R_L} = \frac{\omega L}{R_L} = \frac{2\pi f \cdot L}{R_L}.$$

До честоти 3 ÷ 4 MHz феромагнитните сърцевини увеличават Q_L . Немагнитните сърцевини намаляват Q_L .

Използваните в радиоапаратите бобини имат качествен фактор в границите 30÷300.

Д. Температурна стабилност

Върху бобините действат редица външни фактори, които причиняват изменения на индуктивността. Неустойчивостта на параметъра L при изменение на температурата се характеризира с температурния коефициент. Тъй като зависимостта $L(\theta)$ е почти линейна

$$TK_L = \frac{1}{L} \cdot \frac{\Delta L}{\Delta \theta},$$

където ΔL е изменение на индуктивността при промяна на температурата с $\Delta \theta$.

Температурата влияе върху индуктивността чрез изменение на размерите и евентуално чрез промяна на магнитната проницаемост на сърцевината, ако бобината има такава.

За еднослойни бобини $TK_L = (5 \div 10) \cdot 10^{-5}, K^{-1}$, а за многослойни $TK_L = (1 \div 2) \cdot 10^{-4}, K^{-1}$.

38.3. Екраниране на бобините

Екраните на бобините подтискат електромагнитните паразитните връзки между отделните възли в радиоелектронните апаратури. Те се изпълняват във вид на метални чаши с цилиндрична или призматична форма.

Същността на екранирането се заключава в следното. Магнитното поле на бобината индуцира в екрана вихрови токове, които създават магнитно поле с обратна посока. По този начин се ограничава взаимодействието на бобината с други източници или приемници на магнитни полета.

При ДВ и СВ се използват алуминиеви екрани, а при КВ – месингови или медни. От технологични съображения дебелината на екраните е $0,4 \div 0,5$ mm.

Индуктивността на екранираните бобини е по-малка от тази на неекранираните. За еднослойните намалението е до 20%, а за многослойните – значително по-малко и може да се пренебрегне.

Освен това екранът предизвиква намаляване на качествения фактор поради внасяне на допълнително съпротивление в еквивалентната схема на бобината; стабилността при промяна на температурата се влошава, тъй като се изменят геометричните размери, а от там и съпротивлението на екрана, което влияе върху параметрите на бобината. Екранът е причина за увеличаване на собствения капацитет на бобината, защото се създава допълнителен капацитет между навивките и екрана.

За ограничаване на влиянието на нежеланите ефекти от екрана, се определя минималното допустимо разстояние от екрана до повърхността на бобината. Избира се съотношение между вътрешния диаметър на екрана (ако той е цилиндричен) и външния диаметър на намотката. Това съотношение е в границите $1,5 \div 2,1$.

38.4. Дросели

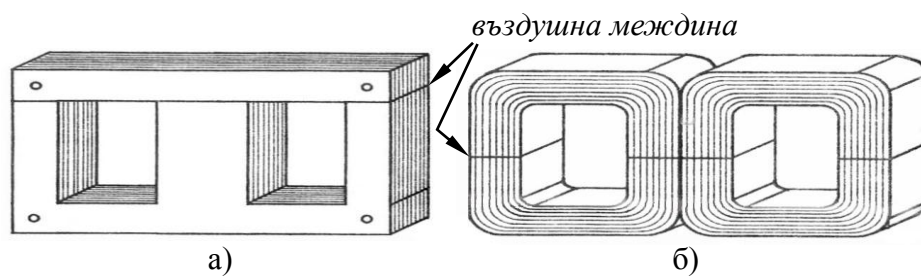
Дроселите са бобини с индуктивност от единици до стотици H , в които има затворен магнитопровод. Използват се в нискочестотни филтри, а също в стабилизатори и регулатори на напрежение.

Нискочестотните дросели са предназначени за намаляване на пулсациите на изправеното напрежение в телевизионни и радиоприемници, в предаватели и други радиоелектронни устройства.

Съпротивлението на дросела за постоянен ток е малко, равно на омичното съпротивление на проводника на намотката.

Съпротивлението на дросела за променлив ток се определя по уравнение (38.1). То е няколко $k\Omega$ до десетки $k\Omega$ и се избира според изискваното ниво на допустимите пулсации. Колкото е по-малко това ниво, толкова съпротивлението на дросела трябва да бъде по-голямо, а следователно трябва да бъде голяма и индуктивността му.

Конструктивно дроселите се изпълняват с една намотка с феромагнитна сърцевина най-често във вид на III – образен магнитопровод, съставен от щамповани пластини (фиг. 38.5.а) или навити ленти, впоследствие срязани и сглобени (фиг. 38.5.б).



фиг. 38.5

Магнитопроводът най-често се изработва от електротехническа стомана или пермалой (вж. т. 36.1). Той може да има въздушна междина, посредством която се регулира индуктивността и се избягва насищането.

39. Резистори

Резисторите са предназначени за разпределяне и регулиране на електричната енергия между елементите от схемите. Делят се на 4 основни групи: слоеви, обемни, жични и полупроводникови.

39.1. Номинално съпротивление и неговото допустимо отклонение

Определя се от големината на протичащия ток при зададена потенциална разлика в краищата на резистора. Варира в границите от единици омеги до десетки мегаома. Допустимото отклонение от номиналното съпротивление зависи от избрания ред – (вж. табл. 37.1).

При обемните и слоеви резистори с течение на времето настъпва необратимо изменение на съпротивлението - “стареене на резисторите”. При нискоомните резистори налице е тенденция за нарастване 1-2%, а при високоомните – първоначално се забелязва намаляване, а след няколко месеца започва нарастване. Процесът на стареене при тези резистори продължава до година и половина. Изменението може да е десетки проценти.

39.2. Температурен коефициент на съпротивлението

За обемните и слоеви резистори TK_R не превишава 0,04 – 0,2% за $1^\circ C$, а за жичните е 0,003 ÷ 0,02% за $1^\circ C$.

Като правило TK_R расте с увеличаване на номиналното съпротивление.

Най-често отрицателен TK_R имат въглеродослойните резистори, тъй като с повишаване на температурата се увеличава и площта на контактуване между отделните зърна и съпротивлението им намалява. За жичните резистори $TK_R > 0$, а за композиционните и металослойните може да е както положителен, така и отрицателен.

39.3. Ниво на собствен шум

Шумовете в резисторите смущават полезния електричен сигнал и намаляват отношението полезен сигнал – шум. Собственият шум на съпротивителния елемент се предизвиква от две различни физични явления. Поради това общият собствен шум на резисторите може да се разглежда, като съставен от два шума: флуктоационен (топлинен) и токов.

Флуктоационният шум се дължи на топлинното движение на електроните, вследствие на което, без да протича ток, в краищата на резистора се появяват електрични напрежения с постоянен колебателен характер. Топлинният шум има

непрекъснат честотен спектър. Напрежението на топлинния шум $U_{\text{тш}}$ за определен честотен спектър може да се намери от уравнение (39.1):

$$U_{\text{тш}} = \sqrt{4kTR(f_2 - f_1)}, \quad (39.1)$$

където k е константа на Болцман, T – абсолютната температура, R – съпротивление, $f_2 - f_1$ – честотен интервал.

При преминаване на постоянен ток през резистора в краищата му се пораждат колебания на напрежението. Тези колебания възникват, когато проводниковият материал е със зърнеста структура и се дължат на изменението на контактното съпротивление. Понеже този шум се поражда само когато през резистора протича ток, той се нарича *токов шум*. Честотният спектър на токовия шум е също непрекъснат, обаче амплитудата на съставлящите намалява с повишаване на честотата. Токът шум е пропорционален на корен квадратен от съпротивлението, зависи от тока и слабо зависи от температурата. Нивото на токовия шум намалява с увеличаване на дължината на резистивния елемент и намаляване на размерите на зърната на проводящия материал.

Най-шумящи, заради зърнестата им структура са обемните (композиционни) резистори, а жичните имат само топлинен шум.

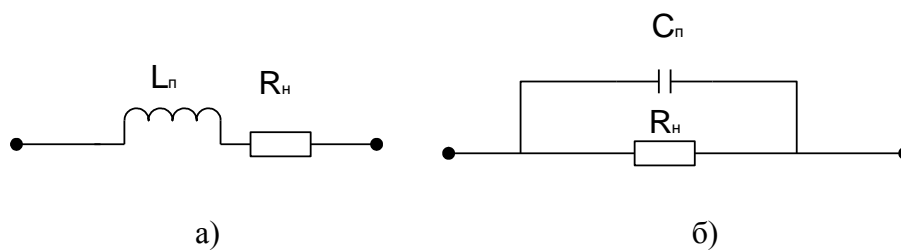
По големина на шумовото електродвижещо напрежение, резисторите се делят на две групи:

- Група А с $U_{\text{ш}} / U \leq 1 \mu\text{V/V}$;
- Група Б с $U_{\text{ш}} / U \leq 5 \mu\text{V/V}$.

39.4. Честотни свойства на резисторите

Резисторите имат разпределени паразитни реактивни параметри $L_{\text{п}}$ и $C_{\text{п}}$. За ниски честоти съпротивлението на резистора може да се счита активно, за високите честоти съпротивлението е комплексно и зависи от номиналното съпротивление и конструкцията на резисторите.

Честотните свойства на резисторите могат да се анализират на базата на опростените еквивалентни схеми:



фиг. 39.1

За нискоомните резистори е валидна схемата от фиг. 39.1.а, а за високоомните – схемата от фиг. 39.1.б.

Счита се, че един резистор е нискоомен когато $R_{\text{н}} < \sqrt{\frac{L_{\text{п}}}{C_{\text{п}}}}$ (обикновено условно се приема $R_{\text{н}} < 300 \Omega$).

Пълното му съпротивление съгласно фиг. 39.1.а е

$$Z = \sqrt{R^2 + (\omega L_{\text{п}})^2}.$$

То расте с повишаване на честотата (фиг. 39.2 - $R_{\text{н}} = 100 \Omega$).

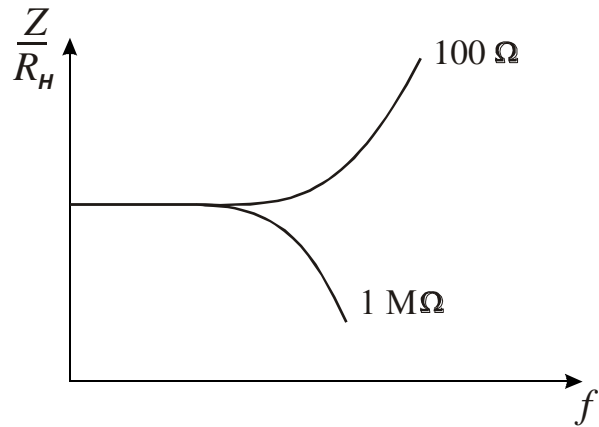
За високоомните резистори $R_{\text{н}} > \sqrt{\frac{L_{\text{п}}}{C_{\text{п}}}}$ ($R_{\text{н}} > 300 \div 3000 \Omega$).

От фиг. 39.1.б следва

$$Z = \frac{R_H}{\sqrt{1 + \omega^2 C_{II}^2 R_H^2}}.$$

С увеличаване на честотата, Z намалява (фиг. 39.2 - $R_H = 1\text{M}\Omega$).

При високи честоти възниква скин (повърхностен) ефект, т. е. неравномерно разпределение на тока по сечението на проводящия слой. В този случай непълното използване на сечението на проводящия слой довежда до увеличаване на активното съпротивление. Повърхностният ефект може да се пренебрегне, ако дълбочината проникване е по-голяма от дебелината на проводящия слой. (вж. т. 30.3.Г).



фиг.39.2

39.5. Топлинен режим на работа

Топлинната енергия, отделяща се в резистори, се предава на околната среда благодарение на топлопроводност, конвекция и излъчване. За резистори с мощност до 2W обикновено преобладава топлопроводността (50%) и конвекция (40%). За мощните резистори нараства ролята на излъчването до 50%, а топлопроводността намалява – 35%.

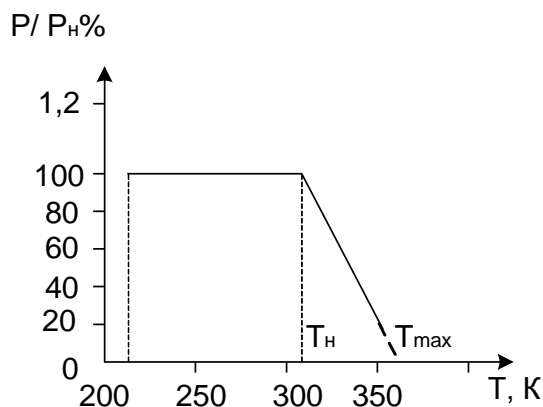
Резисторите се характеризират с величината *номинална мощност* P_H – допустима мощност, която един резистор може да разсейва в околното пространство при непрекъснато електрично натоварване без да се превишава неговата допустима температура T_{max} .

Определя се от уравнението

$$P_H = I^2 R_H.$$

За всеки тип резистори от производителя се задава максимална работна температура на околната среда T_H , при която температурата на резистора е равна на максимално допустимата T_{max} ($T_{max} > T_H$).

Когато резисторът трябва да работи при температура по-висока от T_H , допустимата мощност P е по-малка и се отчита за всеки тип резистори от характеристиката $P/P_H = f(T)$ (подобна характеристика е показана на фиг.39.3).



фиг. 39.3

Номиналните мощности на резисторите са стандартизирани и имат стойности от 0,01 до 500W (вж. Приложение 7).

39.6. Гранично работно напрежение U_{cp}

Два са факторите, които оказват влияние върху граничното напрежение:

- Електричната якост на повърхностен пробив, която при слойните и металослойните резистори зависи от вида и броя на контактуващите частици; за жичните резистори, навити плътно от оксидиран проводник, напрежението между две съседни навивки не трябва да надвишава 1V.

От гледна точка на електричната якост се определя граничното работно напрежение на високоомните резистори.

При нормални климатични условия U_{cp} обикновено е с 30% по-ниско от пробивното, с което се осигурява надеждна работа.

- Граничното напрежение от гледна точка на превишаване на разсейваната мощност:

$$U_{cp} = U_H = \sqrt{P_H R_H} .$$

(U_H – номинално работно напрежение).

Определя се за нискоомните резистори.

При температури на околната среда $T > T_H$, както и при работа в условия на понижено атмосферно налягане, допустимата мощност на разсейване е $P < P_H$, поради което $U_{cp} < U_H$.

Стойностите на U_{cp} са от 150 до 10000V. (Вж. Приложение 7).

39.7 Импулсен режим на работа

При непрекъснат режим на работа мощността, разсейвана от резистора е

$$P = \frac{U^2}{R_H} , \quad (39.2)$$

В случай на работа при правоъгълни импулси на напрежението с продължителност t_u и период $T=1/f$ топлината, която се отделя за 1 импулс е

$$W_u = \frac{U_m^2}{R_H} t_u ,$$

а средната мощност –

$$P_{cp} = W_u f = \frac{W_u}{T} = \frac{U_m^2 t_u}{R_H T} , \quad (39.3)$$

където U_m е върховата стойност на импулсите.

От уравнения (39.2) и (39.3) се определят напреженията:

$$U = \sqrt{P \cdot R_H} \quad ; \quad U_m = \sqrt{P \cdot R_H} \sqrt{\frac{T}{t_u}} .$$

При една и съща разсейвана мощност ($P=P_{cp}$)

$$U_m = U \sqrt{\frac{T}{t_u}} ,$$

следователно граничното импулсно напрежение е $\sqrt{T/t_u}$ пъти по-високо от граничното напрежение за непрекъснат режим.

Забележка: Изводът се отнася за случай, когато граничното напрежение се определя от гледна точка на допустимата разсейвана мощност.

39.8 Надеждност

Надеждност на градивен елемент е свойството на елемента да запазва работоспособно състояние за определено време при зададени условия на съхраняване, транспортиране и експлоатация.

За количествена оценка на надеждността на елементите най-често се използва параметърът *интензивност на отказите* λ . Тя се получава, като за равни интервали от време $\Delta t = t_2 - t_1$ се отчитат получените откази Δn .

Ако се приеме, че в началото на интервала Δt броят на изправните елементи е бил N_1 , а в края – N_2 , следва че $\Delta n = N_1 - N_2$.

Интензивността на отказите за интервала Δt се оценява чрез уравнението

$$\lambda = \frac{\Delta n}{(N_1 - \Delta n)\Delta t} = \frac{\Delta n}{N_2 \Delta t}.$$

Интензивността на отказите за резисторите е по-ниска спрямо другите компоненти в електронната апаратура. Но поради това, че резисторите обикновено са повече от останалите елементи, то процентът на отказите, обусловен от резистори е $3 \div 15\%$ от всички откази. Излизане от строя на апаратурата, поради недопустимо изменение на съпротивлението на резисторите се наблюдава по-рядко – примерно в $5 \div 8\%$ от всички случаи на отказ.

За увеличаване на надеждността на работа на резисторите, често те се натоварват по мощност $2 \div 3$ пъти по-малка спрямо номиналната.

39.9. Видове резистори

- *Жични резистори* - базират се на голи, изолирани или оксидирани проводници с голямо специфично съпротивление. Изработват се с разсейвана мощност от 0,1 до 300W, позволяват плътност на тока при еднослойна намотка $10 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$, а при многослойна до $1 \div 2 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$.
- *Въглеродослойни резистори* – проводящият елемент представлява тънък слой от пиролитичен въглерод, получен чрез разлагане на въглеродороди във вакуум или в среда от инертен газ при висока температура. Въглеродослойните резистори се характеризират със сравнително висока стабилност, слаба зависимост на съпротивлението от напрежението и честотата, сравнително ниско ниво на собствени шумове, издръжливост на импулсни претоварвания, малък отрицателен температурен коефициент и възможност за получаване на стойности с голяма точност.

Изработват се с номинална мощност от 0,05 до 10W и работят в температурен диапазон от -60 до $+100^\circ\text{C}$. Среден срок на експлоатация – 10000 часа. Номинални стойности на съпротивлението – от 100Ω до $10\text{M}\Omega$. Собствен капацитет – не по-голям от 0,1pF. Собствената индуктивност следва да се отчита при съпротивления над $10\text{K}\Omega$ и честоти над $0,5\text{MHz}$.

- *Композиционни резистори* – повърхностни и обемни – с проводим елемент, представляващ механична смес от прахообразен проводников материал с диелектрик. Във физичен смисъл той представлява нееднородна система от две или повече фази, една от които е проводима.

Обемни композиционни резистори се изработват с номинална мощност от 0,125 до 60W и работят в температурен диапазон от -60 до $+155^\circ\text{C}$. Номинални стойности на съпротивлението – от 3Ω до $0,51\text{M}\Omega$.

- *Металослойни и металооксидни резистори*

Металослойните резистори имат проводящ елемент – тънки слоеве от специални сплави или метали, отложени върху изолационна основа. Съпротивителният слой има висока адхезия към повърхността на основата. Обемът и масата на тези резистори са $2 \div 3$ пъти по-малки от тези на въглеродослойните резистори при еднакви мощности. Недостатък се явява малката устойчивост към импулсните напрежения, поради наличието на нееднородноудни участъци по проводимия слой.

Номинални мощности - от 0,125 до 2W; номинално съпротивление – от 10Ω до 10MΩ. Работен температурен интервал от –60 до +200°C.

Металооксидните резистори са подобни на металослойните. За проводим слой се използва калаен диоксид (SnO₂) при допълнително добавяне на цинков оксид (ZnO). Температурен диапазон от –60 до +250°C.

• Полупроводникови резистори

Полупроводниковите резистори са елементи, които чувствително променят съпротивлението си под въздействие на температурата (*терморезистори*), приложеното напрежение (*варистори*), светлината (*фоторезистори*) при механични деформации (*тензорезистори*) и др.



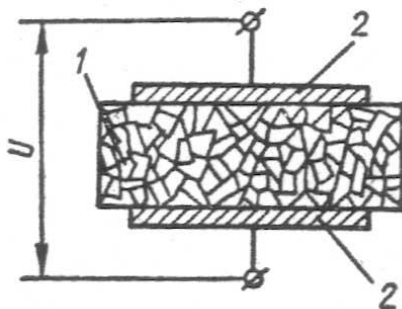
фиг. 39.4

Терморезисторите могат да бъдат с отрицателен температурен коефициент на съпротивлението (TK_R) – *термистори* (вж.т.33.2) и с положителен TK_R – *позистори*.

Термисторите се изготвят по металокерамичена технология от оксидни полупроводникови материали (CuO, Mn₃O₄, Co₃O₄, NiO и др.). Изработват се във вид на цилиндрична пръчка, диск (фиг. 39.4.а,б), шайба правоъгълна пластина и др.

Позисторите се изготвят от керамичен материал на основата на бариев титанат (BaTiO₃).

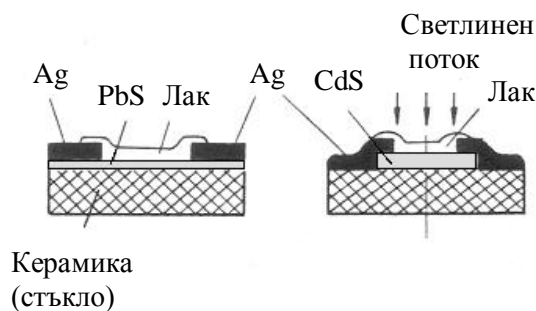
Варисторите са резистори, чийто съпротивление намалява при увеличаване на напрежението, приложено върху тях (вж. т. 33.2). Тяхната волтамперна характеристика е нелинейна. Изготвят се на основата силициев карбид (SiC) или цинков оксид (ZnO). Най-често се изработват във вид на дискове (фиг.39.5).



фиг. 39.5

- 1- диск от зърна SiC, съединени чрез неорганично свързващо вещество;
- 2- електроди.

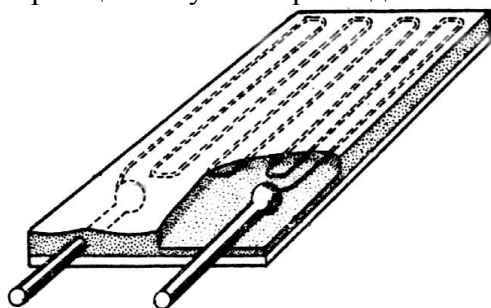
Фоторезисторите са резистори, чието съпротивление намалява под действие на светлинно лъчение. Изработват са най-често с оловен сулфид (PbS), кадмиев сулфид (CdS), кадмиев селенид (CdSe)(Вж.т. 33.2). Вариант на конструктивно изпълнение е показан на фиг. 39.6.



фиг. 39.6

Тензорезисторите са резистори, чието съпротивление се променя при изменение на геометричните размери на токопроводящия елемент (полупроводник или проводник) под действие на натиск, опън, усукване и други механични въздействия. (вж. т. 30.3.В, 32.6.Б)

Конструктивно тензорезисторът се оформя, като чувствителният токопроводящ елемент (фолио или проводник) се нанася върху гъвкава разтеглива подложка. Към краищата му се присъединяват (чрез запояване или заваряване) изводни медни проводници. Отгоре преобразователят се покрива със слой лак. (фиг. 39.7).



фиг. 39.7

При измерване тензодатчикът се залепва към изпитвания детайл и възприема деформациите на неговия повърхностен слой.

Използвани материали за изработване на чувствителния елемент на тензорезисторите са: примесни полупроводници – *P* – германий, *P* – силиций, *N* – германий, *N* – силиций; метали и сплави – никел, бисмут, манганин, константан, нихром, платиносребърна сплав, платино – волфрамова сплав и др.

40. Кондензатори

40.1. Общи сведения

Кондензаторите са предназначени за преобразуване и формиране на електрични сигнали. Свойствата, конструкцията, областта на използване и тяхната експлоатационна надеждност в голяма степен зависят от диелектрика. По тази причина кондензаторите е целесъобразно да се класифицират по типа на диелектрика:

1. Кондензатори с газообразен диелектрик (въздушни, газонапълнени, вакуумни) - $\epsilon_r \approx 1$.
2. Кондензатори с течен диелектрик - $\epsilon_r \approx 2$.
3. Кондензатори с твърд неорганичен диелектрик (керамични, слюдени, сегнетокерамични) - ϵ_r до 2000.
4. Кондензатори с твърд органичен диелектрик (хартиенни, полистиролни, тефлонови, полиетилентерафталтови и др) - $\epsilon_r = 2 \div 6$.
5. Електролитни (оксидни) кондензатори – за алуминиевите $\epsilon_r = 7,5$, за танталовите $\epsilon_r = 25$.

40.2 Параметри на кондензаторите

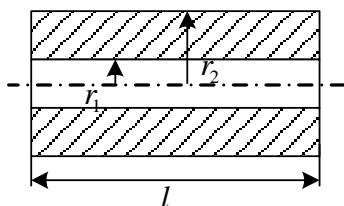
Номинален капацитет и допустими отклонения

Номиналният капацитет и допустимите отклонения се задават при температура 20°C и относителна влажност $\phi=65\%$ на околния въздух. Стойностите са съобразно редовете E3, E6, E24 и E48 (вж. табл.37.1).

Капацитетът се свързва с геометрията, като за плоскопаралелен образец с площ на електродите *S* и дебелина на диелектрика *h* (вж.уравнение 22.21):

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \cdot S}{h} . \quad (40.1)$$

За цилиндричен образец:



фиг.40.1

$$C = \frac{\varepsilon_o \varepsilon_r \cdot 2\pi l}{\ln r_2 - \ln r_1} \quad (40.2)$$

Работно напрежение – онова постоянно напрежение, при което кондензаторът може непрекъснато (не по-малко от 10000h) да работи без пробив.

Изпитвателно напрежение - което може да издържи до 1min без пробив. То е 1,5 – 4 пъти по-високо от работното напрежение (най-често 2 – 3 пъти).

Големината на изпитвателното напрежение зависи от електричната якост на диелектрика и конструкцията на кондензатора.

Изоляционно съпротивление $R_{из}$. Определя се предимно от размерите и специфичното обемно съпротивление на диелектрика. Зависи от вида на импрегниращите вещества и от вида на външната обвивка. Изоляционното съпротивление зависи и от някои външни фактори – то намалява с повишаването на температурата, с увеличаването на влажността на въздуха и със стареенето.

Тъй като $R_{из}$ зависи от капацитета на кондензатора (чрез размерите на диелектрика), то се изразява в $M\Omega/\mu F$ (за кондензатори над $0,1\mu F$). За малки кондензатори с висококачествен диелектрик $R_{из}$ се дава в абсолютни стойности:

- Въздушни – 1000 – 10000 $M\Omega$.
- Хартиени – херметизирани – 5000 – 20000 $M\Omega$.
- С метализирана хартия – до 200 $M\Omega/\mu F$.
- Слюдени – 7500 – 10000 $M\Omega$.
- Керамични – 3000 - 10000 $M\Omega$.
- Стирофлексни – 50000 - 100000 $M\Omega$.
- Тефлонови – 20000 – 100000 $M\Omega$.
- Полиетилентерафталтови – 30000 – 100000 $M\Omega$ или 10000 $M\Omega/\mu F$.

Понеже с повишаване на температурата $R_{из}$ намалява; $TK_{R_{из}}$ е отрицателна величина.

За органични диелектрици : $TK_{R_{из}} = -0,03 \div 0,04$, K^{-1} , а за неорганични : $TK_{R_{из}} = -0,01 \div 0,015$, K^{-1} .

Табл. 40.1 илюстрира намаляването на $R_{из}$ при повишаване на температурата. (съкращението ДЕ означава диелектрик).

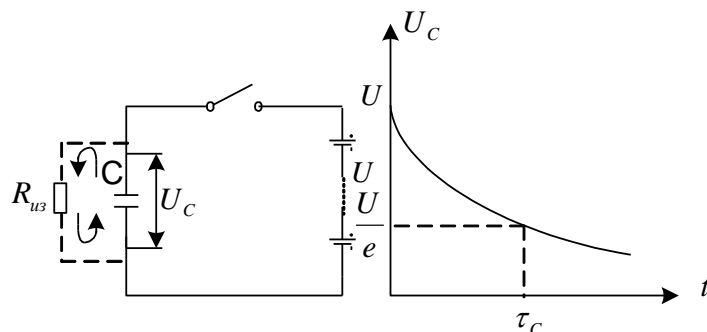
Таблица 40.1

При нарастване на температурата	За органични ДЕ с $TK_{R_{из}} = 0,03$	За неорганични ДЕ с $TK_{R_{из}} = 0,01$
	$R_{из}$ намалява	
10°C	2 пъти	1,26 пъти
100°C	1000 пъти	10,0 пъти

За електролитните кондензатори $R_{из}$ не е точно определена величина и затова се измерва утечният ток I_R при номиналното работно напрежение.

Ориентировъчно утечният ток на добрите електролитни кондензатори не трябва да бъде по-голям от 0,1 mA на микрофарад, но не повече от 1,5 ÷ 3 mA за най-големите капацитети.

Времеконстанта τ_c . Времеконстантата $\tau_c = R_{из} \cdot C$ и характеризира работата на кондензатора в постояннотокови вериги. Тя характеризира саморазреждането на кондензатора и е времето за което след изключване напрежението намалява на 37% от първоначалната му стойност (фиг.40.2).



фиг. 40.2

$$U_c = Ue^{-\frac{t}{\tau_c}} \quad (40.3)$$

Времеконстантата зависи от същите външни фактори, които влияят и върху $R_{из}$. С повишаване на температурата вследствие намаляване на съпротивлението на диелектрика $R_{из}$, намаляват и τ_c .

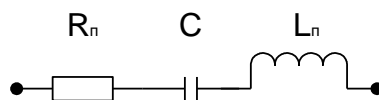
При $C > 0,2 \mu\text{F}$ саморазрядът на кондензаторите се характеризира с τ_c , а при $C < 0,2 \mu\text{F}$ - с $R_{из}$.

40.3 Честотни свойства.

Капацитетът на кондензатора зависи от честотата поради:

- Изменението на диелектричната проницаемост на диелектрика;
- Паразитна индуктивност (1 ÷ 100nH);
- Съпротивлението на загубите R_{π} – създавано от активното съпротивление на материала на изводите и електродите – $R_{\pi} \approx 0,1\Omega$.

Опростената еквивалентна схема на кондензатора е посочена на фиг.40.3.



фиг. 40.3

Импедансът на показаната верига е

$$Z = \sqrt{R_{\pi}^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}.$$

При

$$\omega L = \frac{1}{\omega C}$$

настъпва резонанс и кондензаторът притежава само активно съпротивление R_{π} .

Резонансна честота е

$$\omega = \omega_p = \frac{1}{\sqrt{L_{II}C}},$$

респективно

$$f_p = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_{II}C}}.$$

При $f > f_p$ кондензаторът има поведение като индуктивност. Следователно практическото му използване е възможно само при $f < f_p$, като за по-устойчива работа максималната работна честота следва да се избира $2 \div 3$ пъти по-ниска от резонансната за кондензатора.

Най-малката собствена индуктивност имат керамичните чип-кондензатори (без изводи) и донастройващите въздушни кондензатори – с гранична работна честота до 5 GHz. Най-голяма собствена индуктивност имат алуминиевите електролитни кондензатори – с гранична работна честота $2 \cdot 10^4 \div 10^5$ Hz.

Номиналната честота f_n се определя от следните съображения. Ако в каталога са посочени допустимите ефективни стойности на напрежението и тока – U_{\max} , I_{\max} и като се има предвид, че

$$X_C = \frac{1}{2\pi \cdot f \cdot C} = \frac{U_{\max}}{I_{\max}},$$

следва

$$f = f_n = \frac{I_{\max}}{2\pi C U_{\max}}.$$

Температурен коефициент на капацитета TK_C

$$TK_C = \frac{1}{C} \frac{dC}{dT},$$

TK_C за различните кондензатори се движи ориентировъчно в следните граници:

- въздушни кондензатори $+20 \cdot 10^{-6} \div +200 \cdot 10^{-6}$, K^{-1} ;
- хартиени кондензатори $+250 \cdot 10^{-6} \div +2500 \cdot 10^{-6}$, K^{-1} ;
- слюдени кондензатори $+20 \cdot 10^{-6}$, K^{-1} ;
- керамични кондензатори $-1000 \cdot 10^{-6} \div +200 \cdot 10^{-6}$, K^{-1} ;
- стирофлексни кондензатори $-150 \cdot 10^{-6}$, K^{-1} .

Електролитните кондензатори имат значително по-голям TK_C – при повишаване на температурата от $20 \div 85^\circ C$ капацитетът им се променя с около 10%.

Стабилност на капацитета на кондензатора.

Необратимите изменения на капацитета се характеризират с остатъчно относително изменение на капацитета $\Delta C_{\text{ост}}$, възникващо при:

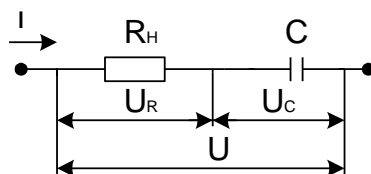
- загряване и охлаждане на кондензатора, вследствие изменението на размерите от пластични деформации;
- продължително съхранение без експлоатация;
- изменение на атмосферното налягане;
- абсорбиране на влага от околната среда.

Сумарното относително изменение за някои типове кондензатори може да превиши 20%.

40.4 Загуби на енергия в кондензатора.

В реалния кондензатор, включен в електрична верига, част от енергията безвъзвратно се губи – нагрява кондензатора и се разсейва в околната среда.

Пълната мощност на загубите в кондензатора е $P_a = P_{\text{де}} + P_M$, където $P_{\text{де}}$ – мощност на загуби в диелектрика, а P_M – в металните елементи в кондензатора. Последната може да се представи чрез съпротивление R_M , последователно свързано с капацитета C на кондензатора – фиг.40.4.



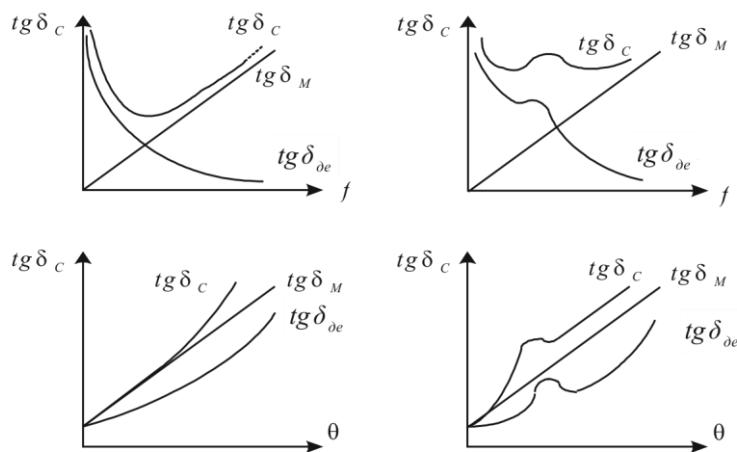
фиг. 40.4

Следователно по аналогия с последователната заместваща схема на реален диелектрик (вж.т. 22.3) може да се дефинира:

$$\text{tg} \delta_M = \omega R_M C,$$

т. е. $\text{tg} \delta_M$ е линейна функция на честотата. Отчитайки, че за металите R_M нараства линейно с температурата, то следва, че $\text{tg} \delta_M$ е линейна функция на температурата.

Ако $\text{tg} \delta_C = \text{tg} \delta_{\text{де}} + \text{tg} \delta_M$, то изменението на $\text{tg} \delta_C = f(\omega)$ и $\text{tg} \delta_C = f(\theta)$ може да се проследи за неполярни и полярни диелектрици от графиките на фиг.40.5.



фиг. 40.5

Реципрочната стойност на $\text{tg} \delta_C$ се нарича качествено число $Q_C = \frac{1}{\text{tg} \delta_C}$, $\text{tg} \delta_C = a \cdot 10^{-4}$, където a е коефициент, имащ стойност – единици за газови кондензатори; до $1000 \div 2000$ за електролитните кондензатори.

За малките стойности на ъгъла на загубите $\cos \varphi \approx \text{tg} \delta_C$. Поради това понякога загубите в кондензаторите не се оценяват с $\text{tg} \delta_C$, а с фактора на мощността $\cos \varphi$.

Допустимата реактивна мощност P_q . Определя границите за приложение на кондензатора в променливотокови вериги, особено при по-високи честоти или в импулсен режим.

$$P_q = P \cdot \sin \varphi = U \cdot I \cdot \sin \varphi.$$

За повечето кондензатори (с изключение на електролитните) може да се приеме $\varphi = 90^\circ$.

Тогава:

$$P_q \approx P = U^2 \omega C,$$

откъдето

$$U = \sqrt{\frac{P_q}{\omega C}}.$$

Допустимата амплитуда на променливото напрежение върху кондензатора $U_{m \text{ доп}}$ се определя от:

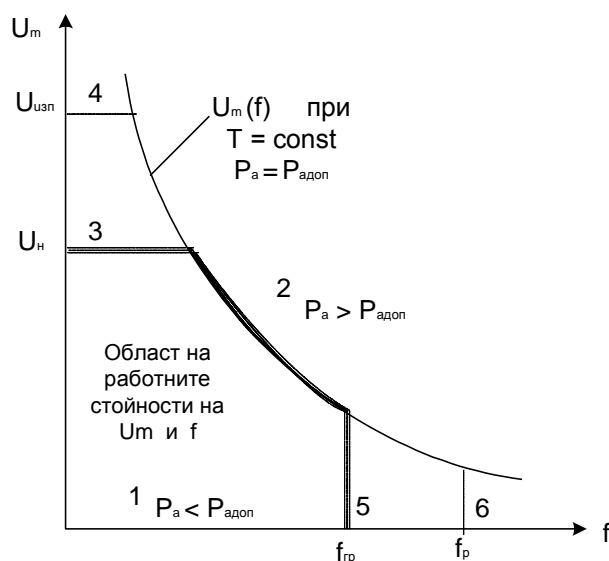
$$U_m = \sqrt{2}U = \sqrt{\frac{2P_q}{\omega C}} = \sqrt{\frac{P_q}{\pi f C}}.$$

40.5. Област на работните напрежения и честоти на кондензатора

1. Работна област (фиг. 40.6):

$$P_a = U^2 \omega C \cos j;$$

$$U \leq \sqrt{\frac{P_{a \text{ доп}}}{\omega C \cos j}}; \quad U_m \leq \sqrt{\frac{2P_{a \text{ доп}}}{\omega C \cos j}} = \sqrt{\frac{P_{a \text{ доп}}}{\pi f \cos j}}.$$



фиг.40.6

На чертежа са използвани следните означения:

$U_{\text{изп}}$ – изпитвателно напрежение;

$U_{\text{н}}$ - работно напрежение;

$f_{\text{гр}}$ - гранична честота;

$f_{\text{р}}$ - резонансна честота.

2. Област на топлинен пробив.

3. Област на повишена вероятност за електричен пробив.

4. Област на електричен пробив.

5. Област на понижени стойности на капацитета.

6. Област, в която комплексното съпротивление на кондензатора има индуктивен характер.

ПРИЛОЖЕНИЯ

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Стойности на някои фундаментални константи

$m_e =$	$9,11 \cdot 10^{-31}$ kg	- маса на електрона в покой
$e =$	$-1,602 \cdot 10^{-19}$ C	- електричен заряд на електрона
$e =$	$1,602 \cdot 10^{-19}$ C	- елементарен електричен заряд
$\epsilon_0 =$	$8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m	- електрична константа
$\mu_0 =$	$4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m	- магнитна константа
$h =$	$6,626 \cdot 10^{-34}$ J.s	- константа на Планк
$k =$	$1,381 \cdot 10^{-23}$ J/K	- константа на Болцман
$c =$	$2,9979 \cdot 10^8$ m/s	- скорост на светлината във вакуум

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

По-важни величини и измерителни единици

Пространство и време

Наименование	Означение	Единица	
		Означение	Име
1	2	3	4
Дължина, ширина, височина, дебелина, радиус, път, дължина на вълната	l b h d r s λ	m	метър
Лице на повърхнина	S	m^2	квадратен метър
Обем	V	m^3	кубичен метър
Равнинен ъгъл	α, β, γ и др.	rad ... °	радиан градус
Време, интервал от време	$t, \Delta t$	s	секунда
Скорост	v, c	m/s	метър в секунда

Периодични явления

1	2	3	4
Период на периодичен процес	T	s	секунда
Честота на периодичен процес	f, ν	Hz	Херц
Кръгова честота	ω	s^{-1}	Секунда на минус първа
Фазова разлика	φ	rad	радиан
Времеконстанта	τ	s	секунда
Разлика на нива на мощност	L_p	dB	децибел

Механика

1	2	3	4
Маса	m	kg	килограм
Плътност	ρ	kg/m^3	килограм на кубичен метър
Импулс	p	$\frac{kg \cdot m}{s}$	Килограм - метър в секунда
Сила	F	N	Нютон
Въртящ момент	T, M	$N \cdot m$	Нютон-метър
Налягане	p	Pa	Паскал
Механично напрежение (нормално)	σ	Pa	Паскал
Относителна линейна деформация	ε		
Модул на линейна деформация (модул на Юнг)	E	Pa	Паскал
Динамичен вискозитет	η	$Pa \cdot s$	Паскал-секунда
Кинематичен вискозитет	ν	m^2/s	квадратен метър в секунда
Енергия	E, W	J	Джаул
Мощност	P	W	Ват

Топлина

1	2	3	4
Термодинамична температура	T	K	Келвин
Температура по Целзий	θ	$^{\circ}C$	градус Целзий
Температурен интервал, температурна разлика	ΔT $\Delta \theta$	K $^{\circ}C$	Келвин градус Целзий
Температурен коефициент	α (TK)	K^{-1}	Келвин на минус първа степен
Температурен коефициент на линейна деформация	α_1 (TKl)	K^{-1}	Келвин на минус първа степен
1	2	3	4
Коефициент на топлопроводност	λ	$\frac{W}{m \cdot K}$	Ват на метър-Келвин
Коефициент на топлопредаване	α (σ)	$\frac{W}{m^2 \cdot K}$	Ват на квадратен метър-Келвин
Топлинен капацитет	C	$\frac{J}{K}$	Джаул на Келвин
Специфичен топлинен капацитет	c	$\frac{J}{kg \cdot K}$	Джаул на килограм - Келвин

Електричество и магнетизъм

1	2	3	4
Големина на електричен ток	I	A	Ампер
Плътност на електричен ток	J	A/m^2	Ампер на квадратен метър
Количество електричество, електричен заряд	Q, q	C	Кулон
Електрично напрежение	U	V	Волт
Електродвижещо напрежение (е.д.н., ЕДН)	E	V	Волт
Интензитет на електрично поле	E	V/m	Волт на метър
Електричен диполен момент	p_e	$C.m$	Кулон – метър
Електричен капацитет	C	F	Фарад
Относителна диелектрична проницаемост	ϵ_r		
Електрична възприемчивост	χ_e		
Електрична индукция	D	C/m^2	Кулон на квадратен метър
Електрична поляризация	P	C/m^2	Кулон на квадратен метър
Електрично съпротивление	R	Ω	Ом
Специфично електрично съпротивление	ρ	Ωm	Ом - метър
Специфично обемно съпротивление	ρ_v	Ωm	Ом - метър
Специфично повърхностно съпротивление	ρ_s	Ω	Ом
Електрична проводимост	G	S	Сименс
Подвижност (на заредена частица)	μ	$\frac{m^2}{V.s}$	квадратичен метър на волт - секунда
Интензитет на магнитното поле	H	A/m	Ампер на метър
Относителна магнитна проницаемост	μ_r		
Магнитна възприемчивост	χ		
Магнитен момент	m	$A.m^2$	Ампер – квадратен метър
Намагнитеност	$H_i (M)$	A/m	Ампер на метър
Магнитна индукция	B	T	Тесла
Магнитен поток	Φ	Wb	Вебер
Индуктивност	L	H	Хенри
Електрично съпротивление при променлив ток	-	Ω	Ом
активно	R		
реактивно	X		
индуктивно	X_L		
капацитивно	X_C		
пълно(импеданс)	Z		
Мощност на постоянен електричен ток	P	W	Ват

Оптични явления и светлина

1	2	3	4
Лъчист поток	Φ_e	W	Ват
Светлинен поток	Φ_v	lm	лومن
Облъченост	E_e	W/m^2	Ват на квадратен метър
Осветеност	E_v	lx	люкс
Показател на пречупване	n		

Атомна и ядрена физика. Йонизиращи лъчения

1	2	3	4
Пренос (фагоенс) на частица	Φ	m^{-2}	метър на минус втора степен
Мощност на преноса на частица	ϕ	$m^{-2} \cdot s^{-1}$	метър на минус втора степен – секунда на минус първа степен
Линеен коефициент на отслабване	μ	m^{-1}	метър на минус първа степен
Слой на полу-отслабване	$d_{1/2}$	m	метър
Активност на радионуклид	A	Bq	Бекерел
Експозия	X	C/kg	Кулон на килограм
Погълната доза	D	Gy	Грей
Еквивалентна доза лъчение	H	Sv	

Имена и означения на представките за образуване на дробни и кратни единици

Множител	Представка	
	Име	Означение
10^{-18}	ато	a
10^{-15}	фемто	f
10^{-12}	пико	p
10^{-9}	нано	n
10^{-6}	микро	μ
10^{-3}	мили	m
10^{-2}	санти	c
10^{-1}	деци	d
10	дека	da
10^2	хекто	h
10^3	кило	k
10^6	мега	M
10^9	гига	G
10^{12}	тера	T
10^{15}	пета	P
10^{18}	екса	E

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Справочни данни за диелектрици

Газообразни диелектрици

№	Параметри	B	Ni/	CO ₂ /B	H ₂ /B	Ne/B	Ar/B	SF ₆ /B
1	Плътност, kg/m^3	1,29	0,97	1,52	0,07	1,14	0,1	5,18
2	Специфичен топлинен капацитет c , $kJ/kg.K$	1	1	1	1,2	1	0,5	0,65
3	Коефициент на топлопроводност λ , $W/m.K$	0,02	1	1	6,4	1,7		0,57
4	Радиус на молекулата 10^{-10} , m		1,91	2,3	1,35		1,83	3,67
5	Йонизационен потенциал, eV		15,6	13,8	15,4	21,6	15,8	
6	Относителна диелектрична проницаемост, ϵ_r	1,000576	1	1	1	1	1	1
7	Специфично съпротивление	$10^{16}-10^{18}$ $\Omega.m$	1	0,64	0,67			
8	$tg\delta$	10^{-8}	1	1	1	1	1	1
9	Електрическа якост E_p , kV/mm	2,1-3	1,06	0,9	0,06	0,06		3,08

Състав на въздуха:

	% обем	% маса
N ₂	78,23	75,7
O ₂	20,83	23,0
Ar	0,9	1,24
CO ₂	0,03	0,05

Течни диелектрици

№	Параметри	Трансформаторно масло	Хлорирани въглеводороди	Флуоро органични	Силициево органични
1	Плътност при T=293,K kg/m^3	895	1380	1634	940
2	TK, K^{-1}	65.10^{-3}			95.10^{-3}
3	Кинематичен вискозитет $\nu.10^{-6}m^2/s$ +50.°C -30.°C	9	50		9
		1500			200
4	Коефициент на топлопроводимост λ , $W/m.K$	1	0,096		
5	Специфичен топлинен капацитет c , $kJ/kg.K$	1,5	1,21		
6	Температура на възпламеняване, °C	135			200
7	Температура на замръзване, °C	-4,5	-19	-23,8	-60
8	ϵ_r	2,3	5,9	2,5	2,6
9	E_p , kV/mm	12-15	20		18
10	ρ , $\Omega.m$	5.10^{10}	3.10^9	10^{12}	$2,5.10^{12}$
11	$tg\delta$, 50Hz 20,°C 70,°C	0,003		0,0002	0,0003
		0,025	0,015		

Твърди диелектрици

№	Наименование	$\rho_v, \Omega.m$	ϵ_r	$\text{tg } \delta$	$E_p, kV/m$	$\theta_{\text{раб}}$	ρ_s, Ω
1	Полиетилен	$10^{14}-10^{15}$	2,3	3.10^{-4}	40	-50+70	10^{15}
2	Полистирол	10^{15}	2,5-2,8	3.10^{-4}	20-25	-50+70	10^{16}
3	Тефлон	$10^{14}-10^{15}$	1,9-2	3.10^{-4}	20-30	-270+260	
4	Поливинилхлорид	$10^{12}-10^{14}$	3,1-3,4	0,02	15-35	-30+60	$10^{12}-10^{14}$
5	Полиметилметакрилат	10^{13}	2,9	0,01	20	-40+90	10^{13}
6	Полиамиди	$10^{12}-10^{13}$	3,4-4	0,03	25	-50+70	$10^{14}-10^{15}$
7	Полиимиди	10^{14}	3,5	0,004	40	-260+240	
8	Полиуретани	$10^{12}-10^{13}$	6,5-7,5	0,03	30-45	-30+80	
9	Полисуфлон	10^{14}	3,2	0,003	19	-60+150	10^{15}
10	Полиетилентерефталат	10^{14}	4	0,02	12	-50+105	
11	Фенолформалдехидни смоли	10^{12}	6-8	0,1	30	-60+100	
12	Епоксидни смоли	10^{15}	3,7-4,2	0,008	30-40	+110	
13	Битуми	$10^{14}-10^{15}$	2,5-3	0,1	10-30	+10+100	
14	Парафин	$10^{13}-10^{15}$	1,9-2,2	0,0007	20-30	+55	
15	Халовакс	$10^{11}-10^{12}$	4,5-5,5	0,01	8-10	+70	
16	Съглека безалкални	$10^{11}-10^{13}$	4,2-7,5	0,001	100		
17	Съглека алкални	10^6-10^{10}	5,7-11	0,007	200		
18	Съглека алкални с тежки	10^9-10^{10}	3,2-16	0,004	200		
19	Мулитова керамика	10^{11}	6-7	0,03	30		
20	Стеатитова керамика	10^{12}	6	0,003	20-30		
21	Кондензаторна Н. Ч. керамика	10^9-10^{11}	900	0,002	6-20		
22	Кондензаторна В. Ч. керамика	10^{11}	130-230	6.10^{-4}	6-20		

ПРИЛОЖЕНИЕ 4

Проводникови материали – метали

№	Тип	$\rho, n\Omega.m$	TK _p , K ⁻¹	TK ₁ , K ⁻¹	ρ течно	λ _n , W/m.K	c*, J/kg.K	плътност, Mg/m ³	θ _T , °C
					ρ твърдо				
1	Cu	17,2	$4,3.10^{-3}$	21.10^{-6}	2,07	380	390	8,9	1083
2	Al	26	$4,1.10^{-3}$	$16,6.10^{-6}$	1,6	200	900	2,7	660

*c – специфичен топлинен капацитет

Проводникови материали – сплави

№	Наименование	Състав	$\rho, n\Omega.m$	TK _p , K ⁻¹	θ работна, °C
1	Манганин	Cu, Mn, Ni	430	10.10^{-6}	60(200)
2	Новоманганин	Cu, Mn, Ni	2050	0	400
3	Константан	Cu, Mn, Ni	500	-30.10^{-6}	400-450
4	Новоконстантан	Cu, Mn, Ni, Al, Fe	1880	$\pm 2.10^{-6}$	400
5	Изабелин	Cu, Mn, Al	500	$1-2.10^{-6}$	300
6	Ново сребро	Cu, Ni, Zn	300	360.10^{-6}	200-300
7	Никелин	Cu, Ni, Mn	400	110.10^{-6}	200-300
8	Нихром	Fe, Ni, Cr	1000	150.10^{-6}	1000
9	Фехрал	Fe, Cr, Al	1200	100.10^{-6}	800
10	Хромал	Cr, Al	1400 1600	65.10^{-6}	1300
11	Кантал	Fe, Co, Al, Cr	1350 1450	$60-90.10^{-6}$	1150 1350
12	Копел	Cu, Ni	470		
13	Алумел	Al, Mn, Si	330		
14	Хромел	Ni, Cr	680		

ПРИЛОЖЕНИЕ 5

Полупроводникови материали

№	Тип	Забр.зона eV	μ_e , m/Vs	μ_p , m/Vs	n, cm ⁻³	ρ_v , $\Omega.m$	ϵ_r	Траб, °C	θ_T °C
1	Ge	0,72	0,39	0,19	$2,9 \cdot 10^{13}$	0,68	16	80-100	936
2	Si	1,12	0,14	0,05	$3 \cdot 10^{10}$	$2,3 \cdot 10^3$	12,5	120-200	1417
3	Se	1,8		$0,2 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{16}$	$1,5 \cdot 10^3$	6,3		
4	SiC	2,8-3,1	0,3	0,02				700	250
5	GaAs	1,47	0,95	0,045			13,1	350	1250
6	InSb	0,18	7,8	0,075			16,8		536
7	GaP	2,2	0,019	0,012			17,7	500	
8	CdS	2,4-2,6	0,035	$50 \cdot 10^{-4}$					1750
9	CdSe	1,6-1,8	0,008	$50 \cdot 10^{-4}$					
10	CdTe	1,3-1,6	0,1	$60 \cdot 10^{-4}$					

ПРИЛОЖЕНИЕ 6

Магнитно меки материали

Наименовани	Примес C	Примес O ₂	μ_{rH}	μ_{rmax}	H _c , A/m	B _r , T	B _s , T	θ_k , °C
Co			70	250	800	0,49	1,7	112
Ni			110	600	56	0,4	0,6	358
Fe			10000	20000	4	1,3	2,15	770
Армко Fe	0,025	0,06	250	8000	64	0,78		
Електролитно Fe	0,02	0,01	500	15000	28	1,05		
Карбонилно Fe	0,008	0,005	3000	21000	6,4	0,6		
Пермалой Fe, Ni (40-50%)			1700	15000	10-30		1,5	
			3200	30000				
Пермалой Fe, Ni (70-80%)			16000	50000	1-5,2		0,6	
			35000	220000				
Суперпермалой								
79%Ni, 5%Mo, 15%Fe, 0,5%Mn			10000	1500000	0,3		0,8	
Алсифер A15,6%, 9,55%Si, Fe			35000	117000	1,7		1,1	

Магнитно твърди материали и магнитни материали със специално предназначение

№	Наименование	B_r , Т	H_c , А/м	W_{max} , kJ/m^3
1	Мартензитни стомани Cr, 3%	0,95	4,8	1,1
2	Мартензитни стомани Cr, 0,4%, W 0,6%	1	5	1,2
3	Мартензитни стомани Cr, 6%, Co, 15%	0,8	13,6	2,15
4	Ални Fe, Al, Ni Алниси Fe, Al, Ni, Si Алноко Fe, Al, Ni, Co < 15%	0,5-1,2	40-87	7-53
5	Вако Fe, V < 12%, Co Комол Fe, Co, Mo Кунико Fe, Cu, Ni, Co	0,9	24	8
6	Магнито Fe, Al, Ni, Co - 24%	1,23	44	32
7	Вако(викалой) Fe, V > 12%, Co Кунифе Cu, Ni, Fe			
8	Ферит БИ Ферит БА	0,2 0,3-0,4	120 136 150 200	6-8 20-26
9	Перминдюор Fe, Co (50-70%) – $B_s \approx 2,5$, Т			
10	Калмалой Ni - Cu Термалой Fe - Ni, $T_{K_{\mu}} < 0$ $\theta_k = 1 \div 100^\circ C$ Компенсатор Fe - Ni - Cr			
11	Перминвар Fe - Ni - Co 25% - 45% - 30% $\mu_H = 300$ Изоперм Fe - Ni - Al (Cu) $\mu_H = 30 \div 80$			
12	Fe - Cu; Fe - Co; Fe - Al (алфер)			$\Delta l / l = (10 \div 70) \cdot 10^{-6}$

Влияние на различни фактори върху магнитните характеристики

Фактори	Величини	μ_H	μ_{max}	H_{is}^*	B_r	H_c	P_h	P_f
Примеси		↘	↘	→	↗↘	↗	↗	→
Текстуриране		↗↘	↗	→	↗	↘	↗↘	→
Температура		↗↘	↗↘	↘	↘	↘	↘	→
Въздушна междина		↘	↘	→	↘	→	→	→
Честота		↘	↘	↘	↗	↗	↗	↗

* H_{is} – намагнитеност при насищане

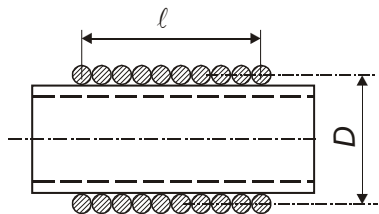
↗ - нараства; ↘ - намалява; → - не се изменя.

ПРИЛОЖЕНИЕ 7

Индуктивни бобини

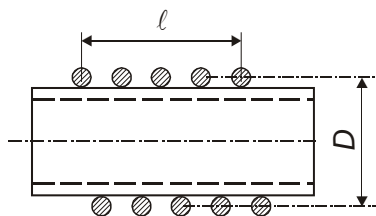
В следващото изложение индуктивността L е μH , w – брой навивки; всички размери са в см.

Еднослойна бобина при плътна намотка (навивка до навивка)



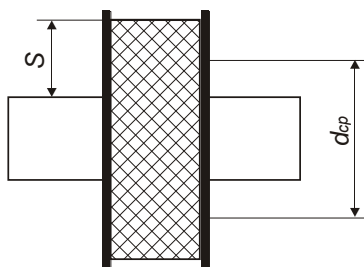
$$L = \frac{0,01D^2 w^2}{l + 0,44D} \quad (\text{П.7.1.})$$

Еднослойна бобина с разредена намотка за ултракъси вълни (УКВ)



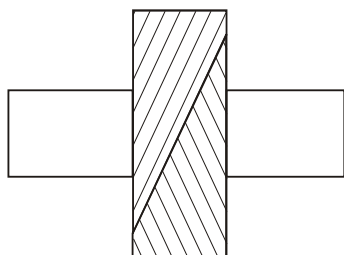
С приближение е валидно уравнение (П.7.1)

Многослойна бобина с проводник, навит "накуп"



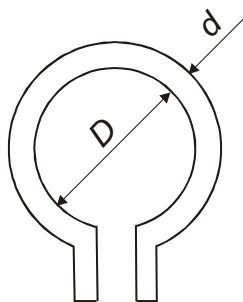
$$L = \frac{0,08.d_{cp} w^2}{3d_{cp} + 9(l + s)} \quad (\text{П.7.2})$$

Многослойна бобина с кръстосана машинна плетка (2 последователни навивки не са съседни)



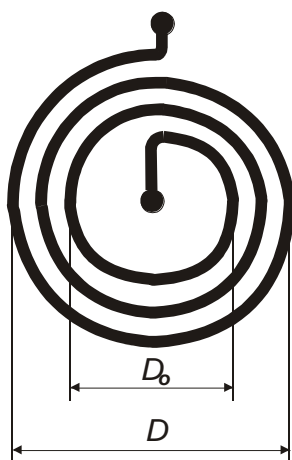
$$L = \frac{0,0787.d_{cp} w^2}{3d_{cp} + 9l + 10s} \quad (\text{П.7.3})$$

Еднонавивкова бобина



$$L = 2\pi D \left(2,31 \lg \frac{8D}{d} - 2 \right) 10^{-3} \quad (\text{П.7.4})$$

Печатна бобина

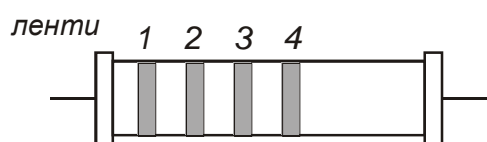


$$L = \frac{24,6 \cdot D_{cp} \cdot w^2}{1 + 1,375 \frac{D}{D_{cp}}} \cdot 10^{-2} \quad (\text{П.7.5})$$

$$D_{cp} = \frac{D + D_0}{2}$$

Резистори

Маркиране на номиналните стойности на съпротивленията на резисторите и допустимите отклонения от тях чрез цветен код



- 1- първа цифра
- 2- втора цифра
- 3- множител
- 4- толеранс

Таблица П.7.1.

Цвят	Първа лента	Втора лента	Трета лента	Четвърта лента
	първа цифра	втора цифра	множител	толеране %
Сребрист	-	-	10^{-2}	± 10
Златист	-	-	10^{-1}	± 5
Черен	-	0	1	-
Кафяв	1	1	10	± 1
Червен	2	2	10^2	± 2
Оранжев	3	3	10^3	-
Жълт	4	4	10^4	-
Зелен	5	5	10^5	-
Син	6	6	10^6	-
Виолетов	7	7	10^7	-
Сив	8	8	10^8	-
Бял	9	9	10^9	-
Липсва	-	-	-	± 20

Буквено-цифров код: състои се от цифри, показващи номиналното съпротивление и 2 букви – първата от тях показва единицата за измерване на съпротивлението, а втората – допустимото отклонение от номиналната стойност

Първа буква: Е - Ω
 К - килоом
 М - мегаом

Буквата изпълнява и ролята на десетична запетая. Например 6К8 означава 6,8 к Ω .

Смисълът на втората буква е показан в табл. П.7.2.

Таблица П.7.2

Кодирано означение	B	C	D	F	G	J	K	M	N
Толеране, %	$\pm 0,1$	$\pm 0,25$	± 1	± 1	± 2	± 5	± 10	± 20	± 30

Номинални мощности на резисторите

0,01; 0,025; 0,05; 0,125; 0,25; 0,5; 1 ; 2 ; 5 ; 8 ; 10 ; 16 ; 25 ; 50 ; 75 ; 100 ; 160 ; 250 и 500 W.

Гранични работни напрежения на резисторите

150, 200, 250, 350, 500, 750, 1000, 1500, 3000, 10000 V.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барудов, С. Избрани лекции по електротехнически материали и елементи. В., ТУ, 2000.
2. Богородицкий, Н. П. , В.В. Пасынков, Б.М. Гареев. Электротехнические материалы. Л., Энергоатомиздат, 1985.
3. Георгиев, А. Сл. Конструкция и технология на електронна апаратура. В., ТУ, 2002.
4. Георгиев, А. Сл., Р.Б. Пранчов. Конструирание и технология на електронна апаратура. В., ТУ, 2003.
5. Георгиев, П. и др. Физика. В., ТУ, 2003.
6. Дюстабанов, Г. и др. Электротехнические материалы. С., Техника, 1983.
7. Илиев, Б. И., Р.Б. Пранчов. Материали и градивни елементи в електрониката. С., Техника, 1988.
8. Материали в приборостроении и автоматике. Справочник. Под ред. Ю.М. Пятина. М., Машиностроение, 1969.
9. Миндова, Н. Физични величини и измерителни единици. С., Техника, 1985.
10. Митов, Б. Электротехнические материалы. С., Техника, 1973.
11. Михайлов, Н. Электротехнические материалы. С., Земиздат, 1993.
12. Окадзаки, К. Пособие по электротехническим материалам. М., Энергия, 1979.
13. Панов, В.Х. Электрические машины и электротехнические материалы. С., Техника, 1977.
14. Парушев, Д. и др. Электротехнические материалы, курс лекции. В., ВМЕИ, 1982.
15. Пранчов, Р. Б. Материалознание в электрониката. С., ТУ, 1999.
16. Пранчов, Р. Б. Материалознание в электрониката. С., Техника, 1989.
17. Рачев, Д. А. Справочник на радиолюбителя. С., Техника, 1990.
18. Справочник по электротехническим материалам. Под ред. Ю.В. Корицкого, Л., Атомиздат, 1988.
19. Гареев, Б. М. Физика диэлектрических материалов. М., Энергия, 1973.
20. Терещук, Р. М. и др. Малогабаритная радиоапаратура. К., Научная думка, 1975.
21. Тошев, С. Д. и др. Физика. С., Наука и искусство, 1987.
22. Туричин, А. М. и др. Электрические измерения неэлектрических величин. Л., Энергия, 1975.
23. Уваров, Е. Б., А. Айзакс. Речник на научните термини. С., Петър Берон, 1992.
24. Штофа, Ян. Электротехнические материалы в вопросах и ответах. М., Энергоатомиздат, 1984.
25. Яманов, С. А., Л.В. Яманова. Старение, стойкость и надежность электрической изоляции. М., Энергоатомиздат, 1990.
26. Бинек, В., Х. Хайбл. Справочник по электротехника. С., Техника, 1989.

СЪДЪРЖАНИЕ

Предговор	2
Глава I. ФИЗИЧНИ ОСНОВИ НА ЕЛЕКТРОМАТЕРИАЛОЗНАНИЕТО	3
1. Основни понятия от електростатиката	3
1.1. Електричен заряд	3
1.2. Електрично поле	3
2. Сведения за строежа на веществата	4
2.1. Атоми	4
2.2. Молекули. Макромолекули	6
2.3. Кристални и аморфни тела	7
2.4. Особености на газообразното и течно състояние на веществата	8
3. Механизъм на електризирането	9
4. Свързани и свободни електрични заряди	9
5. Електричен ток. Напрежение	9
6. Електрично съпротивление. Закон на Ом. Пад на напрежението	12
7. Работа и мощност на електричния ток	12
8. Променливи ток и напрежение	13
9. Работа и мощност при променлив ток	17
10. Кондензатор. Капацитет	17
11. Зонна теория на твърдо тяло	19
12. Магнетизъм	21
13. Оптични явления	22
13.1. Природа на светлината	22
13.2. Отражение и пречупване на светлината	23
13.3. Видими, инфрачервени и ултравиолетови лъчи	24
13.4. Фотометрични величини	24
14. Класификация на електротехническите материали	25
Глава II. НЕЕЛЕКТРИЧНИ СВОЙСТВА НА МАТЕРИАЛИТЕ	27
15. Механични свойства	27
15.1. Механични свойства на твърди материали	27
15.2. Механични свойства на течности	28
16. Свойства на материалите, свързани с влагата	30
17. Свойства на материалите, свързани с топлината	32
17.1. Температури на топене и размекване	32
17.2. Температурен коефициент (ТК, α)	32
17.3. Теплопроводност	33
17.4. Устойчивост на импулсно топлинно натоварване	34
17.5. Температури на пламване и възпламеняване	34
18. Радиационна устойчивост	34
Глава III. ДИЕЛЕКТРИЦИ	38
19. Явления в диелектрик под действие на електрично поле	38
20. Поляризация	38
20.1. Механизъм на явлението поляризация	38

20.2.	Електрична поляризация \vec{P} . Електрична индукция \vec{D}	39
20.3.	Физичен смисъл на относителната диелектрична проницаемост ϵ_r	40
20.4.	Основно уравнение на поляризационния процес. Уравнение на Клаузиус-Мосоти	41
20.5.	Видове поляризации на диелектриците	42
20.6.	Време на релаксация	47
20.7.	Поляризация на диелектриците в променливо електрично поле	48
20.8.	Влияние на други фактори върху относителната диелектрична проницаемост	55
20.9.	Диелектрична проницаемост в зависимост от агрегатното състояние	56
21.	Електропроводимост на диелектриците	57
21.1.	Основни понятия	57
21.2.	Специфично обемно и специфично повърхностно съпротивление	58
21.3.	Електропроводимост на газообразни диелектрици	60
21.4.	Електропроводимост на течни диелектрици	62
21.5.	Електропроводимост на твърди диелектрици	66
22.	Диелектрични загуби	68
22.1.	Общи сведения	68
22.2.	Токове през диелектриците. Векторни диаграма на пълния ток	69
22.3.	Заместващи схеми на реален диелектрик (реален кондензатор)	72
22.4.	Видове диелектрични загуби	75
22.5.	Обобщение на величината имагинерна съставляваща на относителната диелектрична проницаемост (ϵ_r'')	83
22.6.	Диелектрични загуби в зависимост от агрегатното състояние	83
23.	Поведение на диелектрик в електрично поле с висок интензитет	86
23.1.	Общи сведения за пробив в диелектрик	86
23.2.	Разряд в газове	89
23.3.	Разряд в течни диелектрици	95
23.4.	Пробив в твърди диелектрици	96
24.	Многокомпонентни диелектрични системи в електрично поле	99
24.1.	Диелектрична проницаемост на многокомпонентни диелектрици	99
24.2.	Поляризация и електропроводимост на двукомпонентна диелектрична система	103
24.3.	Диелектрични загуби в двукомпонентна диелектрична система	107
24.4.	Двукомпонентна диелектрична система в електрично поле с висок интензитет	109
25.	Стареене на диелектрици	111
25.1.	Електродеградация	111
25.2.	Особеност на стареенето на неорганични диелектрици	112
25.3.	Особеност на стареенето на органични диелектрици	113
26.	Неелектрични свойства на диелектриците (продължение на т. II)	114
26.1.	Термопластичност и терморективност	114
26.2.	Топлоустойчивост	114
26.3.	Работа на материалите при ниски температури	115
26.4.	Дъгоустойчивост	115
26.5.	Тропикоустойчивост	116
26.6.	Работа на диелектриците във вакуум	116
27.	Видове диелектрици	116
27.1.	Газообразни диелектрици	117
27.2.	Течни диелектрици	118
27.3.	Твърди диелектрици	120

27.4.	Многокомпонентни диелектрици	129
28.	Активни диелектрици	132
28.1.	Общи сведения за активните диелектрици	132
28.2.	Сегнетодиелектрици (сегнетоелектрици)	132
28.3.	Парадиелектрици (параелектрици)	136
28.4.	Пиезодиелектрици (пиезоелектрици)	136
28.5.	Пиродиелектрици (пироелектрици)	137
28.6.	Електрети	138
28.7.	Електрооптични материали	140
28.8.	Течни кристали	140
29.	Елементи на основата на активни диелектрици	141
29.1.	Елементи на основата на сегнетоелектрици - вариконди	141
29.2.	Елементи на основата на пиезоелектрици	143
29.3.	Пироелектрични преобразуватели	146
29.4.	Електретни преобразуватели	146
29.5.	Елементи на основата на течни кристали (течнокристални индикатори)	147

Глава IV. ПРОВОДНИКОВИ МАТЕРИАЛИ 148

30.	Основни свойства на проводниковите материали	148
30.1.	Общи сведения	148
30.2.	Електрична проводимост на металите	148
30.3.	Влияние на различни фактори върху електропроводимостта на металите	151
30.4.	Свърхпроводимост и хиперпроводимост	155
30.5.	Термоелектродвижещо напрежение	157
30.6.	Контактна потенциална разлика и термоелектродвижещо напрежение	158
31.	Най-често използвани проводникови материали	159
31.1.	Материали с голяма електропроводимост	159
31.2.	Проводникови материали с голямо съпротивление	160
31.3.	Проводникови материали за контакти	161
31.4.	Припой и флюси	163
31.5.	Проводникови материали за термодвойки	165

Глава V. ПОЛУПРОВОДНИКОВИ МАТЕРИАЛИ 167

32.	Основни свойства на полупроводниците	167
32.1.	Общи сведения	167
32.2.	Структура на елементарните полупроводникови материали	167
32.3.	Собствена проводимост на полупроводниците	167
32.4.	Примесна проводимост	168
32.5.	Енергетични диаграми	169
32.6.	Зависимост на проводимостта от различни фактори	171
32.7.	Свойства на PN преход	176
33.	Видове полупроводникови материали	178
33.1.	Химични елементи със свойствата на полупроводници	178
33.2.	Химични съединения със свойствата на полупроводници	179
34.	Методи за обработка на полупроводникови материали	180

Глава VI. МАГНИТНИ МАТЕРИАЛИ		182
35.	Общи сведения за магнитното поле и магнитните материали	182
35.1.	Основни понятия	182
35.2.	Видове магнетизъм	183
35.3.	Криви на намагнитване	185
35.4.	Относителна магнитна проницаемост	187
35.5.	Ефекти в магнитните материали	189
35.6.	Зависимост на магнитните характеристика от различни фактори	192
35.7.	Класификация на магнитните материали	193
36.	Най-често използвани магнитни материали	194
36.1.	Магнитно меки материали за ниска честота	194
36.2.	Магнитно меки материали за висока честота	195
36.3.	Магнитно твърди материали	196
36.4.	Аморфни метални сплави	197
36.5.	Магнитни материали със специално предназначение	199

Глава VII. ПАСИВНИ ЕЛЕМЕНТИ		202
37.	Общи сведения	202
38.	Индуктивни бобини	203
38.1.	Общи сведения	203
38.2.	Параметри на бобините	203
38.3.	Екраниране на бобините	206
38.4.	Дросели	206
39.	Резистори	207
39.1.	Номинално съпротивление и неговото допустимо отклонение	207
39.2.	Температурен коефициент на съпротивлението	207
39.3.	Ниво на собствен шум	207
39.4.	Честотни свойства на резисторите	208
39.5.	Топлинен режим на работа	209
39.6.	Гранично работно напрежение $U_{гр}$	210
39.7.	Импулсен режим на работа	210
39.8.	Надеждност	210
39.9.	Видове резистори	211
40.	Кондензатори	213
40.1.	Общи сведения	213
40.2.	Параметри на кондензаторите	213
40.3.	Честотни свойства	215
40.4.	Загуби от енергия в кондензатора	216
40.5.	Област на работните напрежения и честоти на кондензатора	218

ПРИЛОЖЕНИЯ		220
<i>Приложение 1</i> Стойности на някои фундаментални константи		220
<i>Приложение 2</i> По-важни величини и измерителни единици		220
	Пространство и време	220
	Периодични явления	220
	Механика	221
	Топлина	221

Електричество и магнетизъм	222
Оптични явления и светлина	222
Атомна и ядрена физика. Йонизиращи лъчения	223
Имена и означения на представките за образуване на дробни и кратни единици	223
Приложение 3 Справочни данни за диелектрици	224
Газообразни диелектрици	224
Състав на въздуха	224
Течни диелектрици	224
Твърди диелектрици	225
Приложение 4	225
Проводникови материали - метали	225
Проводникови материали - сплави	225
Приложение 5 Полупроводникови материали	226
Приложение 6	226
Магнитно меки материали	227
Магнитно твърди материали и магнитни материали със специално предназначение	227
Влияние на различни фактори върху магнитните характеристики	227
Приложение 7	228
Индуктивни бобини	228
Резистори	229
ЛИТЕРАТУРА	231