Закон на Кулон. Електростатично поле. Връзка между интензитета и потенциала. Теорема на Гаус

1. Закон на Кулон
2. Електростатично поле
3. Теорема на Гаус

а) за вакуум

б) за диелектрик

1. Закон на Кулон

Суха стъклена пръчка, натъркана с копринен плат, може да повдигне малки хартийки. Същото се наблюдава и когато се натрие ебонитова пръчка с кожа. Освен това натърканите съклена и ебонитова пръчки се привличат. Анализът на много подобни експерименти води до постулата за съществуването на два вида електричество – положително и отрицателно. Условно положителното електричество се дефинира като електричество, което се получава като се натърка стъклена пръчка с копринен плат, а отрицателното – когато ебонитова пръчка се натърка с кожа. Ако количеството на положителното електричество е равно на количеството на отрицателното електричество в един предмет, той е електрически неутрален. Ако в него има излишък от отрицателно електричество, той е зареден отрицателно. Ако в него има недостиг на отрицателно електричество, той е зареден положително.

През 1909 г. Робърт Миликен извършва серия от опити със заредени маслени капки. Той установява, че големината на електрическия заряд, който те носят е кратен на една константа;

общият заряд = Ne,

N – цяло число , $n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots$

След прецизни измервания се установява, че величината e има стойност $e = 1{,}60.10^{-19}$ C. Това е най-малкия заряд в природата. Електронът, позитронът и протонът имат заряд с такава големина, съответно $e-$, $e+$ и $e+$.

В края на XIX век Шарл Кулон провежда редица опити за взаимодействие на неподвижни точкови заряди и стига до следната формулировка:

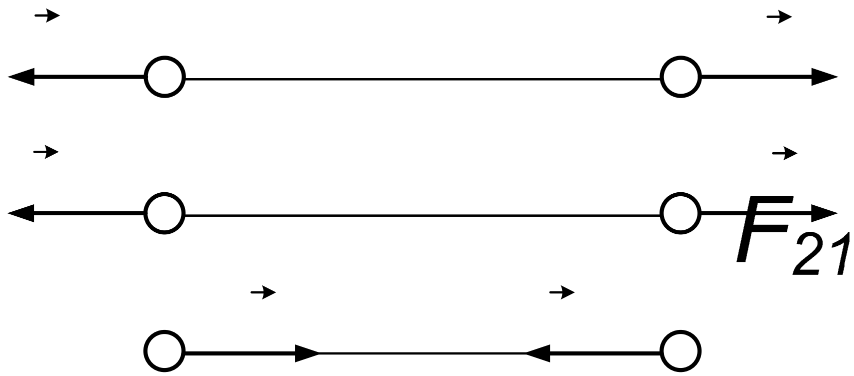
Големината на силите, с които си взаимодействат два неподвижни точкови заряда във вакуум е пропорционална на произведението на големината на зарядите q_1 и q_2 и обратно пропорционална на квадрата на разстоянието между тях.

Формулировката е известна като закон на Кулон.

Математическият му вид е

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1 q_2}{r^2}$$

където ε_0 е електрическа константа или диелектрична проницаемост на вакуума. ε_0 е универсална физична константа и има стойност ε_0 = 8,85.10^{-12} F/m.



Фиг. 1

$\vec{F}_{12}$ е силата, с която първият заряд действа на втория, $\vec{F}_{21}$ е силата, с която вторият заряд действа на първия. Силите винаги са равни по големина и противоположни по посока.

$\vec{F}_{12}$ и $\vec{F}_{21}$ са централни сили, т.е. те са разположени по правата, която ги съединява. На фиг. 1 са дадени възможните случай за тези сили. Когато зарядите са едноименни, те са сили на отблъскване, а когато са разноименни – на привличане.

Математическият запис на закона на Кулон във векторен вид е

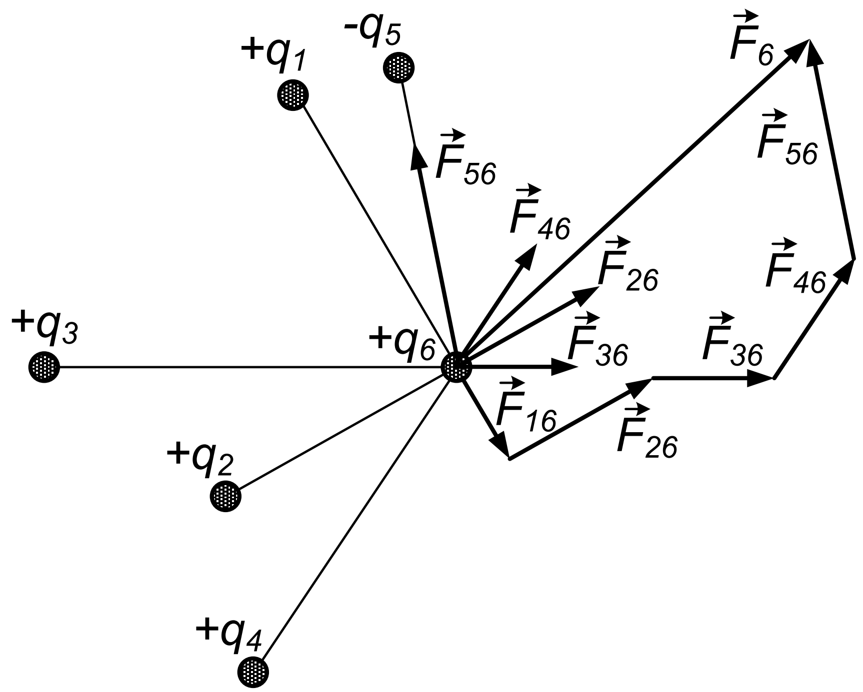
$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1 q_2}{r^2}\frac{\vec{r}}{r}$$

където $\frac{\vec{r}}{r}$ е единичен вектор, отчитащ посоката на силата.

Кулоновите сили са универсални – важат както за макротела, така и за микрочастици и имат един и същ вид и за едните и за другите тела. Освен това за тях важи принципът на суперпозицията

$$\vec{F}_1 = \vec{F}_{21} + \vec{F}_{31} + \vec{F}_{41} + \ldots + \vec{F}_{n1}$$

Графично събиране на сили е представено на фиг. 2. Резултантната сила $\vec{F}_6$, действаща на точковия заряд q_6 е векторна сума на силите, с които му действат останалите заряди.



Фиг. 2

2. Електростатично поле

Когато в пространството се постави заряд, той изменя свойствата му. Около заряда се създава и разпространява физичен обект със свои специфични особености и характеристики, наречен електростатично поле. Доказателство за неговото реално съществуване е фактът, че при внасяне на втори електрически заряд (наречен пробен заряд) в коя да е точка от пространството, на него му действа кулонова сила . Може да се обобщи, че в пространството около всеки точков заряд съществува силово поле, наречено електростатично (електрическо) , чрез което се осъществява взаимодействието между електрическите заряди.

а) Интензитет на електрическото поле

Нека изследваме силовото поле около електри-

чески заряд q. За целта се използва така наречения пробен заряд q_0. Това е много малък заряд, за който приемаме, че не деформира полето, което се изследва, когато се поставя в дадена точка от пространството.

Да направим следния експеримент. В дадена точка от пространството се поставят последователно заряди

$$q_{01}, q_{02}, q_{03}, \dots, q_{0n}$$

и се измерват съответно силите, които им действат

$$\vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3, \dots, \vec{F}_n$$

Оказва се, че отношението на тези сили към съответния и пробен заряд е едно и също

$$\frac{\vec{F}_1}{q_{01}} = \frac{\vec{F}_2}{q_{02}} = \frac{\vec{F}_3}{q_{03}} = \dots = \frac{\vec{F}_n}{q_{0n}} = co\vec{n}st$$

Това е физична величина, която се явява характеристика на полето и се нарича интензитет електростатичното поле в дадена точка.

Интензитетът на електростатичното поле в дадена точка е векторна физична величина, равна на силата, която действа на единица положителен заряд в дадена точка или

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}$$

Съгласно закона на Кулон може да се определи интензитета на полето, създадено от точков заряд на разстояние r от него

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}\frac{\vec{r}}{r}$$

Големината на интензитета се определя с формулата

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}$$

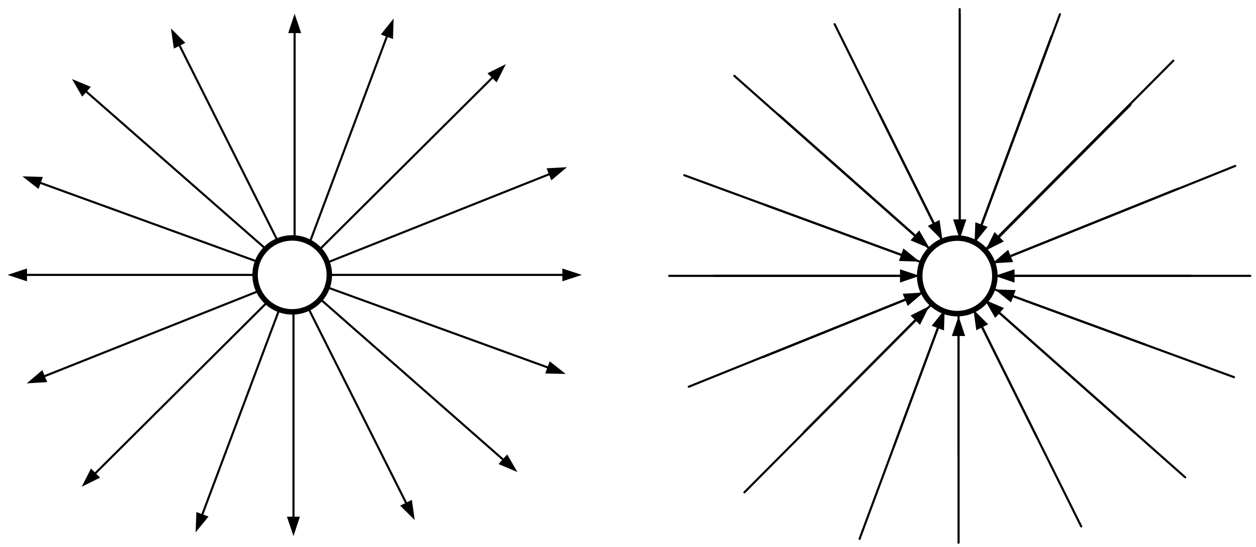
- Интензитетът *E* на полето на точков заряд е обратнопропорционален на квадрата на разстоянието *r* от заряда до точката, в която се търси полето.
- Направлението му е по радиуса на сфера с център заряда и минаващо през точката, в която се търси полето. Посоката е навън от сферата при положителен заряд и към центъра на сферата при отрицателен заряд.
- Обобщение: На всеки внесен заряд q' в точка от полето с интензитет му действа кулонова сила , като и са в една посока при $q' > 0$ и в противоположни посоки при $q' < 0$.

  Мерната единица за интензитет на електрическото поле в SI е волт на метър (V/m).

Електростатичното поле може да се представи графично чрез силови линии – въображаеми линии, за които допирателните към тях във всяка точка са по направление на интензитета. Чертаят се с определена гъстота, която се явява мярка за големината на интензитета. Броят на линиите, пробождащи единица площ, перпендикулярна на вектора на интензитета в тази точка, е равен на големината на интензитета .

Линиите на интензитета започват от положителните заряди и завършват в отрицателните.

С други думи линиите на интензитета на точков заряд са радиални прави, започващи от заряда и достигащи до безкрайност за положителен заряд или започващи от безкрайност и завършващи в заряда за отрицателен заряд. И в двата случая са радиални прави през заряда, като при положителен заряд излизат от него, а при отрицателен – влизат в него.



Фиг. 3

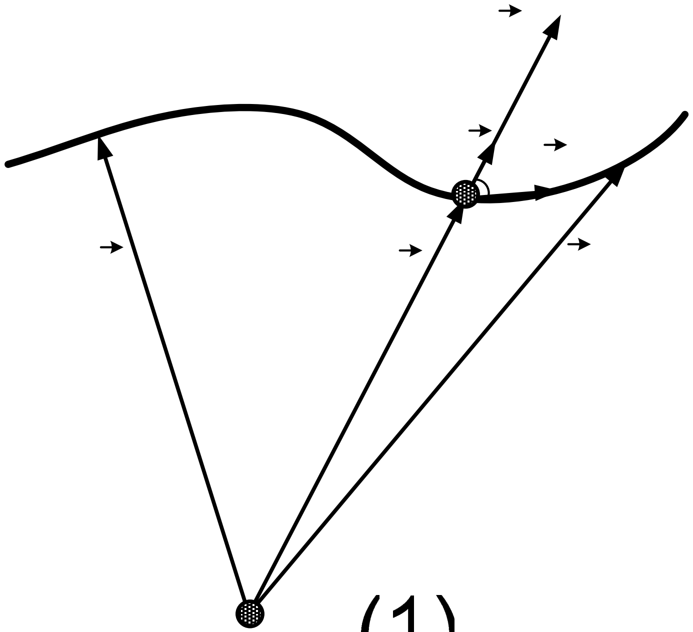
За интензитета на електричното поле е в сила принципът на суперпозицията: Ако електростатичното поле е създадено от няколко заряда с големина

$$q_1, q_2, q_3, \ldots, q_n$$

то резултантният интензитет на полето в дадена точка е векторна сума от интензитетите в тази точка, създадени от всеки от зарядите поотделно

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \ldots + \vec{E}_n$$

б) Потенциал на електростатичното поле



Фиг. 4

Силата, която действа на точков заряд, намиращ се в полето на друг точков заряд, е централна. Полето на централните сили е потенциално. Следователно електростатичното поле е потенциално. Да покажем това.

Разглеждаме електростатично поле, създадено от неподвижен точков заряд q. Да изчислим работата, която вършат силите на това поле при преместване на друг точков заряд q_0 от положение 1 до положение 2 като движението му се извършва по произволна крива.

Елементарната работа dA' при преместване на заряда q_0 е

$$dA' = F d\ell \cos\alpha$$

Работата на електростатичните сили за целия път 1 → 2 е

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0 r_1} - \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0 r_2}$$

Работата на електростатичните сили не зависи от пътя, по който става преместването на заряда (не зависи от вида на траекторията), а само от началното и крайното положение на заряда.

Следователно електростатичното поле е потенциално, а силите са консервативни. Оттук следва, че работата на електростатичните сили по затворен контур е нула

$$A_L = q_0 \oint_L \vec{E}.d\vec{\ell} = 0$$

Интегралът $\oint_L \vec{E}.d\vec{\ell}$ се нарича циркулация на вектора на интензитета на електростатичното поле.

Циркулацията на вектора на електростатичното поле е равна на нула. Физичният смисъл на този факт е следния: Силовите линии на електростатичното поле не могат да бъдат затворени криви. Те започват от положителен заряд и завършват в отрицателен заряд.

При потенциално поле работата, която извършват силите на полето на неподвижен заряд q при преместване на заряд q_0 от положение 1 в положение 2 може да се представи с израза

$$A_{12} = E_{p1} - E_{p2}$$

Потенциалната енергия на заряда q_0 в точка, намираща се на разстояние r от заряда q е

$$E_p = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0 r} + const$$

С други думи, E_p е потенциалната енергия на заряда q_0 в полето на заряд q. Приема се, че в безкрайност потенциалната енергия е равна на нула. От горния израз следва

$$E_p(\infty) = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0 r} + const = 0$$

$$const = 0 \qquad E_p = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0 r}$$

Нека разгледаме полето на заряда q и в произволна негова точка се поставят последователно заряди

$$q_{01}, q_{02}, q_{03}, \dots, q_{0n}$$

На всеки един от тези заряди съответства потенциална енергия

$$E_{p1}, E_{p2}, E_{p3}, \dots, E_{pn}$$

Оказва се, че отношението е едно и също за дадена точка от полето

$$\frac{E_{p1}}{q_{01}} = \frac{E_{p2}}{q_{02}} = \frac{E_{p3}}{q_{03}} = \dots = \frac{E_{pn}}{q_{0n}} = const$$

То се нарича потенциал на полето в дадена точка

$$\varphi = \frac{E_p}{q_0}$$

и се явява характеристика на полето. Както интензитетът $\vec{E}$, така и потенциалът φ може да се използва за описание на полето на неподвижни точкови заряди.

Потенциалът φ е скаларна физична величина, равна на потенциалната енергия на единица положителен заряд, намиращ се в дадена точка от електростатичното поле.

Потенциалът на поле, създадено от точков заряд се дава с израза

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r}$$

Ако изразът за работа се представи във вида $A_{12} = E_{p1} - E_{p2} = q_0(\varphi_1 - \varphi_2)$

и зарядът q_0 се премести от дадена точка в безкрайност се получава $A_\infty = q_0\varphi$

Отчетено е, че $\varphi_\infty = 0$.

Потенциала на електростатичното поле в дадена точка се дава с израза

$$\varphi = \frac{A_\infty}{q_0}$$

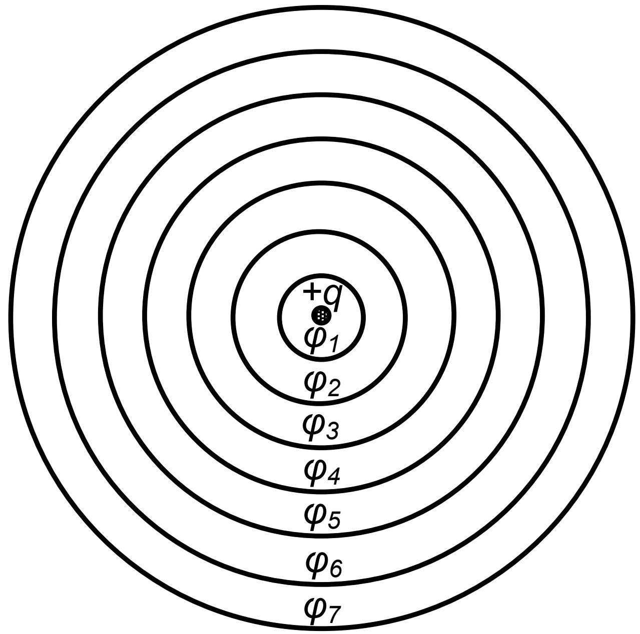
Потенциалът е физична величина, която числено е равна на работата на електростатичните сили над единица положителен заряд при преместването му от дадена точка на полето в безкрайност (друга дефиниция за потенциал).

Единицата за потенциал в SI е волт (V).

Казахме, че електростатичното поле може да се опише с потенциала. Графически това може да се представи чрез еквипотенциални повърхнини. Те са геометрично място на точки с еднакъв потенциал ($\varphi(x, y, z)$ = const). Обикновено се изчертават така, че разликата в потенциалите $\varphi_i - \varphi_{i+1}$ между две съседни повърхнини да е една и съща. Тогава по гъстотата на еквипотенциалните повърхнини може да се съди за интензитета на полето. Колкото по-голяма е гъстотата на еквипотенциалните повърхнини, толкова по-бързо се изменя потенциалът при преместване по нормалата към повърхността, следователно по-големи са стойностите на интензитетана полето.

Основните закономерности за еквипотенциалните повърхнини са:

- Във всяка точка от еквипотенциалната повърхност векторът на интензитета е перпендикулярен на нея и с посока към намаляване на потенциала или линиите на интензитета пробождат еквипотенциалните повърхности под прав ъгъл.
- Работата при преместване на електрически заряд от една точка на еквипотенциалната повърхност до друга точка на еквипотенциалната повърхност е нула.



Фиг. 5

в) Връзка между интензитет и потенциал

Електростатичното поле може да се опише с вектора на интензитета $\vec{E}$ или със скаларната величина потенциал φ. Логично е между тези величини да съществува еднозначна връзка. Когато се познава едната величина чрез нея може да се получи другата величина.

$$\vec{E} = -\,grad\,\varphi \qquad\qquad \vec{E} = -\nabla\varphi$$

Величината $\frac{d}{dx}\vec{i} + \frac{d}{dy}\vec{j} + \frac{d}{dz}\vec{k}$ е оператор в математиката, наречен градиент с означение е grad или още набла оператор (оператор на Хамилтон) с означение .

Основно свойство на оператора градиент: Посоката на градиента съвпада с посоката, за която отместването на дадена точка нараствайки се изменя с най-голяма скорост.

3. Теорема на Гаус
а) Във вакуум

Теоремата на Гаус дава потока на вектора на интензитета на електростатичното поле през произволна затворена повърхност.

$$\oint_S E_n dS = \frac{\sum_i q_i}{\varepsilon_0}$$

Потокът на вектора на интензитета през затворена повърхност е равен на алгебричната сума на всички заряди вътре в нея, разделена на електричната константа.

Приложение на теоремата на Гаус

В много случаи теоремата на Гаус позволява да се намери интензитета на полето по-лесно. Някои от тях са следните:

- Безкрайна еднородно заредена сфера.
- Безкрайни равномерно заредени успоредни повърхности.
- Обемно заредено кълбо.
- Равномерно заредена сферична повърхност.
- Равномерно зареден безкраен цилиндър.
- Плосък кондензатор.
- Цилиндричен кондензатор.
- Сферичен кондензатор.

б) В диелектрик

Законът на Кулон в диелектрик може да се запише във вида

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_r}\frac{q_1 q_2}{r^2}$$

където ε_r е относителна диелектрична проницаемост.

Физическият смисъл на относителната диелектрична проницаемост е следният: показва колко пъти силата на взаимодействие в дадена среда е по-малка в диелектрик отколкото, ако зарядите са във вакуум. Освен това показва и колко пъти електрическото поле в средата е по-слабо от полето във вакуум .

$$\varepsilon_r = \frac{F_0}{F} = \frac{E_0}{E}$$

Векторът на интензитета на електростатичното поле се изменя със скок на границата вакуум-диелектрик. Следователно интензитетът на електростатичното поле не е най-подходящата характеристика за описване на полето в диелектрик. За целта се използва физичната величина електрическа индукция $\vec{D}$

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}$$

Трябва да се отбележи, че електрическата индукция във вакуум е равна на електрическата индукция в среда

$$D_0 = \varepsilon_0 E = \varepsilon_0 \varepsilon_r E' = D$$

Силовите линии на електрическата индук-
ция започват от положителни свободни електрически заряди и завършват в отрицателни свободни електрически заряди. Тъй като в диелектрик няма свободни заряди, те свободно преминават през диелектрик без прекъсвания.

Мерната единица за електрическа индукция е кулон на квадратен метър (C/m^2).

Потокът на на вектора на електрическата индукция през произволна затворена повърхност *S* е равен на алгебричната сума на всички свободни заряди, обхващащи тази повърхност (Теорема на Гаус за диелектрик).

$$\oint_S D_n dS = \sum_i q_i$$

Електричен дипол в еднородно и нееднородно електрично поле. Поляризация на диелектрици. Сегнетоелектрици.

Пиезоелектричен ефект.

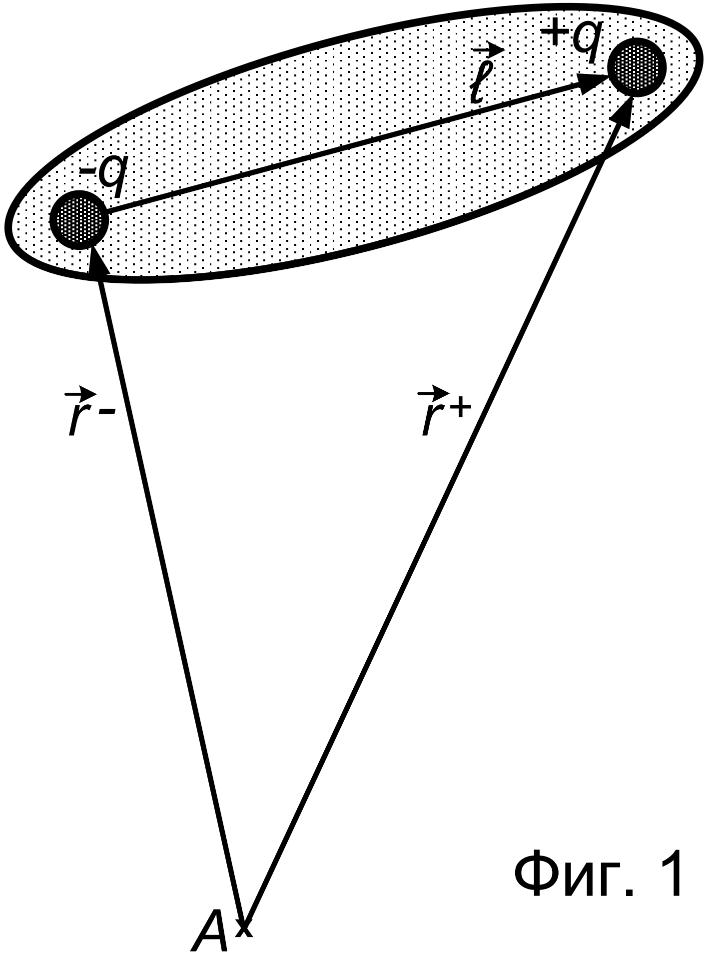
1. Полярни и неполярни молекули
2. Електричен дипол в еднородно и нееднородно електрично поле
3. Поляризация на диелектрици
4. Сегнетоелектрици
5. Пиезоелектричен ефект

1. Полярни и неполярни молекули

Когато се внесе диелектрик в електрическо поле и диелектрикът и полето търпят съществени изменения. Както е известно молекулите имат положителни ядра и отрицателни електрони. Електронът се движи около ядрото с голяма скорост като си изменя положението спрямо него. Действието на електрона спрямо външни заряди ще е такова, както ако би бил в покой в някаква точка, получена от осредненото му положение при движението.

$$\vec{r}^{\,+} = \frac{\sum_i q_i^+ r_i^+}{\sum_i q_i^+} = \frac{\sum_i q_i^+ r_i^+}{q} \qquad \vec{r}^{\,-} = \frac{\sum_i q_i^- r_i^-}{\sum_i q_i^-} = \frac{\sum_i q_i^- r_i^-}{-q}$$

За дадена молекула при разстояния големи в сравнение с размерите на молекулата действието на електроните е еквивалентно на действие на заряд, намиращ се в центъра на масите на отрицателните заряди и имащ големина сумарния заряд на електроните. Действието на ядрото е еквивалентно на заряд, намиращ се в центъра на масите на положителните заряди и големина сумата от големините им. Тъй като молекулата като цяло е неутрална сумата от големините на положителните и отрицателните заряди е отбелязана с *q* и -*q* съответно.



Фиг. 1

Полярната молекула има електрически момент

$$\vec{p}_e = q\vec{\ell} = q(\vec{r}^{\,+} - \vec{r}^{\,-})$$

Неполярната молекула няма собствен електрически момент. Под действие на полето зарядите се преместват един спрямо друг – положителните по посока на полето, а отрицателните в обратна посока. Молекулата придобива електрически момент с големина, пропорционална на интензитета на полето

$$\vec{p}_e = \beta \varepsilon_0 \vec{E}$$

където е поляризуемост на молекулата.

Действието на външно електрическо поле над полярна молекула е следното: то се стреми да установи електрическия момент по посока на полето, като на големината му практически не влияе.

Молекулите по електрически свойства са еквивалентни на електрически дипол.

2. Електричен дипол в еднородно и нееднородно електрично поле

Нека твърд дипол с елекрически момент се намира в еднородно електростатично поле с интензитет. Върху електричния дипол ще действат двойка сили $\vec{F}_1 = q\vec{E}$ и $\vec{F}_2 = -q\vec{E}$, които създават въртящ момент

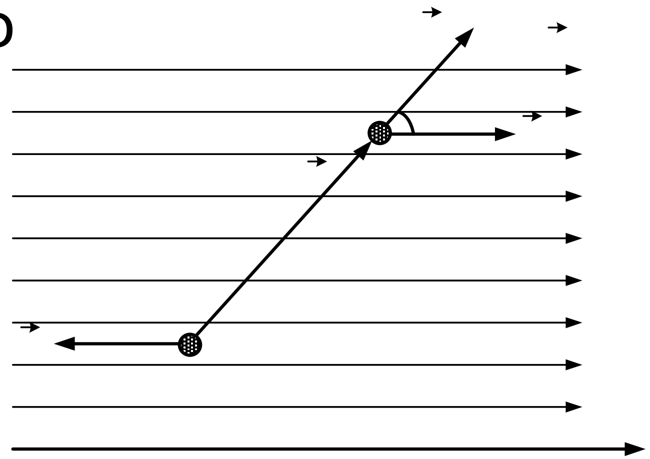
$$M = qE\ell \sin\alpha = p_e E \sin\alpha$$

където $\alpha = \angle(\vec{p}_e, \vec{E})$

Във векторен вид израза е

$$\vec{M} = \vec{p}_e \times \vec{E} \sin\alpha$$

Моментът на двойката сили завърта електричния дипол така, че той да се установи по посока на електрическото поле.



Фиг. 2

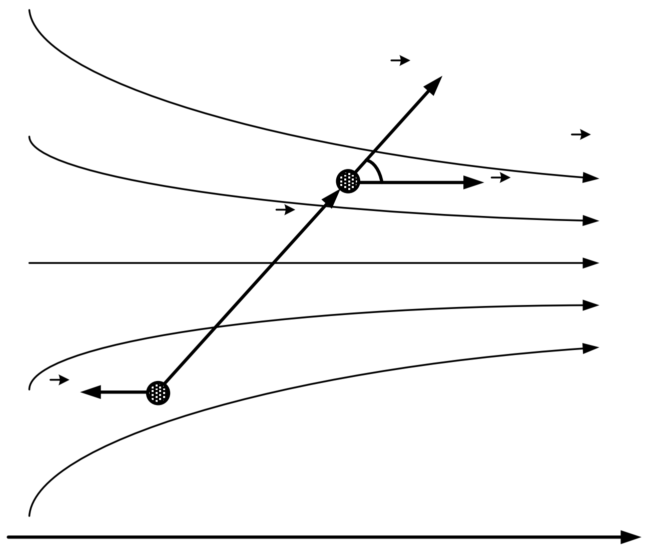
Нека твърд дипол се намира в нееднородно електростатично поле. Да предположим, че електрическото поле се изменя преди всичко в посока на оста X. Разстоянието между положителния и отрицателния заряд в тази посока е

$$\Delta x = \ell \cos\alpha$$

Изменението на интензитета по оста X се дава с израза

$$\Delta E = \frac{\partial E}{\partial x}\Delta x = \frac{\partial E}{\partial x}\ell \cos\alpha$$

където $\frac{\partial E}{\partial x}$ е градиентът на интензитета на полето.



Фиг. 3

На дипола му действа сила

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$$

$$F = q\Delta E = q\frac{\partial E}{\partial x}\ell \cos\alpha$$

$$F = p_e \frac{\partial E}{\partial x}\cos\alpha$$

В нееднородно поле на електричното поле му действа въртящ момент (3.4), който се стреми да го ориентира по посока на полето и сила (3.5). Вследствие на действието на силата, при α Є $(0, \frac{\pi}{2})$ диполът се въвлича от нея в областта на по-силното поле, а при α Є $(\frac{\pi}{2}, \pi)$ се отблъсква от областта на по силното поле.

3. Поляризация на диелектрици

В нормално състояние на диеликтик елекричния момент е $\vec{p}_i = \vec{0}$ за неполярни молекули и $\vec{p}_i \neq 0$ за полярни молекули. Електричните моменти на неполярните молекули са ориентирани хаотично и за резултантния електричен момент се получава $\sum_i \vec{p}_i = \vec{0}$

При внасяне на диелектрик във външно електрично поле настъпва т.н. поляризация на диелектрика. На две противоположни повърхности, нормални на посоката на интензитета се появяват електрични заряди с противоположни знаци.

Резултантният момент на диелектрика е различен от нула. За количествена характеристика на степента на поляризания надиелектрика се въвежда т.н. вектор на поляризация

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

Векторът на поляризация е сумарния електричен момент на диелектрика за едица обем.

Връзката му с интензитета на полето е

$$\vec{P} = \kappa\varepsilon_0\vec{E}$$

където κ е диелектрична възприемчивост.

За неполярни молекули

$$\kappa = n\beta$$

където n е концентрация на молекулите.

При диелектрик с полярни молекули външното електрично поле се стреми да ориентира електричните диполни моменти на молекулите по посока на интензитета $\vec{E}$, а топлинното движение се стреми да ги разхвърля по всички посоки. Резултатът е преимуществено ориентиране на електичния момент $\vec{p}_e$ на молекулите по посока на полето. Когато интензитетът на полето не се оизменя (E = const) се наблюдава намаляване на големината на вектора на поляризация с увеличаване на температурата. Диелектричната възприемчивост е обратно пропорционална на температурата

$$\kappa \sim \frac{1}{T}$$

Свързаните електрични заряди, които се появяват на повърхностите на диелектрик във вьшно поле също създават електрично поле. Така че електричното поле в диелектрика е резултат от суперпозиция на две полета – външно (на свободните електрични заряди) $\vec{E}_0$ и на свързаните заряди $\vec{E}_c$

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_c$$

За основна характеристика на полето в диелектрик са използва величината електрична индукция $$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 \vec{E} + \kappa \varepsilon_0 \vec{E} = (1+\kappa)\varepsilon_0 \vec{E}$$

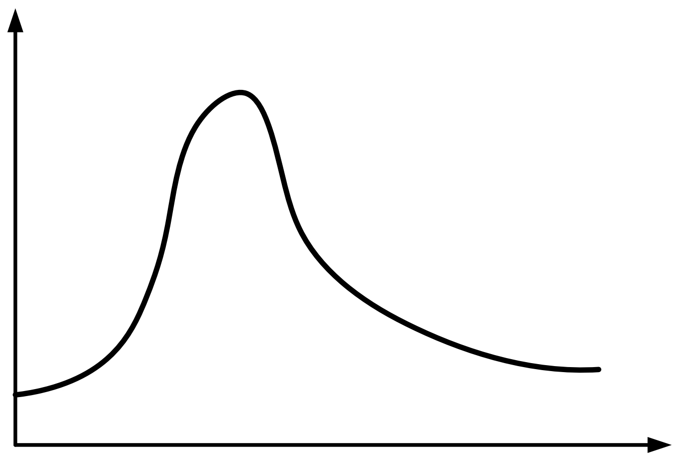
$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}$$

Относителна диелектрична проницаемост на средата е $\varepsilon_r = 1 + \kappa$

4. Сегнетоелектрици

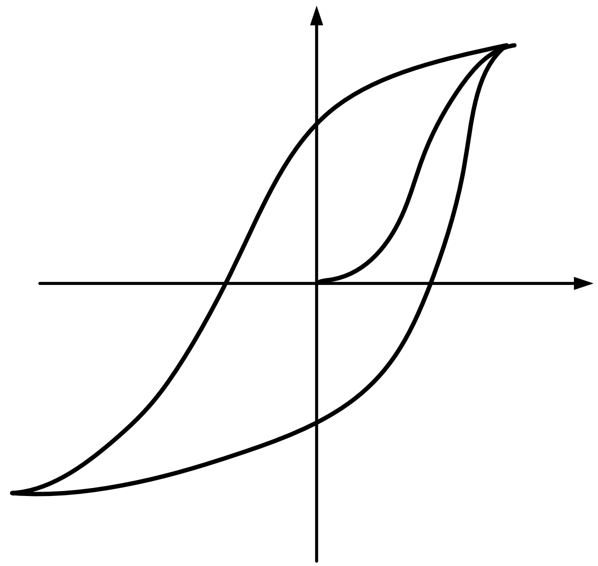
Сегнетоелектриците са диелектрици, които имат спонтанна поляризация при липса на електрично поле. Такива вещества са сегнетова сол, бариев титанит. Те притежават особени електрични свойства:

- Докато при обикновените диелектрици относителната диелектрична проницаемост е ε_r < 10 (само при водата е ε_r = 81), при сегнетоелектриците тя е от порядъка от няколко хиляди.
- При сегнетоелектриците относителната диелектрична проницаемост силно зависи от температурата
- При обикновените диелектрици ε_r= const, а при сегнетоелектриците относителната диелектрична проницаемост зависи от интензитета на електричното поле (фиг. 4) - $\varepsilon_r = \varepsilon_r(E)$. Зависимостта е нелинейна и след достигане на максимум бавно намалява с увеличаване на интензитета на външното поле.



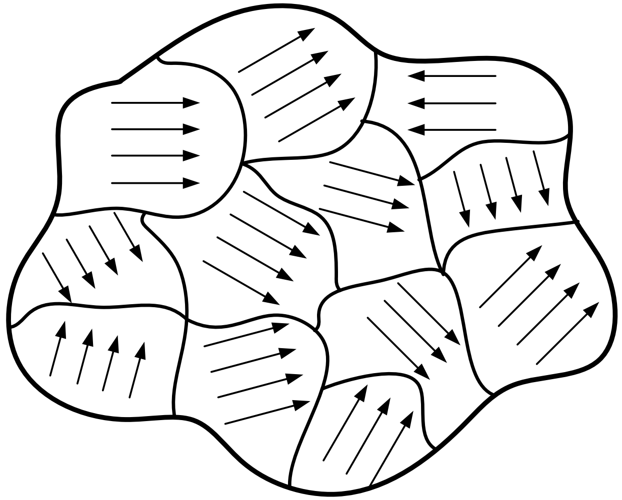
Фиг. 4

За сегнетоелектрици е характерно явлението хистерезис. Зависимостта $P = P(E)$ не е еднозначна и зависи от предисторията на полето. На фиг. 5 е представена хистерезисната крива $0 \rightarrow 1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 5 \rightarrow 6 \rightarrow 1$. С увеличаване на интензитета на полето големината на вектора на поляризация нараства нелинейно ($0 \rightarrow 1$), след това при намаляване на интензитета E кривата не следва обратния път, а описва траекторията ($1 \rightarrow 2$). При интензитет на полето $E = 0$ големината на вектора на поляризация има стойност P_0, наречена остатъчна поляризация. След това полето се изменя в обратна посока, като интензитетът на полето нараства. При стойност на интензитета E_c, наречена коерцитивна сила, големината на вектора на поляризация е $P = 0$. След достигане на точка 4 полето се изменя по същия начин, но в обратна посока. Описва се кривата $4 \rightarrow 5 \rightarrow 6 \rightarrow 1$. Получава се затворена крива, наречена хистерезисна крива.



Фиг. 5

Сегнетоелектриците са кристални вещества без централна симетрия. Взаимодействието на частиците в кристалната решетка довежда до това, че диполните им моменти спонтанно се установяват успоредно един на друг. Това е в отделни области на кристала, наречени домени (фиг. 3.6). Обикновено домените са ориентирани в различни посоки и общият им електричен диполен момент е нула или има много малка стойност. Когато се пусне външно поле електричните моменти на домените се завъртат като цяло и се установяват по посока на полето. За всички сегнетоелектрици има определена температура, над която губят свойствата си и имат поведение на обикновени диелектрици – нарича се точка на Кюри.

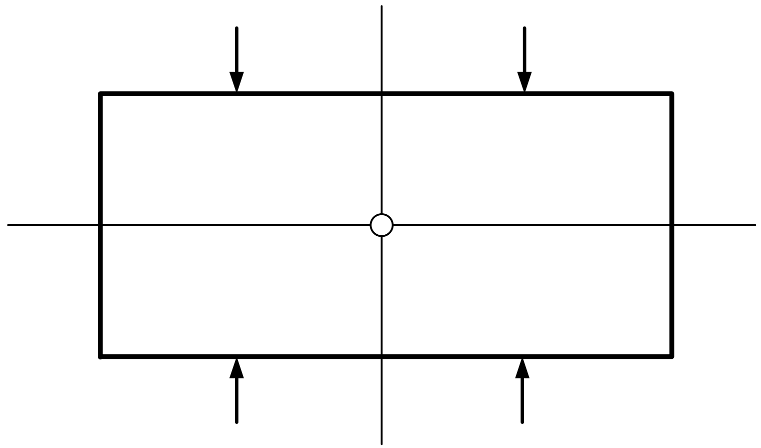


Фиг. 6

5. Пиезоелектричен ефект

Някои кристали без централна симетрия (включително и сеглетоелектрици при деформация се поляризират. Явлението се нарича пиезоелектричен ефект. Големината на вектора на поляризация е пропорционална на деформациите, а следователно и на механичното напрежение. Такива материали са кварц, турмалин, сегнетова сол и др.

На фиг. 3.16 е изобразена пластинка от кварц, която е изрязана перпендикулярно на кристалографската ос а. Тя се подлага на натиск по оста а и по повърхността й се появяват свързани заряди. При разтягане знакът на зарядите се изменя.



Фиг. 7

Съществува и обратен пиезоелектричен ефект – при поляризация се получава свиване или разтягане на същите кристали. При смяна на посоката на полето се мени и вида на деформацията.

Правият пиезоелектричен ефект се използва за изработка на пиезоелектрични датчици, а обратният – за пиезоелектрични ултразвукови генератори.

Закони на Ом, Джаул-Ленц и Видеман-Франц. Обяснение на законите от класическата теория за електропроводимостта при металите.

1. Класическата теория за електропроводимостта при металите
2. Закон на Ом
3. Закон на Джаул-Ленц
4. Закон на Видеман-Франц

1. Класическата теория за електропроводимостта при металите

Както е известно металите имат голям брой свободни токови носители и добра проводимост. И все пак едни метали имат по-добра електропроводимост от други. Каква е причината?

През 1900 г. германският физик Паул Друде създава класическара теория за електропроводимостта при металите. Основните положения в нея са следните:

- Свободните електрони в металите се движат хаотично, подобно на молекулите на идеален газ. Те могат да се разглеждат като едноатомен електронен газ.
- При движението си електроните се удрят помежду си или с йони на кристалната решетка. Движението им се описва със законите на Нютон. Средното разстояние, което изминава електрон между два последователни удара, се нарича среден свободен пробег.
- Разпределението на свободните електрони по скорости се дава с класическата статистика на Максуел.

Когато метал се постави във външно електрично поле свободните електрони променят скоростта си от 0 до u_{max} между два последователни удара. Средената дрейфова скорост на електроните е

$$u = \frac{0 + u_{max}}{2} = \frac{u_{max}}{2}$$

Времето между два последователни удара на електрон се дава с израза

$$\tau = \frac{\lambda}{\bar{v}}$$

където $\bar{v}$ е топлинната скорост на електроните.

Съгласно втория закон на Нютон

$$ma = F_C$$

където m е масата на електрона.

Кулоновата сила F_C е

$$F_C = eE$$

където e е заряда на електрона, E - интензитет на електричното поле.

От двата израза за ускорението на електроните се получава

$$a = \frac{eE}{m}$$

Движението на електроните между два последователни удара е равноускорително без начална скорост

$$u_{max} = a\tau = \frac{eE\lambda}{m\bar{v}}$$

За средната дрейфова скорост се получава

$$\bar{u} = \frac{eE\lambda}{2m\bar{v}}$$

2. Закон на Ом

Плътността на тока в метали се опреде
от израза $j = en\overline{u}$

където *n* е концентрацията на свободните електрони.

$$j = \frac{e^2 n\lambda}{2m\overline{v}} E$$

Величината $\sigma = \frac{e^2 n\lambda}{2m\overline{v}}$

се нарича специфична електрична проводимост на метала. Тя зависи от концентрацията на свободните електрони, средният свободен пробег на електроните и топлинната скорост .

След сравняване на (3.30) и (3.31) се получава

$$j = \sigma E$$

Закон на Ом в диференциална форма.

Плътността на тока в металите е пропорционална на интензитета на външното електрично поле.

3. Закон на Джаул-Ленц

Отнася се за топлинното действие на електричен ток, протичащ в металите. Свободните електрони в металите участват в хаотично топлинно движение и търпят удари с йони от кристалната решетка.При тези удари те изцяло отдават своята конетична енергия

$$\varepsilon_k = \frac{mu_{max}^2}{2} = \frac{e^2E^2\lambda^2}{2m\bar{v}^2}$$

Средният брой удари на електрон с йон от кристалната решетка за единица време е

$$z = \frac{\bar{v}}{\lambda}$$

Като цяло се повишава температурата на метала вследствие на отдаваната енергия. Плътността на топлинната мощност *w* е

$$w = \varepsilon_k n z$$

След заместване получава

$$w = \frac{e^2 n \lambda}{2m\bar{v}} E^2$$

Като се отчете фоемулата за σ , изразът добива вида

$$w = \sigma E^2$$

Закон на Джаул-Ленц.

Плътността на топлинната мощност е произведение от специфичната електрична проводимост на метала и интензитетта на външното електрично поле на квадрат.

4. Закон на Видеман-Франц

Освен голяма електропроводимост металите имат и голяма топлопроводност. Видеман и Франц установяват експериментално връзка между коефициента на топлопроводност и специчната им проводимост

$$\frac{\kappa}{\sigma} = const.T$$

закон на Видеман-Франц.

Отношението на коефициента на топлопроводност и специфичната електропроводимост за металите зависи само от температурата. Това отношение е едно и също за всички метали с еднакви температури.

Законът на Видеман-Франц може да бъде изведен от класическата електронна теория.

Топлопроводността на металите е много по-голяма от тази на диелектриците. Може да се предположи, че топлопроводността при металите се осъществява основно от електрони, а не от кристалната решетка.

Свободните електрони в проводника се разглеждат като едноатомен газ и съгласно класическата теория на газовете

$$\kappa = \frac{1}{3} nm\bar{v}\lambda c_V$$

След отчитане на връзките

$$c_V = \frac{C_V}{\mu} \qquad C_V = \frac{3}{2}R$$

$$R = nN_A \qquad m = \frac{\mu}{N_A}$$

се получава

$$\kappa = \frac{1}{2} nk\bar{v}\lambda$$

$$\frac{\kappa}{\sigma} = \frac{km\bar{v}^2}{e^2}$$

Отчита се, че $\frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2}kT$

и се получава $\frac{\kappa}{\sigma} = 3(\frac{k}{e})^2 T$

закон на Видеман-Франц.

От сравняване на двата записа на закона следва

$$const = 3(\frac{k}{e})^2$$

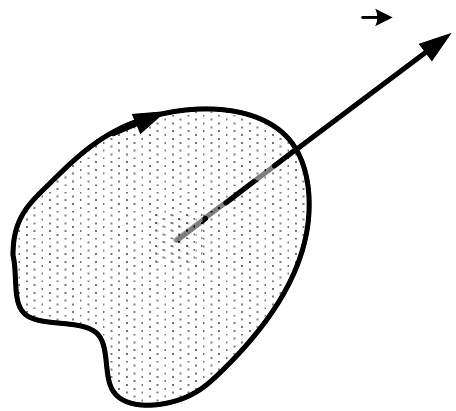
Магнитно поле във вакуум. Закони на Био-Савар-Лаплас и Ампер. Сила на Лоренц.

1. Магнитно поле във вакуум
2. Закон на Био-Савар-Лаплас
3. Закон на Ампер
4. Сила на Лоренц
5. Движение на заредена частица в магнитно поле

1. Магнитно поле във вакуум

Взаимодействието на проводници, по които текат токове се осъществява чрез магнитно поле. Движещите се заряди или проводници с токове създават в средата около тях магнитни поле, а на други движещи се заряди или проводници с токове в полето действат сили.

За изследване на магнитното поле се използва елементарен пробен контур, по който тече ток *I* . Ориентацията му в пространството се характеризира с посока на нормалата . Тя трябва да е ориентирана така, че ако гледаме срещу нея посоката на тока, който тече по контура да е обратна на часовата стрелка.



Внасяме пробен контур в мегнитно поле. Полето му оказва ориентировъчно действие. Пробният токов контур се завърта под действие на създадения въртящ момент докато посоката на нормалата му се ориентира по силовите линии на полето. При това въртящият момент има максимална стойност, ако ъгълът между нормалата и полето е $\alpha = \frac{\pi}{2}$ и стойност M = 0, ако $\alpha = 0$ Във втория случай контурът е ориентиеран по посока на полето.

Когато се поставят различни пробни контури в една точка от полето, се достига до извода, че максималният въртящ момент M_{max} е пропорционален на големината на тока през контура I и площта на контура S.

Когато се поставят различни пробни контури в една точка от полето, се достига до извода, че максималният въртящ момент M_{max} е пропорционален на големината на тока през контура I и площта на контура S.

Величината $p_m = IS$ служи за характеристика на действието на магнитното пле над плосък контур с ток и се нарича магнитен момент на контура. Той е вектор с посока към нормалата към контура

$$\vec{p}_m = p_m \vec{n}$$

На пробни контури с различни магнитни моменти , поставени в дадена точка от полето им действат различни въртящи моменти. Отношението на максималния въртящ момент и магнитния момент на контура остава постоянно и се нарича магнитна индукция

$$B = \frac{M_{max}}{p_m}$$

Магнитната индукция е векторна физична величина, чиято посока съвпада с равновесното положение на нормалата към пробния контур и с големина, определена по горната формула.

Магнитното поле може да се представи графично линии на магнитната индукция. Те са затворени криви.

Магнитната индукция характеризира силовото действие на магнитното поле върху проводници с токове. Мерната единица за магнитна индукция в SI е тесла (T).

Друга основна характеристика е интензитет $\vec{H}$ на магнитното поле . Той е векторна физична величина, която е свързана с магнитната индукция за вакуум с израза

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

където μ_0 се нарича магнитна константа или магнитна проницаемост на ваккума. Стойността й е

μ_0 = 1,257.10-6 H/m.

Мерната единица за интензитет на магнитното поле в SI е ампер на метър (A/m).

2. Закон на Био-Савар-Лаплас

По проводник тече ток с големина *I*. Как може да се определи магнитната индукция на полето, създадено от проводника? На този въпрос отговаря закона на Био-Савар-Лаплас.

Био и Савар изследват магнитното поле на проводник с ток и установяват следното:

- Магнитната индукция е пропорционална на големината на тока ($B \sim I$).
- Магнитната индукция е обратнопропорционална на квадрата на разстоянието от проводника до точката, в която се търси полето

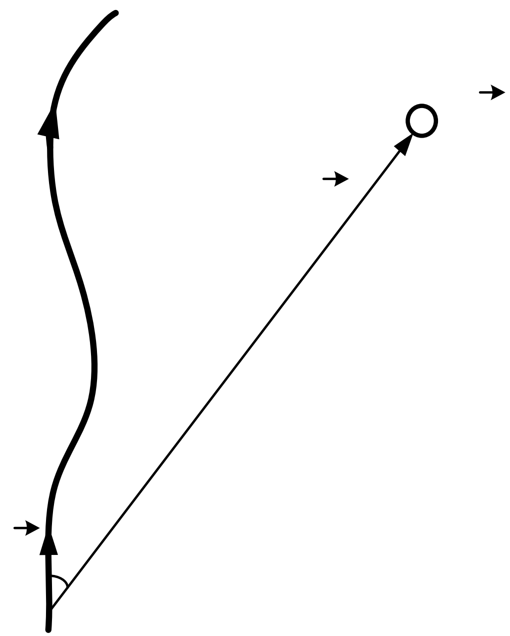
$$B \sim \frac{1}{r^2}$$

Лаплас анализира опитите им. Прилага принципа на суперпозицията. Разделя проводника, по който тече ток, на елементарни участъци. Магнитното поле на всеки проводник с ток е векторна сума на магнитната индукция на елементарните участъци. Магнитната индукция на всеки проводник с ток е векторна сума на магнитната индукция на елементарните участъци на тока.

За магнитната индукция на всеки елементарен участък в дадена точка от полето дава формулата

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{d\vec{\ell} \times \vec{r}}{r^3}$$

където $d\vec{\ell}$ е вектор с големина елементарния участък на проводника с ток и посока на протичащия ток, $d\vec{r}$ - вектор, с големина равна на разстоянието от елементарния проводник до точката, в която се търси полето и има посока от елементарния проводник до точката. Това е математически запис на закона на Био-Савар-Лаплас.



Направлението на $d\vec{B}$ е перпендикулярно на равнината, в която лежат векторите $d\vec{\ell}$ и $\vec{r}$.

Посоката на $d\vec{B}$ се определя по следното правило: ако гледаме срещу $d\vec{B}$, завъртането на вектора $d\vec{\ell}$ към вектора $\vec{r}$ по по-малкия ъгъл става в посока, обратна на часовата стрелка.

Посоката на $d\vec{B}$ може да се определи по правилото на дясната ръка: ако палецът се постави по посока на протичащия ток, а изпънатите пръсти са от елементарния проводник към точката, в която се търси полето, то магнитната индукция е с посока от дланта навън.

Големината на магнитната индукция , създадена от елементарния проводник в точка *A* се дава с израза

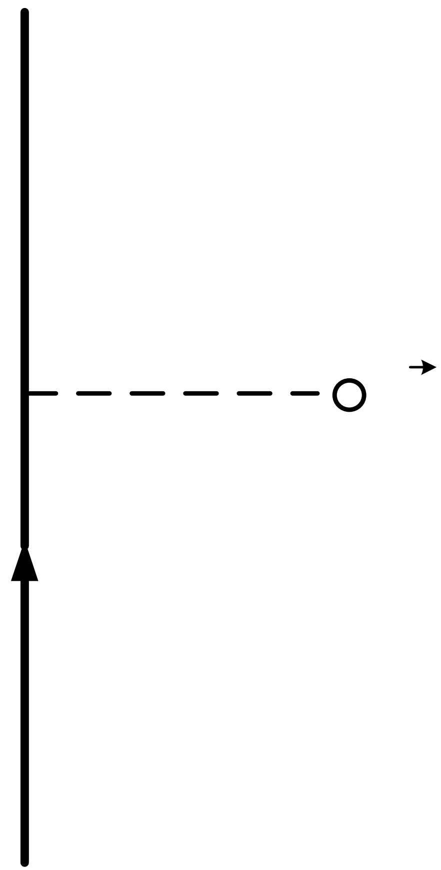
$$dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\frac{d\ell \sin\alpha}{r^2}$$

Магнитната индукция dB е пропорционална на произведението от големината на тока I, течащ през проводника, дължината на елементарния проводник и синуса от ъгъла между $d\vec{\ell}$ и $\vec{r}$ и обратнопропорционална на квадрата на разстоянието от елементарния проводник до точката, в която се търси полето.

В общия случай намирането на магнитната индукция в дадена точка за проводник с неправилна форма, по който тече ток, е много трудоемък процес. Могат да се разгледат следните частни случаи:

Магнитно поле на прав проводник

По много дълъг прав проводник тече ток с големина *I*. Търси се магнитната индукция на разстояние *b* от проводника. Силовите линии на магнитното поле са концентрични окръжности в равнини, перпендикулярни на проводника, и с центрове проводника



За големината на магнитната индукция се получава израза

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi b}$$

Магнитно поле на прав проводник с крайна дължина

По прав проводник с крайна дължина тече ток с големина *I*. Търси се магнитната индукция в точка А, намираща се на разстояние *b* от проводника.

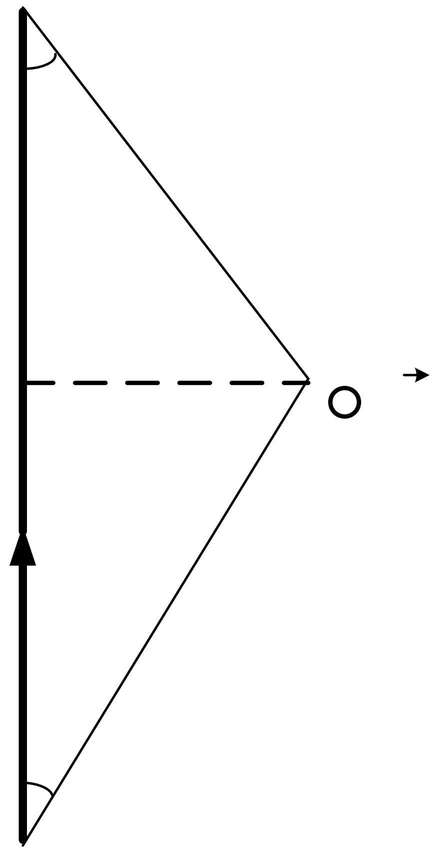
Големината на магнитната индукция се дава с израза

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi b}(\cos\alpha_1 + \cos\alpha_2)$$

При много дълъг прав проводник

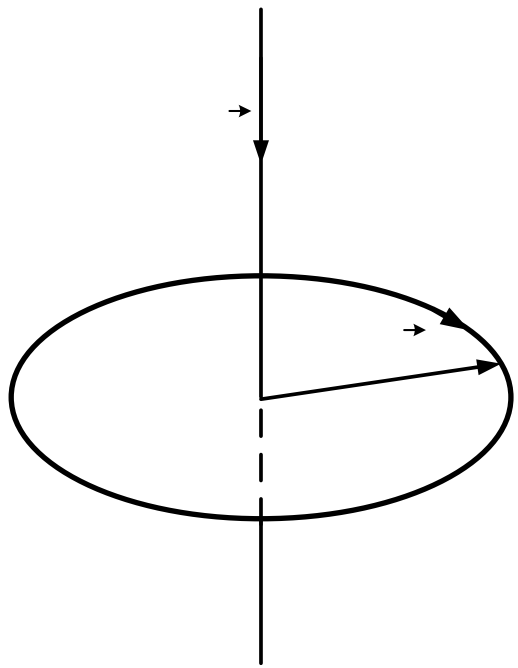
$$\alpha_1 = \alpha_2 = 0$$

и изразът (3.5) преминава в (3.4).



Магнитно поле на кръгов проводник

По кръгов проводник с център О и радиус на кръга *R* тече ток с големина *I*. Направлението на магнитната индукция е по оста на кръговия проводник, а посоката е такава, че ако гледаме срещу нея, посоката на протичащия ток да е обратна на посоката на движение на часовата стрелка.



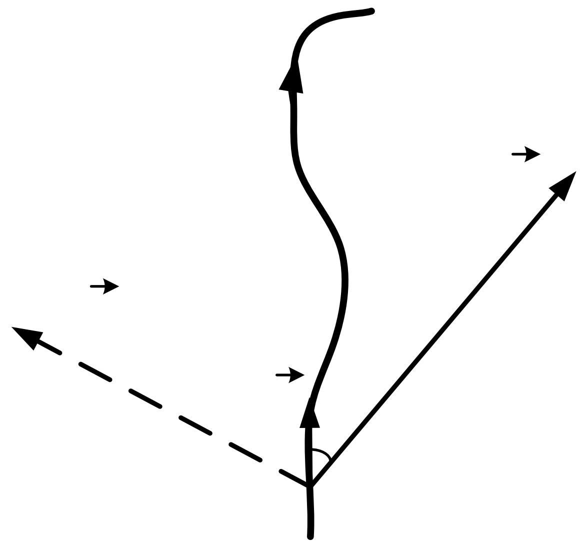
$$B = \frac{\mu_0 I}{2R} \qquad B = \frac{\mu_0 I R^2}{2(R^2 + b^2)^{3/2}}$$

3. Закон на Ампер

Магнитното поле действа на проводник, , поставен в полето, по който тече ток. Обобщавайки експерименталните резултати от това действие Ампер прави следната формулировка:

Силата , с която магнитното поле действа на елементарен участък от проводника е пропорционална на големината на тока *I* и на векторното произведение от елементарния участък и магнитната индукция

$$d\vec{F} = I(d\vec{\ell} \times \vec{B})$$



Направлението на $d\vec{F}$ е перпендикулярно на равнината, определена от векторите $d\vec{\ell}$ и $\vec{B}$. Посоката е такава, че $d\vec{F}$, $d\vec{\ell}$ и $\vec{B}$ образуват дясна тройка.

Посоката на $d\vec{F}$ се определя по правилото на дясната ръка – от дланта й излиза магнитната индукция $\vec{B}$, опънатите пръсти са по посока на тока *I*, а отвореният палец показва посоката на действащата върху палеца сила $d\vec{F}$.

Големината на силата се дава с формулата

$$dF = IBd\ell \sin\alpha$$

За прав проводник с крайна дължина е в сила формулата

$$F = IB\ell \sin\alpha$$

3. Сила на Лоренц

Проводник, по който тече ток се отличава от проводник без ток, че в първия има насочено движение на заряди. Това навежда на предположението, че силата, действаща на проводник с ток, намиращ се в магнитно поле, е в резултат от действието на сили върху отделните заряди. От тях това действие се предава на проводника. Потвърдено е и от опита, че заредени движещи се частици се отклоняват от магнитно поле.

Отчита се в закона на Ампер, че $Id\vec{\ell} = Sd\ell\vec{j}$

и се получава $d\vec{F} = Sd\ell\ \vec{j} \times \vec{B} = \vec{j} \times \vec{B}\ dV$

Силата, действаща на единица обем от проводника е

$$\vec{F}_{ед.об.} = \vec{j} \times \vec{B}$$

Отчита се, че и за силата, действаща на един електрон се получава

$$\vec{F}_L = \frac{\vec{F}_{ед.об.}}{n} = e\,\vec{u} \times \vec{B}$$

Ако зарядът q е свободен и се движи със скорост в магнитно поле с индукция му действа сила $\vec{F}_L = q\,\vec{v} \times \vec{B}$

наречена лоренцова сила.

Големината й е $F_L = q\,vB\sin\alpha$

Направлението й е перпендикулярно на равнината, определена от векторите $\vec{v}$ и $\vec{B}$. Посоката й е такава, че $\vec{F}_L$, $\vec{v}$ и $\vec{B}$ да образуват дясна тройка при $q > 0$ и лява тройка при $q < 0$.

Силата на Лоренц винаги е перпендикулярна на скоростта на движение на заредените частици. Следователно тя не извършва работа върху електрическия заряд, а само променя посоката на скоростта му. Може да се направи извода, че постоянното магнитно поле не изменя енергията на частиците.

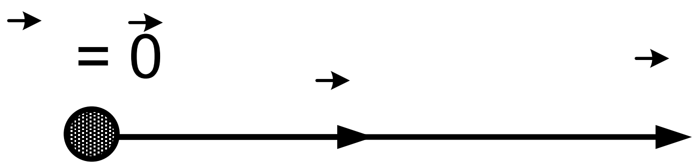
5. Движение на заредена частица в магнитно поле

Формулата (3.18) позволява да се определят редица характеристики и закономерности при движение на заредена частица в хомогенно магнитно поле.

Разглеждат се следните случаи за ъгъла между скоростта на частицата и магнитната индукция

$\alpha = 0$ или π

В този случай частицата се движи по силова линия на магнитното поле. Лоренцовата сила е нула. Магнитното поле не действа на частицата. Съгласно втория закон на Нютон тя се движи равномерно и праволинейно.



$$\alpha = \frac{\pi}{2}$$

Заредената частица навлиза със скорост ,
перпендикулярна на магнитната индукция .
Големината на Лоренцовата сила е

$$F_L = q\,vB$$

Съгласно втория закон на Нютон ще придобие ускорение

$$a_n = \frac{F_L}{m} = \frac{qvb}{m}$$

Скоростта $\vec{v}$ на частицата се мени само по посока, но не и по големина, т.к. лоренцовата сила не върши работа. Следователно a_n = const и траекторията на заредената частица е окръжност с радиус *R*.

Сравняването на двете формули дава възможност да се определи радиуса на скоростта $R = \frac{m}{q}\frac{v}{B}$

Радиусът на окръжността зависи правопропорционално от големината на скоростта и отношението $\frac{m}{q}$ и обратнопропорционално от магнитната индукция *B*.

Периодът на заредената частица се получава от връзката

$$T = \frac{2\pi R}{v}$$

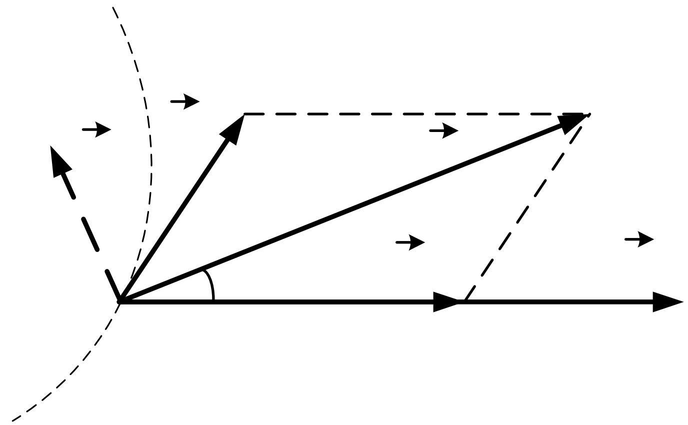
След заместване на *R* от (3.23) се получава

$$T = 2\pi \frac{m}{q}\frac{1}{B}$$

Периодът *T* зависи обратнопропорционално от специфичния заряд на частицата и магнитната индукция на полето.

В общия случай заредената частица навлиза в полето със скорост $\vec{v}$, сключваща ъгъл α с магнитната индукция $\vec{B}$

Движението на заредената частица може да се представи като суперпозиция от две движения:



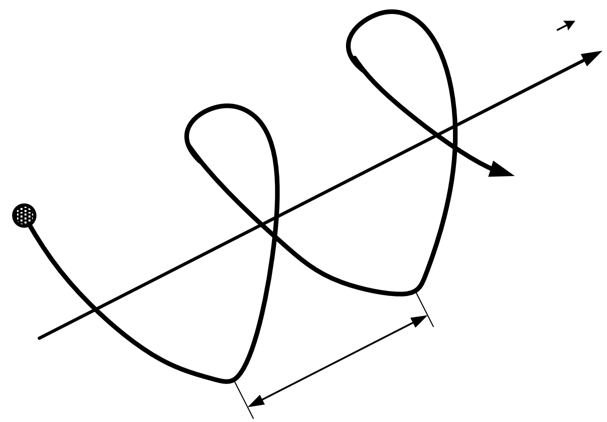
Равномерно праволинейно движение по направление на полето със скорост $\vec{v}_{||}$ и равномерно движение по окръжност, разположена в равнина, перпендикулярна на $\vec{B}$ със скорост $\vec{v}_{\perp}$.

Лоренцовата сила, действаща на частицата е

$$F_L = q\,vB\sin\alpha = qv_{\perp}B$$

и създава нормално ускорение .

Траекторията на частицата е винтова линия с ос, съвпадаща с направлението на $\vec{B}$.



Радиусът на частицата се определя по (3.23), като v се заменя с $v_{\perp}$. Периодът T се дава с (3.24).

Стъпката на винтовата линия е

$$\ell = v_{II}T = 2\pi\frac{m}{q}\frac{1}{B}v\cos\alpha$$

Посоката на движение на частицата по винтовата линия се определя от знака на заряда и ъгъла α.

Посоката на въртене на частицата по винтовата линия зависи от знака на частицата.

Ако гледаме по $\vec{B}$ за положителен заряд въртенето е в посока, обратна на часовата стрелка, а за отрицателен заряд – по часовата стрелка.

Когато гледаме по $\vec{B}$ частицата се отдалечава от нас при $\alpha < \frac{\pi}{2}$ и се приближава към нас при $\alpha > \frac{\pi}{2}$.

Магнитно поле във веществото. Диамагнетици и парамагнетици в хомогенно магнитно поле. Феромагнетици.

1. Магнитно поле във веществото
2. Диамагнетици и парамагнетици
3. Феромагнетици

1. Магнитно поле във веществото

Всяко вещество под действие на магнитното поле придобива магнитен момент или с други думи се намагнитва, а самото вещество се нарича магнетик. Като характеристики на магнитните свойства се използват величините магнитна възприемчивост , която е свързана с вектора на намагнитване и интензитета на външното магнитно поле чрез формулата .

В зависимост от знака и големината на магнитната възприемчивост магнетиците са делят на три групи:

- Диамагнетици

При тях магнитната възприемчивост е отрицателна и е малка по абсолютна стойност. Като представители на диамагнетиците могат да се посочат Bi, Zn, Au, Cu, някои органични съединения (бензол, нафталин), инертни газове.

- Парамагнетици

  За тези вещества магнитната възприемчивост е положителна и също има малка стойност. Към тях спадат Aℓ, Pt, алкалните метали и др.

- Феромагнетици

  За тези материали магнитната възприемчивост е положителна и достига огромни стойности. Тя е до 10^{10} пъти по-голяма отколкото при диамагнетиците и парамагнетиците. Освен това докато при диамагнетиците и парамагнетиците χ = const, то при феромагнетиците зависи от интензитета на полето. Към тях принадлежат Fe, Ni, Co и много сплави.

- При магнетиците векторът на намагнитване може да съвпада с посоката на интензитета на магнитното поле (при парамагнетиците и феромагнетиците) или да е с противоположна посока (при диамагнетиците).

2. Диамагнетици и парамагнетици

Как се обяснява съществуването на диамагнетици и парамагнетици?

Под действие на външното магнитно поле става прецесия на електронните орбити с еднаква за всички електрони ъглова скорост. Това допълнително движение на електроните довежда до възникване на индуциран магнитен момент, насочен в посока, обратна на магнитната индукция на полето. Тази прецесия се нарича ларморова. Тя възниква във всички вещества без изключение. Обаче когато атомите притежават магнитен момент, магнитното поле не само индуцира магнитен момент, но и оказва ориентировъчно действие на магнитния момент на атома, установявайки го по посока на полето. Този положителен магнитен момент е значително по-голям от отрицателния индуциран магнитен момент. Резултантният момент е положителен и веществото се държи като парамагнетик.

Стойността на магнитната възприемчивост при парамагнетиците силно зависи от температурата. Причината е следната: докато магнитното поле се стреми да установи магнитните моменти на атомите по посока на магнитната индукция $\vec{B}$, топлинното движение се стреми да ги разхвърля равномерно във всички посоки. В резултат на това се установява някаква преимуществена ориентация на моментите окол полето, която е толкова по-значителна, колкото по голяма стойност има магнитната индукция B и толкова по-малка, колкото по-висока е температурата.

Кюри експериментално открива закона, по който се изменя магнитната възприемчивост на парамагнетиците

$$\chi = \frac{C}{T}$$

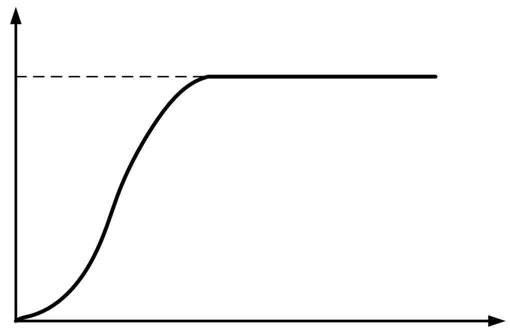
където *C* е константа, зависеща от естеството на материала.

Диамагнетизъм се наблюдава при онези вещества, на които атомите не притежават ммоменти. За тях векторната сума на орбиталните и спиновите магнитни моменти на електроните е равен на нула. Резултантният момент в действителност е индуцираният магнитен момент, които е в обратна посока на полето и е отрицателен. Относителната магнитна проницамост при диамагнетиците е по-малка от единица. Тъй като магнитната възприемчивост има много малка отрицателна стйност, то относителната магнитна проницаемост за тях практически е равна на единица.

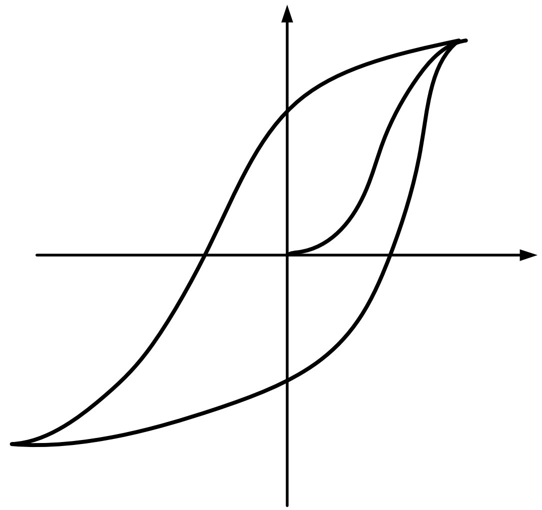
3. Феромагнетици

Феромагнетиците са вещества, способни да имат намагнитване дори в отсъствие на външно магнитно поле. Намагнитването им превъзхожда на порядъци това на диамагнетиците и парамагнетиците. Освен това при тях то се изменя линейнио с интезитета *H* на външното магнитно поле, а при феромагнетиците тази зависимост е по-сложна.

На фигурата е дадена графичната зависимост на големината на вектора на намагнитване от интензитета на външното магнитно поле. Когато магнитният момент на феромагнетика е равен на нула при отсъствие на поле, тази крива се нарича основна крива на на,магнитване. Отначало с нарастване на интензитета H на полето намагнитването J расте нелинейно и при достигане на определена стойност на H се получава насищане на феромагнетика $J_{нас}$. При по-нататъшно увеличаване на интензитета H на външното магнитно поле намагнитването J не се изменя . Тъй като $B = \mu_0(H + J)$ след насищане магнитната индукция B нараства линейно с увеличаване на интензитета H по закона $B = \mu_0 H + const$ $const = \mu_0 J_{нас}$



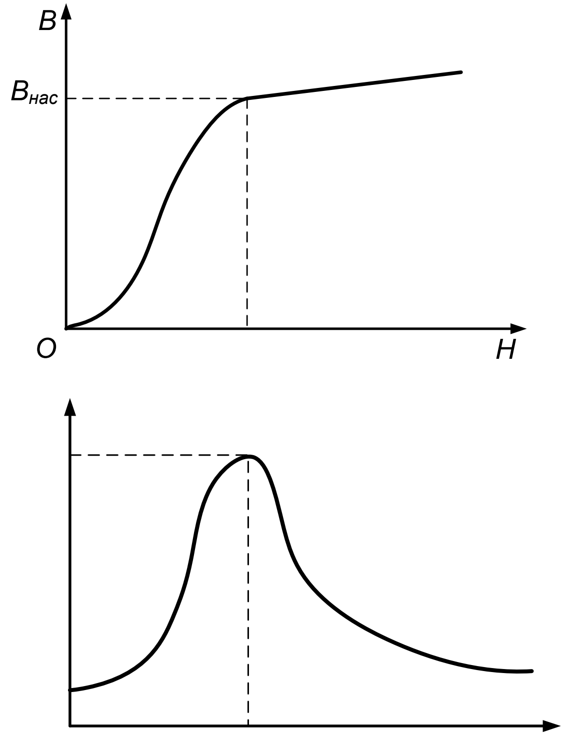
За феромагнетици е характерно и явлението хистерезис. На фигурата е представена зависимостта $B = B(H)$ за тях. Интензитетът на външното магнитно поле се увеличава постепенно, докато феромагнетикът достигне насищане. Получава се кривата 0→1, която е основна крива на намагнитване. След това се намалява интензитета H на полето и се вижда, чи магнитната индукция не следва първоначалната крива в обратна посока 1→0, а се изменя по кривата 1→2. Когато интензитетът на плоето е $H = 0$ (точка 2) магнитната индукция има някаква стойност B_0, наречена остатъчна индукция.



Интензитетът H на полето се изменя в обратна посока и при някаква негова стойност H_r (точка 3), наречена коерцитивна сила магнитната индукция става нула. След това интензитетът на полето продължава да се изменя в тази посока докато в точка 4 достигне стойност по големина, равна на тази в точка 1. по аналогичен начин интензитетът на външното пле се изменя в интервала H Є [– H_{max}, H_{max}) и се описва кривата 4→5→1. Получава се циклична затворена крива 1→2→3→4→5→1, наречена хистерезисна крива.

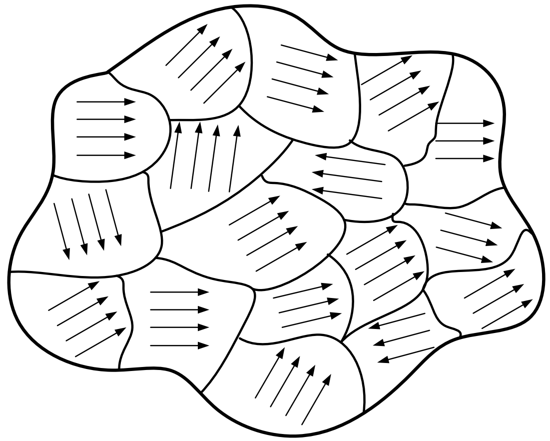
Трябва да се отбележи, че зависимостта е нееднозначна. Стойността на магнитната индукция зависи от предисторията на полето, т.е. от предишните стойности на интензитета . Например, ако интензитетът на полето има стойност H', то за магнитната индукция съответстват две стойности B' и B''.

Тъй като връзката между *B* и *H* е нееднозначна при феромагмнетиците, то понятието относителна магнитна проницаемост за тях може да се приложи само към основната крива на намагнитване. Нека я разгледаме отново, само че този път във вида $B = B(H)$, представена но фиг . 3.28, а под нея на фиг. 3.29 е начертана графика на зависимостта $\mu_r = \mu_r(H)$. Първоначално с нарастване на интензитета *H* на външното магнитно поле относителната магнитна проницаемост нараства нелинейно и достига максимум малко преди насищане, а след това намалява с увеличаване на *H*. При неограничено нарастване на *H* относителната магнитна проницаемост е $\mu_r \rightarrow 1$.



Величините B_0, H_c и $\mu_{r\,max}$ са основни характеристики на феромагнитните материаки. Ако коерцитивната сила H_c има много големи стойности, феромагнетиците се наричат магнитно твърди, а при малки стойности на H_c - магнитно меки материали. Първите се използват за направа на постоянни магнити. Типични представители са въглеродните и хромните стомани. Вторите се използват за направа на сърцевини за трансформатори – меко желязо, сплави на желязо и никел.

Теорията за феромагнитните материали е разработена от Вейс, Френел и Хайзенберг през 1928 г.За магнитните свойства на феромагнитните материали имат значение собствените магнитни моменти. При определени условия в кристала възникват сили, които заставят магнитните моменти на електроните да се ориентират успоредно един на друг и възникват области на спонтанно намагнитване,наречени домени, с рамери от порядъка на 1 ÷ 10 μm (фиг. 3.30).В пределите на всеки домен феромагнетикът е намагнитен до насищане и притежава определен магнитен момент. Посоките на тези моменти за различните домени са хаотично ориентирани и сумарният магнитен момент е равен на нула.



Действието на външното магнитно поле в отделните стадии на намагнит-ване е различно. Отначало при слаби полета се наблюдават промени в границите на домените като се увеличават размерите на тези домени, които сключват с най-малки ъгли, докато не погълнат енергетически неизгодните домени. В следващия стадий на нарастване на *H* се наблюдава завъртане на домените по посока на полето като процесът е необртим и се явява причина за хистерезиса.

За всички феромагнетици съществува определена температура T_K, над която те губят феромагнитните си свойства, т.к. домените се разпадат. Нарича се точка на Кюри. В табл. 3.1 са дадени точките на Кюри за някои материали. Над тази температура те се превръщат в обикновен парамагнетик. След като се охладят, те отново възвръщат първоначалните си свойства.

Таблица 3.1

Материал	Точка на Кюри, *K*
Желязо	1343
Кобалт	1388
Никел	627
Fe_2B	1015
MnAs	318
MnB	578
MnBi	630
MnSb	587
CrO_2	386
$Cu_2MnA\ell$	630