

8-дәріс

Тақырып: Лоренц күші. Заттардағы магнит өрісі.

Дәріс мазмұны: 1. Қозғалыстағы зарядқа магнит өрісінің әсері. 2. Холл эффектісі. 3. Заттардағы магнит өрісі

1. Қозғалыстағы зарядқа магнит өрісінің әсері. Лоренц күші

Индукциясы (\vec{B}) магнит өрісінде (\vec{v}) жылдамдықпен қозғалатын зарядқа магнит өрісі тарапынан белгілі бір бағытта күш әсер етеді. Бұл әсер *Лоренц күші* деп аталады. Бұл күш заряд (q), жылдамдық (\vec{v}) және индукция векторы (\vec{B}) шамаларына тәуелді болады, оның бағыты \vec{v} және \vec{B} векторлары арқылы анықталады:

$$\vec{F}_n = q \left[\vec{v} \cdot \vec{B} \right]. \quad (8.1)$$

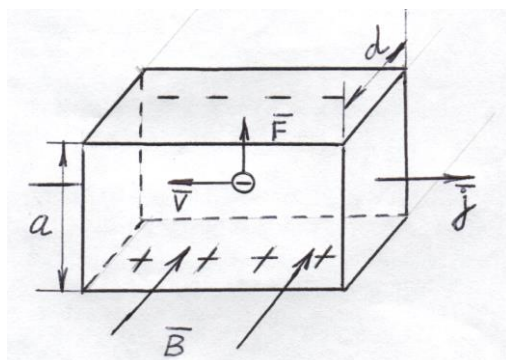
(8.6) өрнегі Лоренц күшінің векторлық түрдегі формуласы болып табылады. Лоренц күшінің модулі (немесе Лоренц күшінің скалярлық түрі):

$$F_n = q \mathcal{B} \sin(\vec{\mathcal{B}} \cdot \vec{B}) = q v B \sin \alpha, \quad (8.2)$$

мұндағы α – \vec{v} және \vec{B} векторларының арасындағы бұрыш. Егер зарядталған бөлшек тыныштық қалыпта ($\vec{v}=0$) болса, онда оған магнит өрісі тарапынан ешқандай күш әсер етпейді. Магнит өрісі тек қана қозғалыстағы зарядтарға әсер етеді. Лоренц күші \vec{v} және \vec{B} векторлары орналасқан жазықтыққа перпендикуляр болып, оның бағыты векторлық көбейтінді арқылы анықталады. Зарядтың шамасы теріс болса, күш қарама – қарсы бағытталған болады. Лоренц күшінің бағытын сол қол ережесі бойынша да анықтауға болады (ток пен оң заряд бағыты бірдей деп есептегенде). Лоренц күші зарядталған бөлшектің қозғалыс бағытына перпендикуляр болғандықтан ешқандай жұмыс атқарылмайды. Олай болса бөлшектің жылдамдығы да, оның кинетикалық энергиясы да өзгермейді. Лоренц күші тек бөлшектің қозғалыс бағытын ғана өзгертеді. Демек, біртекті магнит өрісінде қозғалатын зарядталған бөлшек шама жағынан тұрақты нормаль үдеуге ие болады.

2. Холл эффектісі

Сыртқы магнит өрісінің индукция сызықтарына \vec{B} перпендикуляр орналастырылған өткізгіш пластинаның (8.1-сурет) бойымен тығыздығы \vec{j} ток жүргенде, пластинаның астыңғы және үстіңгі жақтары арасында потенциалдар айырымы, яғни \vec{B} мен \vec{j} бағыттарына перпендикуляр бағытта электр өрісі пайда болады. Бұл құбылыс *Холл эффектiсi* деп аталады. Бұл эффектiнi магнит өрiсiнде қозғалатын электр зарядтарына әсер етушi Лоренц күшi арқылы түсiндiруге болады.



8.1-сурет. Холл эффектiсiнiң сұлбасы.

Ток тығыздығының \vec{j} бағыты суреттегiдей белгiлi болса, оңнан солға қарай қозғалыс жасайтын электронға әсер ететiн Лоренц күшi жоғары қарай бағытталған. Пластинаның жоғарғы жағында – электрондардың молдығы, ал пластинаның төменгi жағында – электрондардың жетiспеушiлiгi болады. Сонымен, пластиналардың арасында төменнен жоғары қарай бағытталған көлденең электр өрiсi пайда болады. Бұл өрiстiң кернеулiгi Лоренц күшiн теңгере алатын шамаға жеткенде, көлденең бағытта зарядтардың стационар таралып жайғасуы орнайды. Бұл жағдайда:

$$eE = \frac{e \cdot \Delta\varphi}{a} = e\upsilon B \quad \text{немесе} \quad \Delta\varphi = \upsilon Ba, \quad (8.3)$$

мұндағы $\Delta\varphi$ – Холл эффектiсi нәтижесiнде пайда болатын көлденең потенциалдар айырмасы; a – пластинаның қалыңдығы; υ – электрондардың реттелген қозғалысының орташа жылдамдығы. Ток күшiн I , өткiзгiштiң бiрлiк көлемiндегi зарядтар санын n және олардың қозғалыс жылдамдығы арасындағы қатынасты пайдаланып, өткiзгiштегi электрондардың реттелген қозғалысының орташа жылдамдығын табамыз:

$$I = adnev, \quad \text{бұдан} \quad \upsilon = \frac{I}{adne},$$

мұндағы d – пластина ені, n – электрондардың концентрациясы. Жылдамдықтың υ бұл мәнін (8.8) теңдеуіне қоятын болсақ:

$$\Delta\varphi = \frac{IBa}{adne} = \frac{1}{ne} \frac{IB}{d}. \quad (8.4)$$

Бұл (8.9) формулада $\frac{1}{ne} = R$ – затқа тәуелді Холл тұрақтысы.

$$\Delta\varphi = R \frac{IB}{d} . \quad (8.5)$$

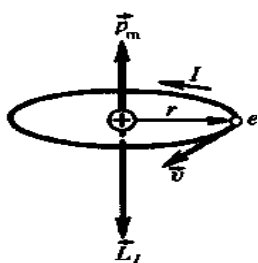
Көлденең потенциалдар айырымы ток күшіне (I), магнит өрісі индукциясына (B) тура пропорционал да, пластина қалыңдығына (d) кері пропорционал. Холл тұрақтысы белгілі болса, ол арқылы өткізгіштік сипаты мен тасымалдаушылардың заряды белгілі жағдайда, өткізгіштегі ток тасымалдаушылардың концентрациясын анықтауға болады. Холл тұрақтысының таңбасы ток тасымалдаушылардың зарядының e таңбасымен бірдей болғандықтан, Холл тұрақтысы бойынша шала өткізгіштердің өткізгіштік табиғаты туралы тұжырым айтуға болады.

3. Заттардағы магнит өрісі

Магнетиктер деп магниттік қасиеттері қарастырылатын кез-келген денелерді айтады. Магнетиктер магнит өрісін қоздыруға не өзгертуге қабілетті. Магнетиктерді сыртқы магнит өрісіне енгізгенде магнетиктердің магниттелуі өз кезегінде осы өрісті өзгертеді. Әртүрлі магнетиктердің қасиеттерін, олардың магнит өрісінің индукциясының шамасына әсерін түсіндіру үшін, магнит өрісінің заттардың атомдары мен молекулаларына әсерін зерттеу қажет.

Электрондар мен атомдардың магнит моменттері

Магнит өрісіне енгізілген кез келген зат ерекше күйге келеді – ол магниттелінеді. Бұл құбылысты Ампер гипотезасы негізінде түсіндіруге болады: кез келген денедегі атомдар мен молекулалардағы электрондардың қозғалысы нәтижесінде микроскопиялық токтар пайда болады. Классикалық физиканың қағидаларына байланысты атомдағы электрондар оң зарядты ядро маңында тұйық орбиталармен қозғалады (8-2.Сурет). Әр электронның мұндай қозғалысы тұйық контурда ағатын токқа эквивалентті. Сондықтан, кез келген атомды не молекуланы олардың магниттік қасиеттері жөнінен магнит өрісі кеңістігіндегі электрондық микротоктардың қайсыбір жиынтығы ретінде қарауға болады.



8.2-сурет. Электронның тұйық орбита бойымен қозғалысы.

Жаңа физикалық шамалар ұғымын енгізейік. Электронның *орбиталық магнит моменті* деп тұйық орбитада электрондардың қозғалысынан пайда болатын электр тогының магнит моменті \vec{p}_m айтылады. Электронның орбиталық магнит моменті мынаған тең:

$$p_m = IS = evs, \quad (8.6)$$

мұндағы S – электрон орбитасымен шектелген аудан; I – ток күші; v – электронның орбитадағы айналу жиілігі; e – электрон зарядының абсолют мәні. Ток күші (I) бірлік уақытта тасымалданатын зарядқа тең болғандықтан, орбита бойымен айналатын электрон мынадай ток күшін тасымалдайды:

$$I = ev. \quad (8.7)$$

Жиілік $\nu = \frac{v}{2\pi r}$, мұндағы v – электрон жылдамдығы; r – орбита радиусы.

Онда ток күші:

$$I = \frac{ev}{2\pi r}. \quad (8.8)$$

Электронның магнит моменті:

$$p_m = \frac{evr}{2}. \quad (8.9)$$

Бұл формула атомдағы кез келген электрон үшін дұрыс. Магнит моменті \vec{p}_m – векторлық шама, оның бағыты тогы бар орамның магнит өрісінің индукциясы бағытымен бірдей болады. Магнит моментінің бағыты оң бұранда ережесімен анықталады. \vec{p}_m векторының ұшынан орамдағы ток сағат тілі қозғалысына қарсы бағытпен айналатын болып көрінеді. Молекуланың не атомның орбиталық магнит моментінің векторы \vec{p}_m деп осы молекулалардағы не атомдардағы барлық электрондардың орбиталық магнит моменттерінің векторлық қосындысын айтамыз:

$$\vec{p}_m = \sum_{i=1}^Z \vec{p}_{m_i}, \quad (8.10)$$

мұндағы Z – Д.И. Менделеевтің периодтық жүйесіндегі элементтердің реттік нөмірі, ол әр элементтердегі жалпы электрон санын береді. Орбитамен қозғалатын электрон механикалық импульс моменттеріне де ие, оның модулі:

$$L_e = mvr, \quad (8.11)$$

мұндағы $\nu = 2\pi\nu r$, ν – жылдамдық, $S = \pi r^2$ – ауданы десек, онда

$$L_e = 2m\nu S. \quad (8.12)$$

Электронның орбиталық механикалық моменті \vec{L}_e векторының бағыты оң бұранда ережесімен анықталады:

$$\frac{p_m}{L_e} = -\frac{e}{2m}, \quad (8.13)$$

(8.18) қатынас *гиромангниттік қатынас* деп аталады. Мұндағы минус таңбасы \vec{p}_m және \vec{L}_e векторларының қарама-қарсы бағытталғанын көрсетеді. Атомдағы әртүрлі орбиталар үшін электронның жылдамдығы мен орбита радиустары r бірдей емес, олай болса \vec{p}_m мен \vec{L}_e векторлары да әртүрлі болады, бірақ гиромангниттік қатынас тұрақты шамалармен анықталатындықтан кез-келген орбиталар үшін бір мәнді болады.

Магниттелу. Заттағы магнит өрісі

Магнетиктердің магниттелу дәрежесі *магниттеліну* деп аталатын векторлық шамамен сипатталады. Магнетиктің бірлік көлеміндегі магнит моментін- магниттеліну деп атаймыз

$$\vec{j} = \frac{\vec{P}_m}{V} = \frac{\sum_{i=1}^n P_{m_i}}{V}, \quad (8.14)$$

мұндағы \vec{P}_m – магнетиктің магнит моменті, ол сан жағынан жеке молекулалардың магнит моменттерінің қосындысына тең. Магнетиктер токтардың магнит өрісінде магниттеледі де өзінің меншікті магнит өрісі пайда болады. Нәтижесінде өрістің магнит индукциясының векторы

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}', \quad (8.15)$$

мұндағы \vec{B}_0 – сыртқы өрістің вакуумдегі магнит индукциясы; \vec{B}' – молекулалық токтардың беретін магнит индукциясы. Вакуумдегі токтың туғызған магнит өрісінің индукция векторы макротоктардың магнит өрісін сипаттайтын кернеулікпен \vec{H} былай байланысады:

$$\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H},$$

мұндағы μ_0 – магнит тұрақтысы. Тәжірибеден кеңістікті толығымен толтырып тұрған біртекті нөлден өзгеше өрістегі магнетикте \vec{B}' - индукция \vec{B}_0 (парамагнетиктер) векторымен бағыттас немесе қарама-қарсы (диамагнетиктер) болуы мүмкін. \vec{B}' векторын \vec{j} магниттелумен байланыстырайық. Бұл байланысты қарапайым дербес жағдай үшін орындайық. Көлденең қимасы S , ұзындығы l , цилиндр тәрізді біртекті магнетикті қарастырайық, ол индукциясы B_0 біртекті магнит өрісінде орналасса. Магнетик реттелген молекулалық токтардың болуынан магниттеледі. B' пен j арасындағы байланыс:

$$B' = \mu_0 j,$$

немесе векторлық түрде

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{j}. \quad (8.16)$$

Қорытқы өрістің магнит индукциясын табамыз:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{j} \quad (8.17)$$

немесе

$$\frac{\vec{B}}{\mu_0} = \vec{H} + \vec{j}.$$

Әлсіз өрістерде магниттелу берілген сыртқы токтардың өрістерінің (магниттейтін өрістің) кернеулігіне тура пропорционал екені тәжірибеден белгілі:

$$\vec{j} = \chi \vec{H}, \quad (8.18)$$

мұндағы χ – заттың магнит сезімталдығы деп аталатын, қарастырылатын магнетикті сипаттайтын өлшемсіз шама. Сонымен,

$$\vec{B} = \mu_0(1 + \chi) \vec{H}, \quad (8.19)$$

бұдан

$$H = \frac{\vec{B}}{\mu_0(1 + \chi)}. \quad (8.20)$$

$(1 + \chi)$ өлшемсіз шаманы μ әрпімен белгілеу қабылданған,

$$1 + \chi = \mu, \quad (8.21)$$

оны ортаның магнит өтімділігі деп атайды. Осы айтылғандарды ескерсек:

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}. \quad (8.22)$$

Алынған өрнектер тек біртекті магнетиктер үшін ғана орынды. Магнит сезімталдылығы χ – заттардың сыртқы магнит өрісінің әсерінен магнит моментін өзгерте алу қабілеттілігін сипаттайтын физикалық шама. Егер магнит өрісінде зат болмаса, онда $j = 0$, яғни вакуум үшін $\chi = 0$. Вакуум үшін $\mu = 1$ болғандықтан, магнит тұрақтысы μ_0 вакуумның магнит өтімділігі деп аталады. Магнит сезімталдылығы $\chi < 0$ және абсолют шамасы жағынан аз магнетиктер *диамагнетиктер* деп аталады. Диамагнетиктер үшін $\mu < 1$. Магнит сезімталдылығы $\chi > 0$ ($\mu > 1$) және шама жағынан аз болатын магнетиктер *парамагнетиктер* деп аталады. Магнетиктердің тағы бір түрі бар – олар ферромагнетиктер, олар үшін $\chi > 0$ және өте үлкен мәнге ие болады. Егер диа- және парамагнетиктерде $\chi = \text{const}$ болса, ферромагнетиктерде магниттік сезімталдылығы магнит өріс кернеулігінің функциясы болып табылады:

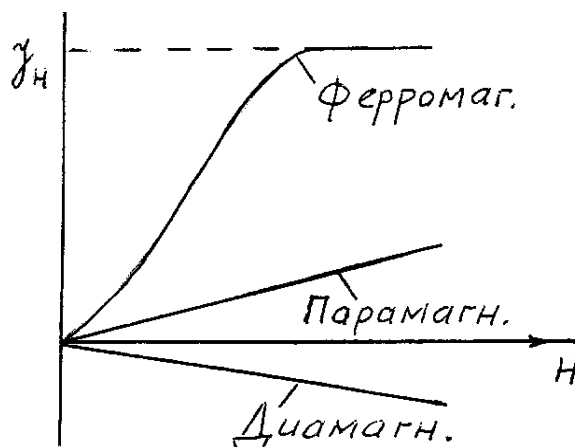
$\chi = f(H)$. Магниттелу векторы j парамагнетиктерде бағыты жағынан сыртқы магнит өрісінің бағытымен бағытас болса, ал диамагнетиктерде қарсы бағытталған болып келеді.

Ферромагнетиктер

Ферромагнетиктерге сыртқы магнит өрісі жоқ болса да магниттік қасиетке ие болатын заттар жатады. Диа- және парамагнетиктермен

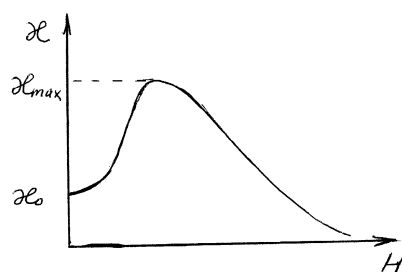
салыстырғанда (бұлар әлсіз магнитті заттар) ферромагнетиктер күшті магниттік заттар болып саналады. Ферромагнетиктердің негізгі өкілі темір (Fe) болып саналады, оларға сонымен бірге кобальт, никель, гадолиний және олардың қоспалары жатады (мысалы, Fe-Ni не Fe-Ni-Al). Соңғы жылдары өндірісте ферромагнитті шала өткізгіштер – ферриттер үлкен роль атқаратын болды.

Ферромагнетиктердің магниттелінуі диа- және парамагнетиктердің магниттелуінен орасан есе (8^8 -ға дейін) көп.



8.3-сурет. Магниттелудің магнит өрісі кернеулігіне тәуелділігі.

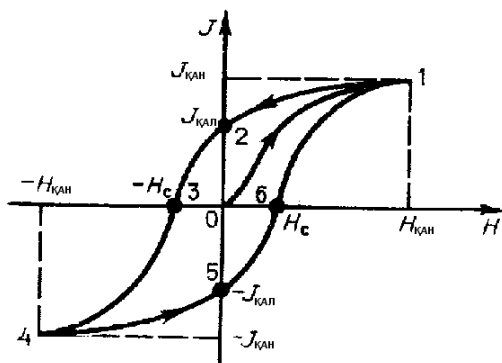
Ферромагнетиктердің магниттелінуі H -қа тәуелді (8.3-сурет). Магнит өтімділігі μ мен магнит сезімталдығы χ да H -қа тәуелді.. А.Г.Столетов жұмыстары бойынша H -тың өсуімен бірге магниттеліну бастапқыда жылдам өседі де, сонан соң баяулайды, шамасы 80 А/м өрісте H -қа тәуелді болмайтын магниттік қанығуға ($j_{\text{кан}}$) жетеді. Бұл құбылысты магниттік қанығу деп атайды. 8.4-суретте Столетовтың темір үшін χ шамасы өріс кернеулігінің функциясы ретінде келтірілген. Ферромагнетиктердің ерекшелігі болып саналатын, магнит гистерезисі деп аталатын құбылыс бар.



8.4-сурет. Заттың магнит сезімталдығының магнит өрісі кернеулігіне тәуелділігі.

Енді осы құбылысты қарастырайық. Бастапқыда ферромагнетик қанығуға дейін магниттеледі (1 нүкте, 8.5-сурет), сонан кейін өріс кернеулігінің (H) азаюы нәтижесінде магнитсізденеді, 1-2 қисығы, 1-0 қисығынан жоғары орналасқан. $H=0$ ($\vec{B}=0$) болғанда, J нолге тең болмайды, яғни магниттеліну

жоғалмайды. Қалдық магниттелінуінің $j_{\text{қал}}$ бар болуы тұрақты магниттерді жасауға мүмкіндік береді. Ферромагнетикті магнитсіздендіру үшін магниттеу өрісі бағытына қарама-қарсы бағыттағы өрісті H пайдалану керек. Бұл кернеулік H_c коэрцитивтік күш деп аталады. Әрі қарай қарама-қарсы бағыттағы өрісті арттырғанда, ферромагнетик қайтадан магниттеледі (3-4 қисығы), 4 нүкте қанығуға сәйкес келеді, мұнда $H = -H_c$. Ферромагнетикті магнитсіздендіруге (4-5-6 қисығы) және қайтадан қанығуға дейін магниттеуге (6-1 қисығы) болады. Сонымен, ферромагнетикке айнымалы магнит өрісі әсер еткенде, магниттеу 1-2-3-4-5-6-1 қисығына сәйкес жүргізіледі.



8.5-сурет. Гистерезис қисығы.

Бұл қисық - *гистерезис тұзағы* деп аталады (осындай тұзақ В-Н диаграммасы бойынша да алынады).

$j_{\text{қал}}$ (не $B_{\text{қал}}$), H_c және μ_{max} шамалары ферромагнетиктің негізгі сипаттамалары болып табылады. Егер H_c үлкен шама болса, ферромагнетик қатаң деп аталады. Қатаң ферромагнетикке кең тұзақ тән. Егер H_c аз шама болса, ферромагнетик – жұмсақ (гистерезис тұзағы еңсіз) деп аталады. Трансформаторлардың өзекшесі жұмсақ ферромагнетиктерден, ал тұрақты магниттер - қатаң ферромагнетиктерден жасалады. Әр ферромагнетик үшін магнит қасиеттерін жоғалтатын температура болады, ол *Кюри нүктесі* деп аталады. Темір үшін, мәселен, Кюри нүктесі $T_c = 768^\circ\text{C}$, ал никель үшін $T_c = 365^\circ\text{C}$.

Заттағы магнит өрісі үшін толық ток заңы

Бұл заң бойынша: еркін алынған тұйық контур бойымен \vec{B} векторының циркуляциясы магнит тұрақтысын μ_0 осы контур қамтитын макротоктар (өткізгіштік токтары) мен микротоктардың (молекулалық токтар) алгебралық қосындысына көбейткенге тең:

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 (I + I'), \quad (8.23)$$

мұндағы I – өткізгіштік токтардың алгебралық қосындысы; I' – молекулалық токтардың алгебралық қосындысы. Магнит өрісінің индукция векторы \vec{B} өткізгіштік токтары мен микроскопиялық токтар туғызатын қорытқы өрісті сипаттайды.

Әдебиеттер:

Нег. 4 [24-38], 4 [14-25].

Қос. 12 [108-127].

Бақылау сұрақтары:

1. Холл эффектісінің физикалық мәні.
2. Электромагниттік индукция құбылысы. Фарадей тәжірибелері.
3. Электромагниттік индукция заңы. Ленц ережесі