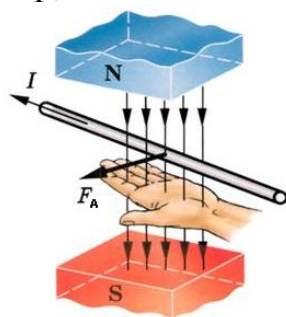


Магнит майдоннинг токли ўтказгичга таъсири. Ампер кучи.

Электрдан амалда фойдаланишда магнит майдонининг токка таъсир кучларидан фойдаланиш катта рол ўйнайди. Магнит майдонида жойлашган токли ўтказгичга майдон томонидан таъсир этувчи куч шу майдоннинг магнит индукцияси B га, ўтказгичнинг узунлигига ва ундан ўтаётган ток кучи I га боғлиқлигини 13.7-расмдаги қурилма ёрдамида кузатиш мумкин.

Бир жинсли магнит майдондаги токли ўтказгичга таъсир қилувчи F_A куч ўтказгичдан ўтаётган ток кучи I га, ўтказгичнинг узунлиги l га, магнит майдон индукцияси B га ва B вектор билан ўтказгич орасидаги бурчак синусига тўғри пропорционалдир, яъни



13.7-расм. Магнит майдонида жойлашган токли ўтказгичга магнит майдони томонидан таъсир қилувчи куч.

$$F_A = IlB \sin \alpha$$

Бу Ампер қонунининг математик ифодаси. Умумий ҳолда, яъни ихтиёрий шаклдаги токли ўтказгич бир жинсли бўлмаган магнит майдонда ($B \neq \text{const}$) жойлашган бўлса, ўтказгични хаёлан кичик дл элементларга ажратамиз. Ҳар бир элемент жойлашган соҳадаги магнит майдон индукциясини ўзгармас деб ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда ўтказгичнинг дл элементига таъсир этувчи кучни

$$dF = I[dl \cdot B] \quad (14)$$

ифода билан, унинг модулини эса

$$dF = IBdl \sin \alpha \quad (15)$$

ифода билан аниқланади. Бу ифодалар Ампер қонунини характерлайди.

Таъсир этувчи кучнинг (одатда бу кучни Ампер кучи деб ҳам аталади) йўналиши чап қўл қоидаси бўйича топилади. Бунинг учун чап қўлимизни шундай жойлаштиришимиз керакки, бунда \vec{B} вектор қафтимизга тик кирсин, узатилган тўртта бармоғимиз токнинг йўналиши билан мос тушсин. У ҳолда очилган бош бармоғимиз Ампер кучини йўналишини кўрсатади.

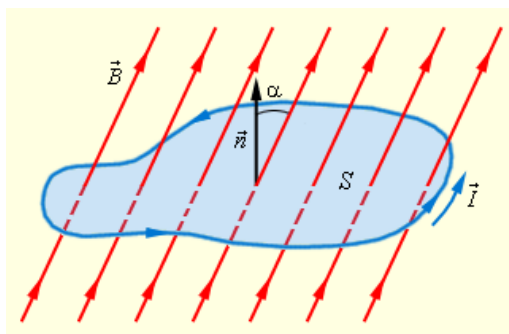
В векторнинг дС сирт оқими ёки магнит оқими деганда

$$d\Phi_B = B_n dS \quad (16)$$

Катталиқ тушунилади. Магнит индукция векторининг ихтиёрий С сирт оралиқ оқими эса

$$\Phi_B = \int B_n dS \quad (17)$$

ифода ёрдамида аниқланади. Бир жинсли магнит майдонда ясси сирт B векторга перпендикуляр тарзда жойлашган бўлса, (яъни $-B_n = B = const$ бўлган ҳолда), (17) қуйидаги кўринишга эга бўлади;



13.8-расм. S юзали берк сиртни кесиб ўтаётган магнит оқими.

$$\Phi_B = BS \quad (18)$$

Мазкур муносабатдан фойдаланиб магнит оқимининг СИ даги бирлиги-вебер (Вб) ни аниқлаш мумкин: 1 Вб -магнит индуксияси 1Тл бўлган бир жинсли магнит майдонда майдон йўналишига перпендикуляр равишда жойлашган 1 м^2 юзли ясси сиртни тешиб ўтадиган магнит оқимдир.

\vec{B} учун Гаусс теоремаси қуйидагича таърифланади: Магнит майдон индуксияси векторнинг ихтиёрий шаклдаги берк сирт оралиқ оқими нолга тенг:

$$\oint \vec{B} dS = 0 \quad (19)$$

Мазкур теорема магнит индукция чизикларининг берк эканлигини, яъни берк сирт ичига кираётган B чизикларининг сони, сиртдан чиқаётган B чизикларининг сонига айнан тенглигини ифодалайди.

$\oint \vec{B} dl = \mu_0 \mathcal{I}$, агар циркуляция олинаётган контур токни ўраб олса;

$\oint \vec{B} dl = 0$, агар циркуляция олинаётган контур токни ўраб олмаса

[11]

Токли ўтказгични магнит майдонда кўчиришда бажарилган иш.

dl узунликдаги токли ўтказгич бир жинсли магнит майдонда эркин кўча олиш имконига эга бўлсин. Бундай тажрибани амалга ошириш учун икки металл стерженни (9-расм) ток манбаига улайлик. Стерженлар устига кўндаланг қилиб жойлаштирилган dl узунликдаги ўтказгичдан контурнинг кўзгалувчи қисми сифатида фойдаланиш мумкин. Бу токли ўтказгичга чизма текислигига перпендикуляр равишда йўналган магнит майдон томонидан таъсир этувчи Ампер кучининг қиймати

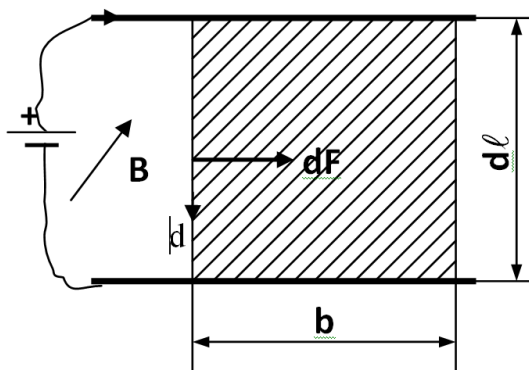
$$dF = IBdl \quad (20)$$

бўлади.

Бу кучнинг йўналиши dl элементнинг кўчиш йўналиши билан мос тушганлиги учун бажарилган иш

$$dA = dF \cdot dx = IBdl \cdot dx \quad (21)$$

13.9 -расмдан кўринишича, dl элементнинг b масофага кўчиши туфайли контурнинг юзи



13.9-расм. Тоқли ўтказгични магнит майдонида кўчиришда бажарилган иш.

$dS = dl \cdot dx$ га ортади. Шунинг учун (21) ни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$dA = IBdS = Id\Phi \quad (22)$$

Бу ифодадаги $d\Phi$ -контур юзининг dS ўзгариш туфайли контур юзини тешиб ўтаётган магнит оқимининг ўзгаришидир. Бошқача айтганда, контурнинг ўзгарувчи dl элемент кўчиш давомида кесиб ўтган магнит оқимдир.

Магнит майдонни ҳаракатдаги зарядланган заррага таъсири. Лоренс кучи.

Юқорида магнит майдондаги тоқли ўтказгичга таъсир этувчи куч билан танишдик. Бу кучнинг вужудга келишини Лоренс қуйидагича тушунтирди: ўтказгичда ток ташишда қатнашиб тартибли ҳаракат қилаётган зарядларга магнит майдон таъсир этади. Лекин бу зарядлар ўтказгич сирти билан чегараланган ҳажм ичида ҳаракат қилаётганликлари учун уларга магнит майдон томонидан таъсир қилаётган кучларнинг йиғиндиси тоқли ўтказгичга таъсир этувчи куч сифатида намоён бўлади. Шунинг учун Ампер қонунини ифодасидан фойдаланиб магнит майдонда ҳаракатланувчи зарядга таъсир этувчи кучни топиш мумкин. Бунинг учун ўтказгичдан ўтаётган ток кучининг қиймати

$$I = jS = qn\vartheta S \quad (23)$$

еканлигидан фойдаланиб, ток кучи I нинг ўтказгич элементи dl га кўпайтмасини қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$Idl = qn\vartheta Sd = q\vartheta ndV \quad (24)$$

(23) ва (24) ларда j -ток зичлиги, S -ўтказгичнинг кўндаланг кесими, n -ўтказгичнинг бирлик ҳажмидаги заряд-ташувчиларнинг сони, ϑ -заряд ташувчиларнинг тартибли ҳаракат тезлиги, q -унинг заряди, $dV = Sd$ ўтказгич элементининг ҳажми. Агар $n dV$ ни, яъни ўтказгичнинг dV ҳажмидаги заряд ташувчиларнинг сонини dn деб белгиласак, (24) қуйидаги кўринишга келади:

$$Idl = q\vartheta dn \quad (25)$$

Буни Ампер кучи $dF = BIdl \sin\alpha$ га қўйсақ $dF = Bqvdn \sin\alpha$ буни вектор кўриниши

$$dF = [\partial B]qdn \quad (26)$$

Мазкур ифода дн дона ҳаракатланувчи заряд ташувчига магнит майдон томондан таъсир этувчи кучни характерлайди. Шунинг учун бир дона заряд ташувчига таъсир этувчи куч (бу кучни, одатда, Лоренс кучи деб аталади):

$$F_L = [\partial B]q \quad F_L = B\partial q \sin\alpha \quad (27)$$

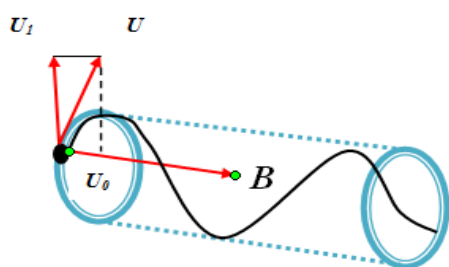
Лоренс кучининг йўналиши ҳам чап қўл қоидаси асосида топилади. Лекин бу йўналиш мусбат зарядли ($q > 0$) зарраларга магнит майдонда таъсир этувчи кучнинг йўналиши бўлади. Манфий зарядли ($q < 0$) заррага таъсир этувчи кучнинг йўналиши эса қрама-қарши бўлади. Лоренс кучи зарранинг ҳаракат йўналишига перпендикулярдир. Шунинг учун Лоренс кучи таъсирида йўналиши ўзгаради холос.

Зарядли зарраларнинг магнит майдондаги ҳаракати.

Бир жинсли магнит майдонга у тезлик билан кирган зарядли зарранинг ҳаракати қандай бўлади? Мазкур саволга жавоб бериш учун, (27) муносабатга асосланиб, қуйдаги ҳолларни муҳокама этайлик.

Зарядли зарранинг ҳаракати магнит майдон индукцияси чизиқлари бўйлаб содир бўлаётган ҳолда ϑ ва \vec{B} векторлар орасидаги бурчак 0 ёки π га

тенг. Зеро, (27) формулага асосан, $F_L = 0$. Демак, мазкур ҳолда магнит майдон зарядли заррага таъсир этмайди, зарра магнит майдонда тўғри чизиқли текис ҳаракатини давом эттираверади.



Зарядли зарра B чизиқларига перпендикуляр равишда магнит майдонга кирган ҳолда у ва B орасидаги бурчак $\pi/2$

ёки $3\pi/2$ га тенг. Шунинг ушун заррага таъсир этадиган Лоренс кучининг йўналиши доимо тезликка перпендикуляр, модули ($F_L = q\partial B$) ўзгармайди. Бундай куч таъсирида зарра айлана бўйлаб ҳаракатланади. Айлана радиуси R ни

$$q\partial B = m\partial^2/R \quad (28)$$

тенгликни эчиб топиш мумкин.

$$R = m\partial/qB \quad (29)$$

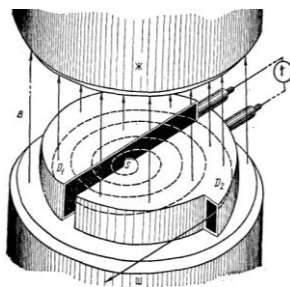
Бундаги m -зарранинг массаси, q -зарранинг заряди. Зарранинг бир марта тўлиқ айланиши учун кетган вақт

$$T = \frac{2\pi R}{\partial} = \frac{2\pi}{\partial} \cdot \frac{m\partial}{qB} = \frac{2\pi}{(qm)B} \quad (30)$$

Зарранинг айланиш даври деб аталади, у зарранинг солиштирма заряди (q/m) ва майдоннинг магнит индукциясига боғлиқ заряднинг тезлигига эса мутлақо боғлиқ эмас.

Зарра тезлиги магнит майдон йўналиши билан ихтиёрий α бурчак ташкил этдсин. Бу ҳолда тезлик вектори уни икки ташкил этувчисига- B бўйлаб

йўналган U_0 ва B га
 йўналган U_1 га ажратиш
 U_0 туфайли магнит
 тўғри чизикли текис
 майдонга



перпендикуляр равишда
 мумкин. Зеро, Зарядли зарра
 индуксия чизиклари бўйлаб
 ҳаракатда, U_1 туфайли эса

13.10-рasm

айлана бўйлаб текис
 икки ҳаракатнинг

перпендикуляр текисликда
 ҳаракатда қатнашади. Бу
 суперпозитсияси

(қўшилиши) зарра ҳаракатини тасвирлайди: ўқи магнит майдонга параллел бўлган винтсимон спирал чизик бўйича зарра ҳаракатланади [11].

Ҳаракатланаётган зарраларга магнит майдон кўрсатадиган таъсирдан сиклик тезлатгичлар (склотрон, синхротрон, синхрофазотрон), магнитогидродинамик генераторларда фойдаланилади. Сиклотроннинг асосий қисми-кучли электромагнитдир (13.11-рasm), бу электромагнитнинг қутблари орасида ясси цилиндрик вакуум камера жойлашган. Камера дуант деб аталадиган D -симон икки бўлак D_1 ва D_2 дан иборат. Дуантлар электродлар вазифасини ҳам ўтайди. Улар ўзгарувчан кучлинишли юқори частотавий генераторнинг қутбларига уланган. Шунинг учун дуантлар навбатма-навбат гоҳ мусбат, гоҳ манфий зарядланиб туради. Электр майдон

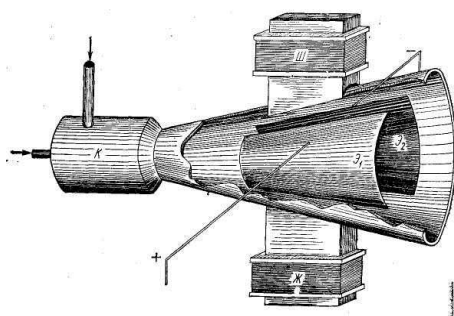
13.11-рasm. Сиклотрон-элементар зарраларни кучайтиргич.

фақат дуантлар оралиғидаги тирқишдагина мавжуд бўлади. Тезлатилиши лозим бўлган зарядли зарралар камерага махсус қурилма (рasmда S деб белгиланган) оралиқ киритилади.

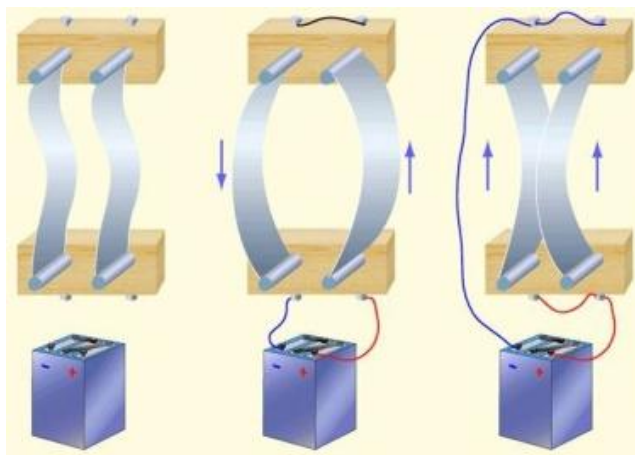
Камерага киритилган мусбат зарядли зарра дарҳол манфий зарядланган дуант томон тортилади. Дуант ичида зарранинг ҳаракати йўналишига перпендикуляр бўлган магнит майдон заррани айланавий орбита бўйлаб ҳаракатланишга мажбур қилади (чунки бу эрда заррага Лоренс кучи таъсир қилади). Зарра ярим айланани босиб ўтгач, яна дуантлар оралиғидаги тирқишга этиб келади. Лекин ўтган вақт ичида электр майдон йўналишини ўзгартирган бўлади. Шунинг учун зарра иккинчи дуант томон тортилиб тезлашади. Иккинчи дуант ичида ярим айланани босиб ўтади ва яна тирқишга этиб келади. Бу эрда учинчи марта тезлашади ва ҳақозо. Ҳар

сафардан сўнг зарранинг тезлиги ва орбитасининг радиуси ортиб боради. Зарранинг траекторияси расмда кўрсатилган.

13.12-расмда магнитогидродинамик (МГД) генератори тасвирланган. Ёниш камераси (К) да юксак даражада ионлашаган газ-плазма электродлар (E_1 ва E_2) оралиғида ҳаракатланиши борасида магнит майдонинг таъсирига учрайди ва ўз йўналишини ўзгартиради. Мусбат ионлар E_1 катод электродларга, манфий ионлар E_2 анод электродларга ўтириб уларни мос равишда зарядланишга сабабчи бўлади. Электродларга ташқи нагрузка (бирор R қаршилик) уланса, занжир бўйлаб электр ток оқа бошлайди.



Тажрибада магнит стрелкасининг устига параллел жойлаштирилган ўтказгичдан ток ўтганда, магнит стрелкасининг дастлабки вазиятдан ўтгани ва ўтказгичдан токнинг ўтиши тўхтатилса, магнит стрелкаси яна дастлабки вазиятга қайтиши кузатилган. 1820-йилда Ампер тажрибаларда ток ўтаётган икки ингичка тўғри чизиқли ўтказгичда ток бир томонга ўтса, улар бир-бирини тортиши, агар қарама-қарши томонга ўтса, бир-биридан қочиши аниқланган. Тажриба кўрсатадики, параллел ўтказгичларнинг ҳар бирининг бирлик узунлигига тўғри келувчи ўзаро таъсир кучи улардаги I_1 ва I_2 тоқларга тўғри пропорционал ва улар орасидаги б масофага тескари пропорционал



13.3-расм. Параллел жойлашган тоқли ўтказгичларнинг ўзаро таъсирлашуви.

$$F = k \frac{2I_1 I_2}{r} \quad (1)$$

Бу ерда, $k = \frac{\mu\mu_0}{4\pi}$ -пропорционаллик коэффитсенти, I_1 , I_2 -ўтказгичлардан ўтувчи ток кучи, r -ўтказгичлар орасидаги масофа.
Бу тоқларнинг ўзаро таъсир қонунидир.