4.3 Постійне магнітне поле

Магнітні властивості залізних руд, тобто здатність притягувати залізні предмети, була відома людству достатньо давно – ще у ІІ тисячолітті до нової ери у Китаї були знайомі з магнітними явищами. Однак, до досліджень В. Гілберта різниця між електричним і магнітним притяганням була не ясною – одне і друге вважалися явищами однієї природи. В той же час, ще до Гілберта, було встановлено, що магнітне притягання помітно проявляється тільки на полюсах магніту будь-якої форми і практично не проявляється у нейтральній зоні магніту (рис. 4.37)

Рис. 4.37. Залізна тирса прилипає у вигляді "бороди" до кінців магніту і не пристає до його середини [11].

В той же час неможливо одержати магніт з одним полюсом, наприклад, розрізавши магніт на дві частини – кожна половина магніту знову перетворюється у двохполюсний магніт.

Якщо зробити магніт у вигляді дуже довгого і тонкого стрижня, то полюсні області його зводяться майже до точок, що лежать біля кінців магніту, а вся остання поверхня представляє собою нейтральну зону. Подібний подовжений магніт можна назвати *магнітною стрілкою.* ***Часто магнітній стрілці надають вигляду витягнутого ромба (рис. 4.38). Якщо таку стрілку закріпити на вістрі або підвісити так, щоб вона могла вільно обертатися, то вона завжди встановлюється так, щоб один з її полюсів був обернений на північ, а інший на південь; точно так же орієнтується і будь-який магніт, підвішений на тонкій нитці, яка легко закручується. Той полюс магніту, який обертається на північ, називають північним полюсом, а протилежний – південним. Магнітні стрілки особливо зручні для виявлення магнітних властивостей природного або штучного магніту.***

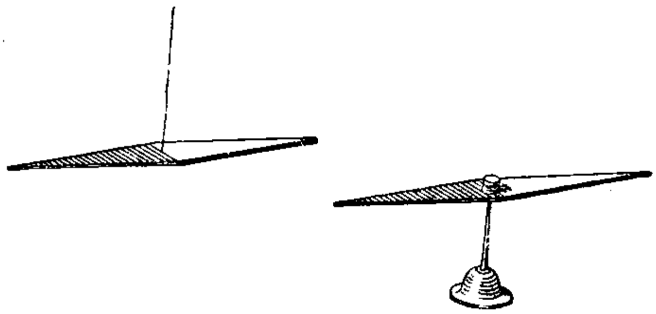

Рис. 4.38. Магнітні стрілки у вигляді витягнутого ромба: підвішена на нитці і закріплена на вістрі.

У 1820 р. Гансу Ерстеду вдалося виявити на досліді, що електричний струм має магнітні властивості.

Основний дослід Ерстеда зображений на рис. 4.39, а, б. Над нерухомим проводом KL, розташованим вздовж меридіану, тобто у напрямку північ – південь, підвішена на тонкій нитці магнітна стрілка (рис. 4.39, а). Стрілка встановлюється також по лінії північ – південь і розташовується паралельно проводу. Але як тільки ми замкнемо ключ і пустимо струм по проводу KL, ми побачимо, що магнітна стрілка повертається, прагнучи встановитися під прямим кутом до нього, тобто у площині, *перпендикулярній до проводу* ***(рис. 4.39, б). Цей фундаментальний дослід показує, що у просторі навколо провідника зі струмом, діють сили, що викликають рух магнітної стрілки, тобто сили, подібні до тих, які діють поблизу природних і штучних магнітів. Такі сили ми будемо називати магнітними силами.***

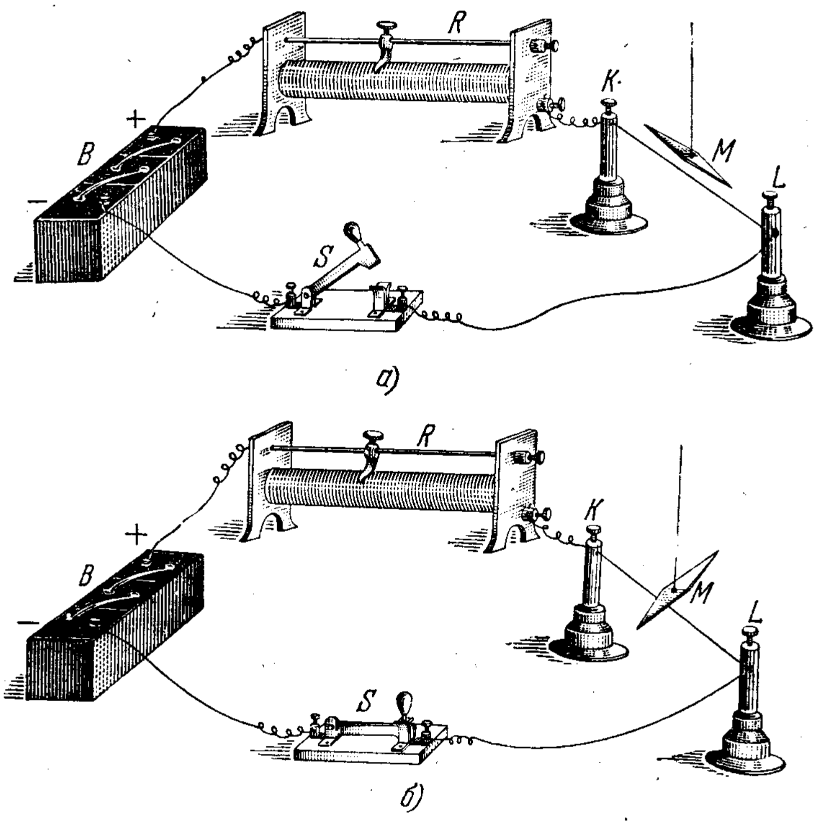

Рис. 4.39. Дослід Ерстеда з магнітною стрілкою, що виявляє існування магнітного поля струму. B – батарея гальванічних елементів, що створюють струм; KL – провід, по якому тече струм, коли ланцюг замкнений; M – магнітна стрілка, підвішена паралельно проводу KL; R – реостат, що служить для обмеження струму через провід KL, який має дуже малий опір; S – ключ. а) Розімкнений ланцюг; б) замкнений ланцюг; магнітна стрілка M повернулася перпендикулярно до проводу KL [11].

Таким чином, дослід Ерстеда доводить, що у просторі навколо електричного струму виникають магнітні сили, тобто створюється магнітне поле.

У 1820 р. Андре Ампер встановив також нове і надзвичайно важливе явище – *взаємодію між двома провідниками, по яким тече струм.* ***Якщо ми розташуємо, наприклад, два довгі гнучкі дроти паралельно один одному, то при ввімкненні у них струму ці провідники будуть один від одного відштовхуватися, якщо струми у них протилежні за напрямком (рис. 4.40, а); і навпаки, дроти будуть один до одного притягуватися, якщо струми у них мають однакові напрямки (рис. 4.40, б).***

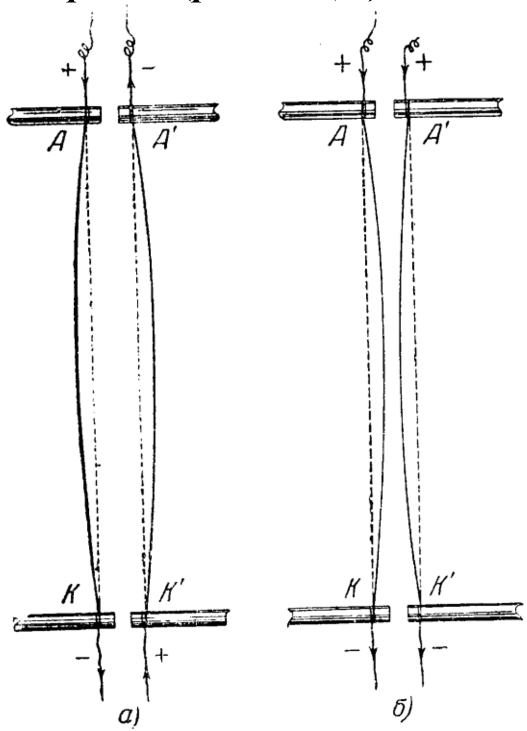

Рис. 4.40 а) Два паралельних провідника відштовхуються один від одного, якщо по ним проходять електричні струми у протилежних напрямках; б) два паралельних провідника притягуються один до одного, якщо по ним проходять електричні струми у однаковому напрямку; А і К – контакти. Пунктиром показано положенні обох провідників при відсутності струму в них. [11]

4.3.1 Сила Лоренца. Індукція магнітного поля

Сила взаємодії між нерухомими електричними зарядами описується законом Кулона і може бути виражена через напруженість електричного поля

$$\vec{F} = q_o\vec{E}.$$

Дослід показує, що при русі зарядів сила їх взаємодії має інший вигляд - поруч із

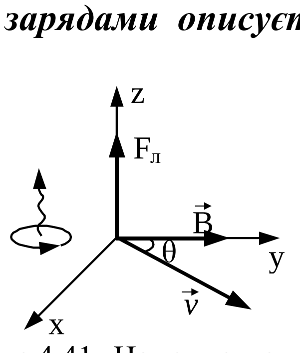

Рис.4.41. Напрямок сили Лоренца.

стаціонарною силою (4.1) містить доданок, який залежить від швидкості пробного заряду і деякої “додаткової” силової характеристики поля, яка зв’язана з рухом зарядів і називається індукцією магнітного поля В***:***

Андре Ампер (1775-1836) – французький фізик. Відкрив закон взаємодії провідників, по яким тече струм, ввів поняття атомних струмів при поясненні магнетизму магнітних речовин.

$$\vec{F} = q\vec{E} + q[\vec{V}\vec{B}]. \qquad (4.66)$$

Другий доданок виразу (4.66) називають силою Лоренца:

$$\vec{F}_л = q[\vec{V}\vec{B}]. \qquad (4.67)$$

Ця сила перпендикулярна площині, в якій лежать вектори $\vec{V}$ і $\vec{B}$, і напрямок її визначається за правилом “свердлика” (рис. 4.41).

Модуль сили Лоренца має вигляд:

$$F_л = q \cdot V \cdot B \cdot \sin\theta .$$

Одиниця вимірювання індукції магнітного поля – Тесла (Тл)

$$1Тл = 1\frac{Н}{А \cdot М}.$$

Таким чином, наявність сили Лоренца показує, що поле системи рухомих зарядів має дві силові компоненти – електричну (напруженість $\vec{E}$) і магнітну (індукція $\vec{B}$).

4.3.2 Взаємодія струмів. Сила Ампера. Закон Біо-Савара-Лапласа

Провідник із струмом є ідеальним джерелом магнітного поля, тому що в ньому існує потік рухомих зарядів, електричне поле яких дорівнює нулю.

Для того, щоб позбутись впливу форми провідника з струмом, будемо розглядати взаємодію елементів струму (рис.4.42). Під елементом струму розуміють нескінченно малу ділянку провідника $d\lambda$, по якій тече струм. Елементові струму надають напрямок, зв’язаний із напрямом струму: $J d\vec{\lambda}$.

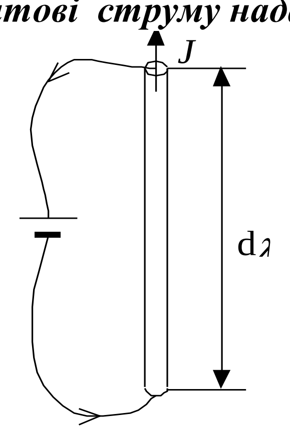

Рис.4.42. Елемент струму $J d\vec{\lambda}$.

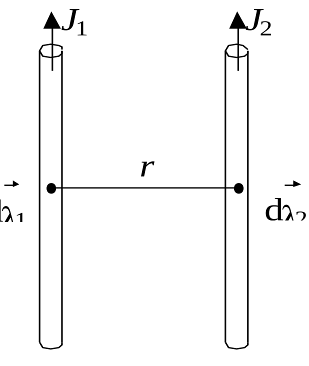

Рис. 4.43. Взаємодіючі елементи струму.

Ампер встановив, що сила взаємодії елементів струму пропорційна добутку елементів струму та обернено пропорційна квадрату відстані між ними. Скалярна форма закону Ампера має вигляд

$$dF = \frac{\mu_o}{4\pi} \cdot \frac{J_1 d\lambda_1 \cdot J_2 d\lambda_2}{r^2}.$$

де μ_o ***- магнітна стала***

$$\mu_o = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{A^2}.$$

Магнітне поле аналогічно електричному має сенс силової характеристики взаємодії елементів струму:

$$dF = J_2 d\lambda_2 dB_1,$$

де

$$dB_1 = \frac{\mu_o}{4\pi} \cdot \frac{J_1 d\lambda_1}{r^2},$$

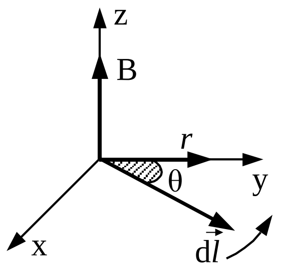

Рис.4.44. До визначення напряму індукції B.

B_1- індукція магнітного поля, створеного струмом J_1 ***в точці простору, яка знаходиться на відстані*** r ***від елемента струму*** $J_1 d\lambda_1$***. Векторна форма цього закону (закон Біо-Савара-Лапласа) має вигляд:***

$$d\vec{B} = \frac{\mu_o}{4\pi} \cdot \frac{J[d\vec{\lambda} \cdot \vec{r}]}{r^3}. \qquad \textbf{\textit{(4.68)}}$$

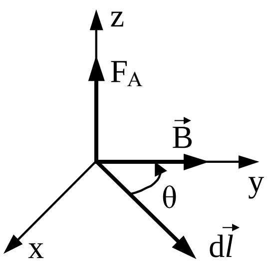

Рис. 4.45. До визначення напряму сили Ампера.

Напрямок індукції визначається за правилом "свердлика": якщо напрямок поступного руху свердлика збігається з напрямом струму, то обертальний рух свердлика намалює силові лінії індукції магнітного поля, які завжди замкнені самі на собі. Таке поле називається вихровим. Модуль індукції B ***визначається виразом***

$$dB = \frac{\mu_o}{4\pi} \cdot \frac{J d\lambda \sin\theta}{r^2}, \qquad \textbf{\textit{(4.69)}}$$

де кут θ ***- кут між напрямом струму та радіусом вектором точки простору (рис.4.44).***

Сила Ампера у векторній формі має вигляд

$$d\vec{F} = J[d\vec{\lambda}\vec{B}], \qquad \textbf{\textit{(4.70)}}$$

модуль сили Ампера

$$dF = JBd\lambda \sin\theta, \qquad \textbf{\textit{(4.71)}}$$

де кут θ ***визначається з рис. 4.45.***

4.3.3 Циркуляція вектора індукції

Циркуляцією вектора (векторного поля) називається інтеграл по замкненому контуру від тангенційної складової вектора. Якщо цим вектором є індукція магнітного поля, то циркуляцією індукції називається інтеграл (рис.4.46).

$$J = \oint_{\Gamma} B_{\tau} d\lambda.$$

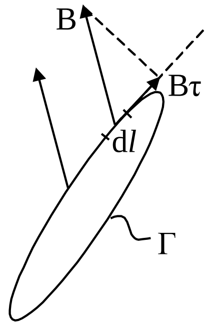

Рис.4.46. До визначення циркуляції вектора.

Теорема про циркуляцію індукції магнітного поля формулюється таким чином:

Циркуляція вектора індукції магнітного поля по замкненому контуру дорівнює сумі струмів, що пронизують цей контур:

$$\oint_{\Gamma} B_{\tau} d\lambda = \mu_o J\ . \qquad (4.72)$$

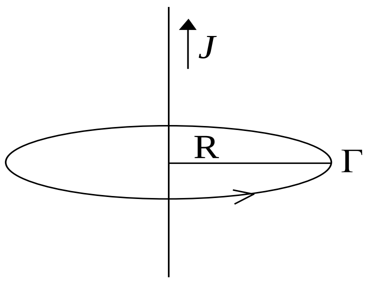

Рис. 4.47. Прямий струм

Для формули (4.72) слушно правило свердлика: напрям обходу контуру збігається з силовою лінією індукції магнітного поля, тобто з напрямом обертання правого свердлика, який рухається поступно у напрямку струму. Циркуляція індукції для будь-якого замкненого контуру, який не охоплює струм, дорівнює нулю.

Застосуємо теорему про циркуляцію до нескінченного прямого струму. Контур інтеґрування виберемо у вигляді силових ліній, що охоплюють струм.

Якщо силові лінії мають вигляд концентричних кіл, індукція магнітного поля B вздовж цих ліній стала, тому її можна винести за знак інтеґрала:

$$\oint_{\Gamma} B_{\tau} d\lambda = B\oint_{\Gamma} d\lambda = B \cdot 2\pi R = \mu_o J\ ,$$

звідки індукція прямого струму дорівнює

$$B = \frac{\mu_o J}{2\pi R}. \qquad (4.73)$$

4.3.4 Контур із струмом у магнітному полі

Круговий струм створює магнітне поле, силові лінії якого показані на рис.4.48.

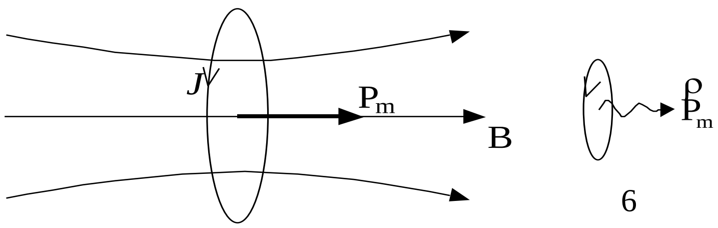

Рис. 4.48.Магнітний момент кругового струму.

У центрі кільця силова лінія індукції перпендикулярна площині кільця. Ця силова лінія вибрана за напрямок вектора магнітного моменту $\vec{p}_m$, який характеризує круговий струм.

Числове значення магнітного моменту дорівнює

$$\mathrm{p_m} = J \cdot S, \qquad (4.74)$$

де S - площа, яку охоплює круговий струм.

Визначення магнітного моменту (4.74) слушне для будь-якого замкненого струму, а напрямок магнітного моменту визначається за правилом свердлика (рис.4.48).

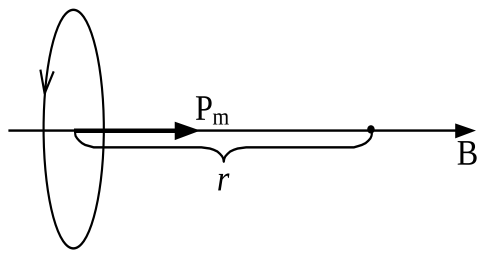

Рис.4.49. До визначення формули (4.76).

Тоді поле, що виникає в центрі кільцевого струму, можна виразити через магнітний момент $\mathrm{p_m} = J \cdot S = J \cdot \pi R^2$:

$$B = \frac{\mu_o J}{2R} = \frac{\mu_o J \pi R^2}{2R \cdot \pi R^2} = \frac{\mu_o \mathrm{p_m}}{2\pi R^3}. \qquad (4.75)$$

Ця формула справедлива для будь-якої точки на вісі кільця, якщо під R розуміють відстань r до цієї точки:

$$B = \frac{\mu_o \mathrm{p_m}}{2\pi r^3}. \qquad (4.76)$$

Розглянемо контур зі струмом в однорідному магнітному полі (рис. 4.50).

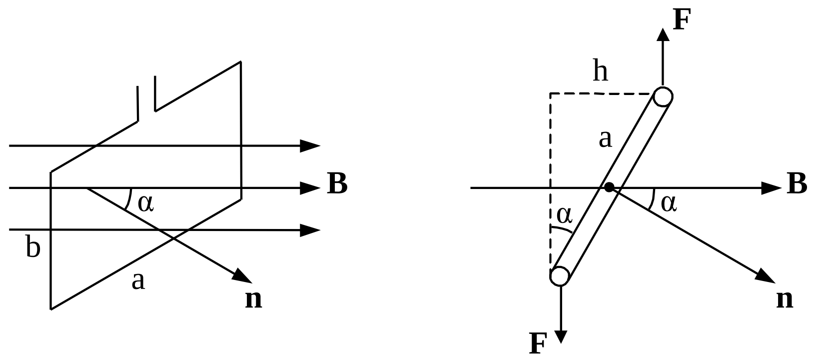

Рис. 4.50. Прямокутний контур з струмом у магнітному полі:
а) вигляд збоку, *в*) вигляд зверху.

На ребра a і b діє сила Ампера, але сила, що діє на ребра a, намагається розтягнути контур, а сила, що діє на ребра b

$$F = JB \cdot b$$

створює момент сил

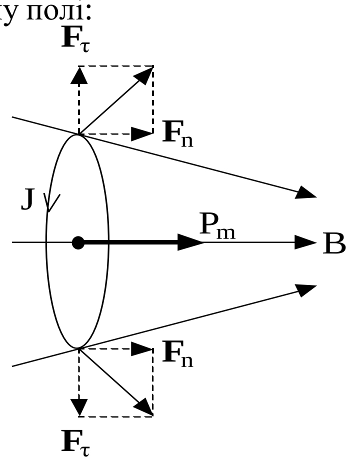

Рис.4.51.Контур з струмом
у неоднорідному полі.

$M = F \cdot h = F \cdot a\sin\alpha$,

який намагається розвернути контур поперек поля B. Цей момент сил визначається через магнітний момент контуру $p_m = J \cdot ab$:

$$M = F \cdot a\sin\alpha = JBab\sin\alpha = p_m B \cdot \sin\alpha . \qquad (4.77)$$

Враховуючи, що p_m і B - вектори, вираз (4.45) можна записати у вигляді векторного добутку:

$$\vec{M} = [\vec{p}_m \vec{B}]. \qquad (4.78)$$

Розглянемо контур у неоднорідному магнітному полі (рис.4.51).

Сила Ампера F, що діє на будь-який елемент $d\lambda$ контуру, перпендикулярна до B і $d\lambda$, і створює деякий кут з площиною, в якій знаходиться вектор В. Якщо силу F розкласти на дві складові: паралельну витку $F\tau$ і перпендикулярну до площини витка F_n, то сили $F\tau$ будуть розтягувати виток, а сили Fn будуть тягти його у зону сильного поля. Сила, що змушує виток рухатись поступально, буде завжди співпадати за напрямом з магнітним моментом p_m. Якщо змінити напрям струму, зміниться і напрям магнітного моменту p_m, тоді виток буде виштовхуватися із зони сильного поля (рис.4.52).

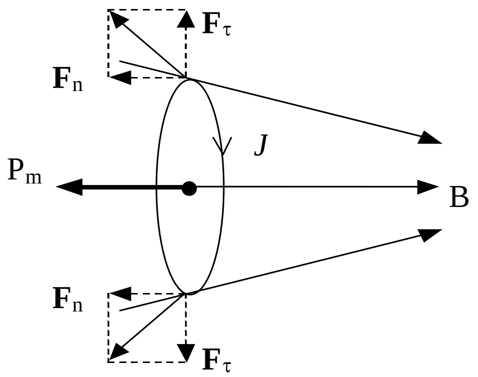

Рис.4.52. Контур з струмом в магнітному полі.

Робота з переміщення контуру в магнітному полі

Через те, що на контур зі струмом у магнітному полі діє сила, то при його русі (обертанні) виконується робота. Знайдемо цю роботу.

Нехай прямий провідник довжиною λ переміщується на відстань Δx перпендикулярно магнітному полю B. Провідником тече струм J (рис.4.53). На провідник діє сила $F = J\lambda B$.

Робота з переміщення провідника визначається за формулою

$$\Delta A = F \cdot \Delta x = JB\lambda\Delta x. \qquad (4.79)$$

Розглянемо тепер обертальний рух провідника (рис.4.54).

Нехай дріт довжиною λ, яким тече струм J, повертається на кут $\Delta\alpha$ в магнітному полі, яке перпендикулярне площині, в якій лежить дріт. На провідник діє сила

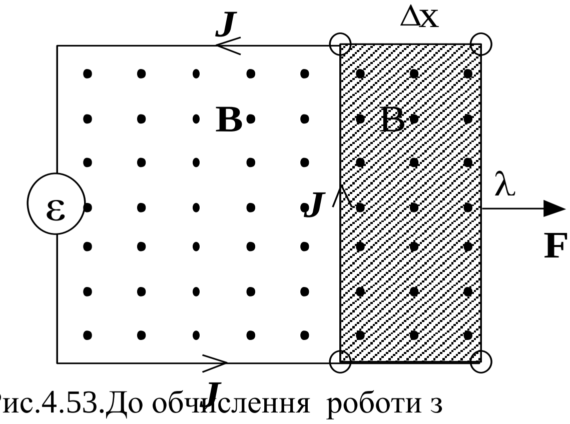

Рис.4.53.До обчислення роботи з переміщення провідника довжиною λ.

$F = JB \cdot \lambda.$

Поворот відбувається по дузі

$$\Delta S = \lambda \cdot \Delta\alpha ,$$

Тоді робота, що виконується при такому повороті, дорівнює

$$\Delta A = F \cdot \Delta S = JB\lambda^2 \Delta\alpha . \qquad (4.80)$$

Вираз для роботи з переміщення провідника в полі (4.79) та (4.80) можна привести до одного вигляду, якщо врахувати, що при виконанні роботи провідник під час руху замітає площадку, перпендикулярну до поля. При поступальному русі площа дорівнює (формула 4.79)

$$\Delta S = \lambda \cdot \Delta x ,$$

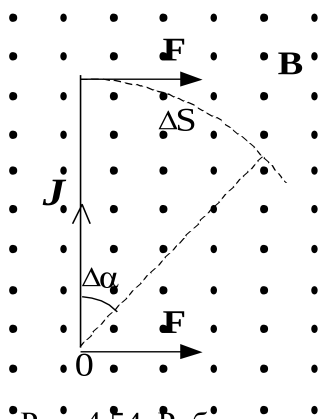

Рис. 4.54. Робота при обертальному русі.

при обертальному русі (формула 4.80)

$$\Delta S = \lambda^2 \cdot \Delta\alpha .$$

Якщо врахувати ці визначення, то вираз для роботи (4.47), (4.48) можна подати в єдиній формі:

$$\Delta A = JB\Delta S , \qquad (4.81)$$

де ΔS - площа, яку замітає провідник, що рухається перпендикулярно полю.

Вираз (4.81) дає можливість визначити роботу через магнітний момент p_m. Справді, магнітний момент визначається за формулою

$$p_m = JS = J\Delta S ,$$

тоді при русі замкненого струму в магнітному полі виконується робота

$$\Delta A = p_m B .$$

Ця робота виконується за рахунок енергії, яку запасає контур

$$W = -\Delta A = -p_m B . \qquad (4.82)$$

Якщо контур створює кут θ з полем B, то енергію можна записати у вигляді

$$W = -p_m B \cos\theta . \qquad (4.83)$$

Крім цього, вираз (4.81) дозволяє ввести поняття потоку магнітного поля, який дорівнює добутку нормальної складової поля на площу поверхні, що перетинають силові лінії:

$$\Phi = B_n S = B \cos\theta \cdot S .$$

Тоді робота (4.81) може бути записана у вигляді

$$\Delta A = J \Delta \Phi . \qquad (4.84)$$

У 1820 р. Андре Ампер встановив також нове і надзвичайно важливе явище – *взаємодію між двома провідниками, по яким тече струм*. ***Якщо ми розташуємо, наприклад, два довгі гнучкі дроти паралельно один одному, то при ввімкненні у них струму ці провідники будуть один від одного відштовхуватися, якщо струми у них протилежні за напрямком (рис. 4.40, а); і навпаки, дроти будуть один до одного притягуватися, якщо струми у них мають однакові напрямки (рис. 4.40, б).***

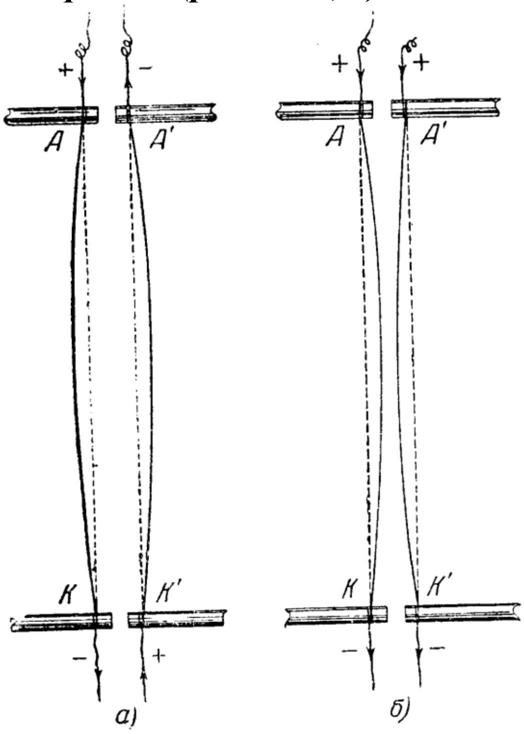

Рис. 4.40 а) Два паралельних провідника відштовхуються один від одного, якщо по ним проходять електричні струми у протилежних напрямках; б) два паралельних провідника притягуються один до одного, якщо по ним проходять електричні струми у однаковому напрямку; А і К – контакти. Пунктиром показано положенні обох провідників при відсутності струму в них. [11]

4.3.1 Сила Лоренца. Індукція магнітного поля

Сила взаємодії між нерухомими електричними зарядами описується законом Кулона і може бути виражена через напруженість електричного поля

$$\vec{F} = q_o\vec{E}.$$

Дослід показує, що при русі зарядів сила їх взаємодії має інший вигляд - поруч із стаціонарною силою (4.1) містить доданок, який залежить від швидкості пробного заряду і деякої

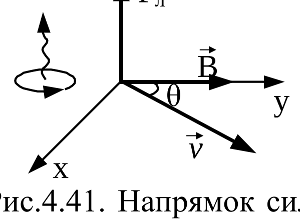

Рис.4.41. Напрямок сили Лоренца.

“додаткової” силової характеристики поля, яка зв’язана з рухом зарядів і називається індукцією магнітного поля В***:***

Андре Ампер (1775-1836) – французький фізик. Відкрив закон взаємодії провідників, по яким тече струм, ввів поняття атомних струмів при поясненні магнетизму магнітних речовин.

$$\vec{F} = q\vec{E} + q[\vec{V}\vec{B}]. \qquad (4.66)$$

Другий доданок виразу (4.66) називають силою Лоренца:

$$\vec{F}_л = q[\vec{V}\vec{B}]. \qquad (4.67)$$

Ця сила перпендикулярна площині, в якій лежать вектори $\vec{V}$ і $\vec{B}$, і напрямок її визначається за правилом “свердлика” (рис. 4.41).

Модуль сили Лоренца має вигляд:

$$F_л = q \cdot V \cdot B \cdot \sin\theta .$$

Одиниця вимірювання індукції магнітного поля – Тесла (Тл)

$$1Тл = 1\frac{Н}{А \cdot М} .$$

Таким чином, наявність сили Лоренца показує, що поле системи рухомих зарядів має дві силові компоненти – електричну (напруженість $\vec{E}$) і магнітну (індукція $\vec{B}$).

4.3.2 Взаємодія струмів. Сила Ампера. Закон Біо-Савара-Лапласа

Провідник із струмом є ідеальним джерелом магнітного поля, тому що в ньому існує потік рухомих зарядів, електричне поле яких дорівнює нулю.

Для того, щоб позбутись впливу форми провідника з струмом, будемо розглядати взаємодію елементів струму (рис.4.42). Під елементом струму розуміють нескінченно малу ділянку провідника $d\lambda$, по якій тече струм. Елементові струму надають напрямок, зв’язаний із напрямом струму: $Jd\vec{\lambda}$.

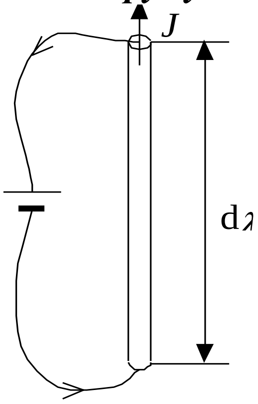

Рис.4.42. Елемент струму $Jd\vec{\lambda}$.

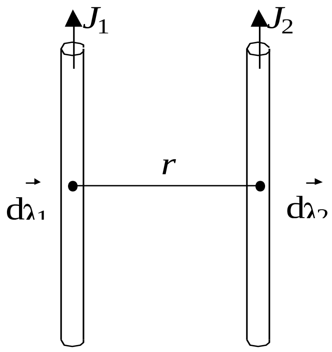

Рис. 4.43. Взаємодіючі елементи струму.

Ампер встановив, що сила взаємодії елементів струму пропорційна добутку елементів струму та обернено пропорційна квадрату відстані між ними. Скалярна форма закону Ампера має вигляд

$$dF = \frac{\mu_o}{4\pi} \cdot \frac{J_1 d\lambda_1 \cdot J_2 d\lambda_2}{r^2}.$$

де μ_o ***- магнітна стала***

$$\mu_o = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{A^2}.$$

Магнітне поле аналогічно електричному має сенс силової характеристики взаємодії елементів струму:

$$dF = J_2 d\lambda_2 dB_1,$$

де

$$dB_1 = \frac{\mu_o}{4\pi} \cdot \frac{J_1 d\lambda_1}{r^2},$$

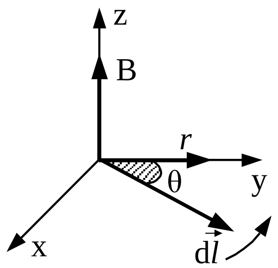

Рис.4.44. До визначення напряму індукції B.

B_1- індукція магнітного поля, створеного струмом J_1 ***в точці простору, яка знаходиться на відстані*** r ***від елемента струму*** $J_1 d\lambda_1$. ***Векторна форма цього закону (закон Біо-Савара-Лапласа) має вигляд:***

$$d\vec{B} = \frac{\mu_o}{4\pi} \cdot \frac{J[d\vec{\lambda} \cdot \vec{r}]}{r^3}. \qquad \textbf{\textit{(4.68)}}$$

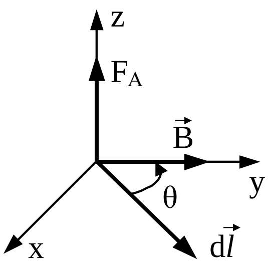

Рис. 4.45. До визначення напряму сили Ампера.

Напрямок індукції визначається за правилом “свердлика”: якщо напрямок поступного руху свердлика збігається з напрямом струму, то обертальний рух свердлика намалює силові лінії індукції магнітного поля, які завжди замкнені самі на собі. Таке поле називається вихровим. Модуль індукції B ***визначається виразом***

$$dB = \frac{\mu_o}{4\pi} \cdot \frac{J d\lambda \sin\theta}{r^2}, \qquad \textbf{\textit{(4.69)}}$$

де кут θ ***- кут між напрямом струму та радіусом вектором точки простору (рис.4.44).***

Сила Ампера у векторній формі має вигляд

$$d\vec{F} = J[d\vec{\lambda}\vec{B}], \qquad \textbf{\textit{(4.70)}}$$

модуль сили Ампера

$$dF = JBd\lambda \sin\theta, \qquad \textbf{\textit{(4.71)}}$$

де кут θ ***визначається з рис. 4.45.***

4.3.3 Циркуляція вектора індукції

Циркуляцією вектора (векторного поля) називається інтеграл по замкненому контуру від тангенційної складової вектора. Якщо цим вектором є індукція магнітного поля, то циркуляцією індукції називається інтеграл (рис.4.46).

$$J = \oint_{\Gamma} B_{\tau} d\lambda.$$

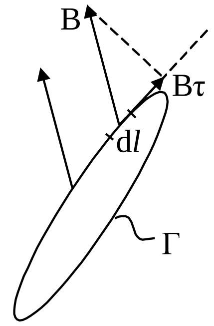

Рис.4.46. До визначення циркуляції вектора.

Теорема про циркуляцію індукції магнітного поля формулюється таким чином:

Циркуляція вектора індукції магнітного поля по замкненому контуру дорівнює сумі струмів, що пронизують цей контур:

$$\oint_{\Gamma} B_{\tau} d\lambda = \mu_o J\ . \qquad (4.72)$$

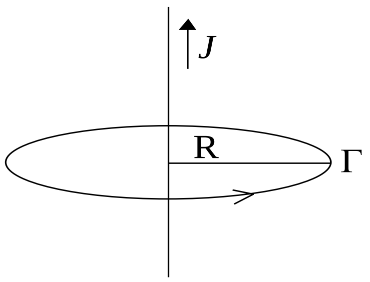

Рис. 4.47. Прямий струм

Для формули (4.72) слушно правило свердлика: напрям обходу контуру збігається з силовою лінією індукції магнітного поля, тобто з напрямом обертання правого свердлика, який рухається поступно у напрямку струму. Циркуляція індукції для будь-якого замкненого контуру, який не охоплює струм, дорівнює нулю.

Застосуємо теорему про циркуляцію до нескінченного прямого струму. Контур інтеґрування виберемо у вигляді силових ліній, що охоплюють струм.

Якщо силові лінії мають вигляд концентричних кіл, індукція магнітного поля B вздовж цих ліній стала, тому її можна винести за знак інтеґрала:

$$\oint_{\Gamma} B_{\tau} d\lambda = B \oint_{\Gamma} d\lambda = B \cdot 2\pi R = \mu_o J\ ,$$

звідки індукція прямого струму дорівнює

$$B = \frac{\mu_o J}{2\pi R}. \qquad (4.73)$$

4.3.4 Контур із струмом у магнітному полі

Круговий струм створює магнітне поле, силові лінії якого показані на рис.4.48.

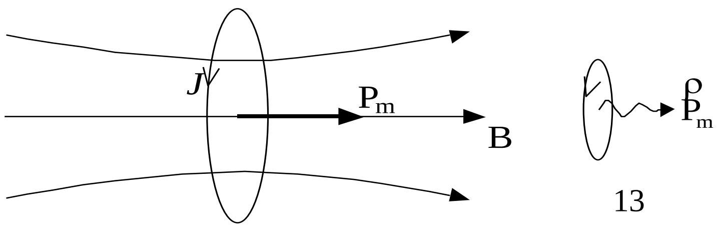

Рис. 4.48.Магнітний момент кругового струму.

У центрі кільця силова лінія індукції перпендикулярна площині кільця. Ця силова лінія вибрана за напрямок вектора магнітного моменту $\vec{p}_m$, який характеризує круговий струм.

Числове значення магнітного моменту дорівнює

$$p_m = J \cdot S, \qquad (4.74)$$

де S - площа, яку охоплює круговий струм.

Визначення магнітного моменту (4.74) слушне для будь-якого замкненого струму, а напрямок магнітного моменту визначається за правилом свердлика (рис.4.48).

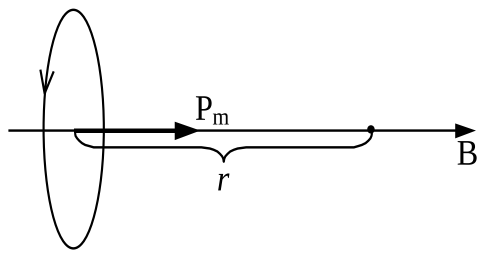

Рис.4.49. До визначення формули (4.76).

Тоді поле, що виникає в центрі кільцевого струму, можна виразити через магнітний момент $p_m = J \cdot S = J \cdot \pi R^2$:

$$B = \frac{\mu_o J}{2R} = \frac{\mu_o J \pi R^2}{2R \cdot \pi R^2} = \frac{\mu_o p_m}{2\pi R^3}. \qquad (4.75)$$

Ця формула справедлива для будь-якої точки на вісі кільця, якщо під R розуміють відстань r до цієї точки:

$$B = \frac{\mu_o p_m}{2\pi r^3}. \qquad (4.76)$$

Розглянемо контур зі струмом в однорідному магнітному полі (рис. 4.50).

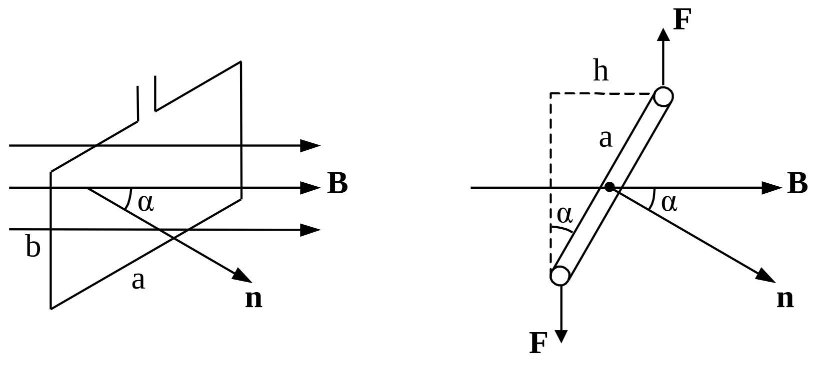

Рис. 4.50. Прямокутний контур з струмом у магнітному полі:
а) вигляд збоку, *в*) вигляд зверху.

На ребра a і b діє сила Ампера, але сила, що діє на ребра a, намагається розтягнути контур, а сила, що діє на ребра b

$$F = JB \cdot b$$

створює момент сил

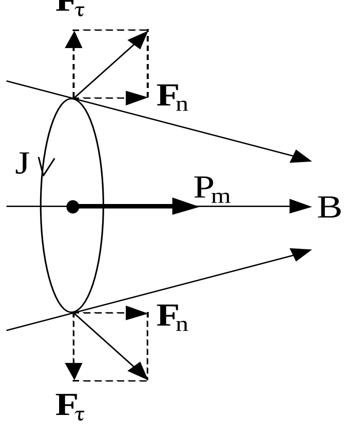

Рис.4.51.Контур з струмом у неоднорідному полі.

$M = F \cdot h = F \cdot a \sin\alpha$,

який намагається розвернути контур поперек поля B. Цей момент сил визначається через магнітний момент контуру $p_m = J \cdot ab$:

$$M = F \cdot a \sin\alpha = JBab \sin\alpha = p_m B \cdot \sin\alpha . \qquad (4.77)$$

Враховуючи, що p_m і B - вектори, вираз (4.45) можна записати у вигляді векторного добутку:

$$\vec{M} = [\vec{p}_m \vec{B}]. \qquad (4.78)$$

Розглянемо контур у неоднорідному магнітному полі (рис.4.51).

Сила Ампера F, що діє на будь-який елемент $d\lambda$ контуру, перпендикулярна до B і $d\lambda$, і створює деякий кут з площиною, в якій знаходиться вектор B. Якщо силу F розкласти на дві складові: паралельну витку $F\tau$ і перпендикулярну до площини витка F_n, то сили $F\tau$ будуть розтягувати виток, а сили Fn будуть тягти його у зону сильного поля. Сила, що змушує виток рухатись поступально, буде завжди співпадати за напрямом з магнітним моментом p_m. Якщо змінити напрям струму, зміниться і напрям магнітного моменту p_m, тоді виток буде виштовхуватися із зони сильного поля (рис.4.52).

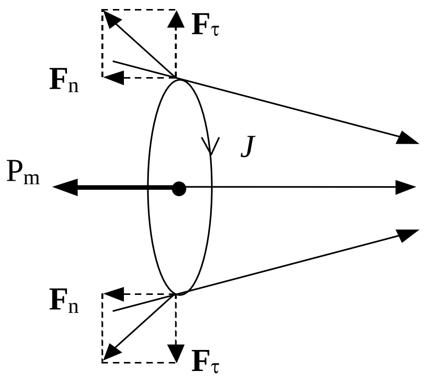

Рис.4.52. Контур з струмом в магнітному полі.

Робота з переміщення контуру в магнітному полі

Через те, що на контур зі струмом у магнітному полі діє сила, то при його русі (обертанні) виконується робота. Знайдемо цю роботу.

Нехай прямий провідник довжиною λ переміщується на відстань Δx перпендикулярно магнітному полю B. Провідником тече струм J (рис.4.53). На провідник діє сила $F = J\lambda B$.

Робота з переміщення провідника визначається за формулою

$$\Delta A = F \cdot \Delta x = JB\lambda\Delta x. \qquad (4.79)$$

Розглянемо тепер обертальний рух провідника (рис.4.54).

Нехай дріт довжиною λ, яким тече струм J, повертається на кут $\Delta\alpha$ в магнітному полі, яке перпендикулярне площині, в якій лежить дріт. На провідник діє сила

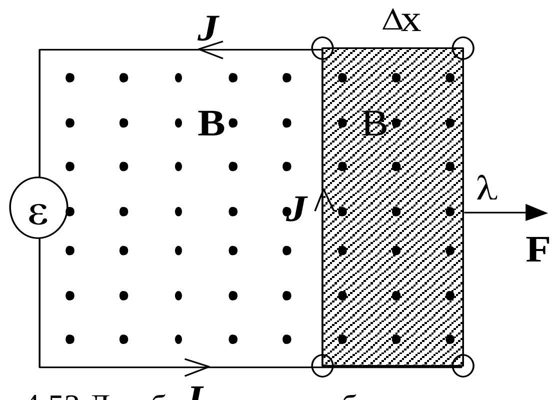

Рис.4.53.До обчислення роботи з переміщення провідника довжиною λ.

$F = JB \cdot \lambda.$

Поворот відбувається по дузі

$$\Delta S = \lambda \cdot \Delta\alpha ,$$

Тоді робота, що виконується при такому повороті, дорівнює

$$\Delta A = F \cdot \Delta S = JB\lambda^2 \Delta\alpha . \qquad (4.80)$$

Вираз для роботи з переміщення провідника в полі (4.79) та (4.80) можна привести до одного вигляду, якщо врахувати, що при виконанні роботи провідник під час руху замітає площадку, перпендикулярну до поля. При поступальному русі площа дорівнює (формула 4.79)

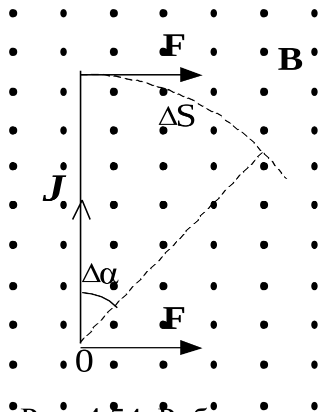

Рис. 4.54. Робота при обертальному русі.

$$\Delta S = \lambda \cdot \Delta x ,$$

при обертальному русі (формула 4.80)

$$\Delta S = \lambda^2 \cdot \Delta\alpha .$$

Якщо врахувати ці визначення, то вираз для роботи (4.47), (4.48) можна подати в єдиній формі:

$$\Delta A = JB\Delta S , \qquad (4.81)$$

де ΔS - площа, яку замітає провідник, що рухається перпендикулярно полю.

Вираз (4.81) дає можливість визначити роботу через магнітний момент p_m. Справді, магнітний момент визначається за формулою

$$p_m = JS = J\Delta S ,$$

тоді при русі замкненого струму в магнітному полі виконується робота

$$\Delta A = p_m B .$$

Ця робота виконується за рахунок енергії, яку запасає контур

$$W = -\Delta A = -p_m B . \qquad (4.82)$$

Якщо контур створює кут θ з полем B, то енергію можна записати у вигляді

$$W = -p_m B \cos\theta . \qquad (4.83)$$

Крім цього, вираз (4.81) дозволяє ввести поняття потоку магнітного поля, який дорівнює добутку нормальної складової поля на площу поверхні, що перетинають силові лінії:

$$\Phi = B_n S = B \cos\theta \cdot S .$$

Тоді робота (4.81) може бути записана у вигляді

$$\Delta A = J \, \Delta \Phi. \qquad (4.84)$$