

Действие на магнитно поле върху движещ се електричен заряд. Сила на Лоренц. Движение на заредени частици в магнитно поле – частни случаи, приложение. Ефект на Хол. Електромагнитна индукция. Закон на Фарадей. Вихрово електрично поле. Вихрови токове. Самоиндукция и взаимна индукция. Енергия на магнитното поле

Действие на магнитно поле върху движещ се електричен заряд. Сила на Лоренц

Около всеки движещ се заряд се създава магнитно поле. Ако зарядът се движи във външно магнитно поле с индукция $\vec{B}$, собственото поле, което той създава при своето движение и външното магнитно поле ще си взаимодействат по някакъв начин. Това означава, че на движещия се заряд ще действа някаква сила. Можем да определим тази сила по начина като използваме закона на Ампер. На проводник, по който тече електричен ток, поставен в магнитно поле, му действа сила на Ампер. Тази сила може да се представи като суперпозиция на силите, с които магнитното поле действа на всеки отделен заряд от проводника. На елемент $d\vec{l}$ от проводника действа сила на Ампер:

$$(1) d\vec{F} = I d\vec{l} \times \vec{B} = (I d\vec{l}) \times \vec{B}.$$

Нека да разгледаме произведението $I d\vec{l}$. Когато извеждахме закона на Ом получихме за големината на тока $I = nqvS$, където n е концентрацията на токовите носители, q и v – съответно големината на заряда и средната скорост на насочено движение на носителите, а S е сечението на проводника. Оттук получаваме:

$$(2) I d\vec{l} = nqvS d\vec{l} = nqS v d\vec{l} = qndV \vec{v} = qv dN,$$

тъй като обемът на елемента $d\vec{l}$ е $dV = S d\vec{l}$, а концентрацията на токовите носители – $n = dN/dV$.

Като заместим (2) в (1) ще получим:

$$(3) d\vec{F} = (I d\vec{l}) \times \vec{B} = (dNq\vec{v}) \times \vec{B} = dNq\vec{v} \times \vec{B}.$$

Силата, която действа на отделен заряд q ще получим, като разделим (3) на броя dN на зарядите в елемента $d\vec{l}$:

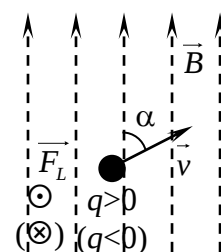
$$(4) \vec{F}_L = \frac{d\vec{F}}{dN} = q\vec{v} \times \vec{B}.$$

Силата $\vec{F}_L$ (4) е определена експериментално от холандския физик Х. Лоренц и затова носи неговото име – сила на Лоренц. Виждаме, че тя зависи от големината и знака на заряда и взаимната ориентация на скоростта $\vec{v}$ на заряда и магнитната индукция $\vec{B}$ на външното поле. Големината на силата на Лоренц се дава с формулата:

$$(5) F_L = qvB \sin \alpha,$$

където α е ъгълът между посоките на векторите $\vec{v}$ и $\vec{B}$ (фиг. 1). От (5) се вижда, че силата е максимална когато зарядът навлиза в полето перпендикулярно на магнитната индукция ($\vec{v} \perp \vec{B}$, $\sin \alpha = 1$, $F_L = qvB$).

От получените формули (4) и (5) можем да направим следните изводи за силата на Лоренц: тя действа само на движещи се заряди (ако $\vec{v} = 0 \Rightarrow \vec{F}_L = 0$); винаги е насочена перпендикулярно на скоростта, а тъй като преместването е винаги по посока на скоростта, тя е перпендикулярна и на преместването – следователно силата на Лоренц не извършва работа върху заряда ($\vec{F}_L \perp d\vec{r}$, $\cos \beta = 0$) и не променя енергията му, т.е. тя може да променя скоростта само по посока, но не и по големина (играе ролята на центробежна сила); посоката ѝ зависи и от знака на заряда – ако $q > 0$ посоката на $\vec{F}_L$ е в посоката на векторното произведение $\vec{v} \times \vec{B}$ (на фиг. 1 е към нас), а ако $q < 0$ – в посока обратна на това векторно произведение (на фиг. 1 – към чертежа).



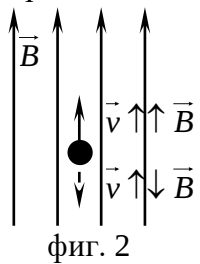
фиг. 1

Ако зарядът q се движи едновременно в електрично поле с интензитет $\vec{E}$ и в магнитно поле с индукция $\vec{B}$, силата, която му действа, е суперпозиция от електричната и магнитната (Лоренцовата) сили:

$$\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B}.$$

Движение на заредени частици в магнитно поле – частни случаи, приложение

Ще разгледаме по-подробно движението на заредени частици в еднородно магнитно поле, в зависимост от взаимната ориентация на скоростта $\vec{v}$ на частиците и магнитната индукция $\vec{B}$ на полето. Първо ще разгледаме два частни случая – когато направлението на векторите $\vec{v}$ и $\vec{B}$ са успоредни или перпендикулярни. Тогава частицата извършва възможно най-простите движения – равномерно праволинейно и равномерно по окръжност.



Ако $\vec{v} \uparrow \uparrow \vec{B}$ или $\vec{v} \uparrow \downarrow \vec{B}$ (фиг. 2), ъгълът между тях е $\alpha=0$ или $\alpha=\pi$ и $\sin\alpha=0$. Следователно в този случай големината на Лоренцовата сила (5) е:

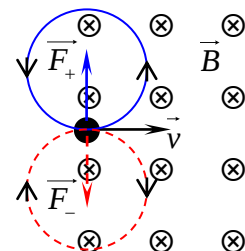
$$F_L = qvB \sin \alpha = 0,$$

т.е. ако зарядът q (независимо от неговия знак) се движи по направлението на магнитната индукция, на него не му действа никаква сила и съгласно първия принцип на Нютон ще продължи да се движи равномерно и праволинейно.

Нека сега зарядът q да навлиза в полето перпендикулярно на посоката на магнитната индукция $\vec{B}$ ($\vec{v} \perp \vec{B}$, фиг. 3). Посоката на полето е към чертежа. В този случай силата на Лоренц има максимална големина $F_L = qvB$ (5). Посоката на силата е перпендикулярна на посоката на скоростта $\vec{v}$ и ще предизвика само промяна на посоката ѝ. Тъй като полето е еднородно ($\vec{B} = \text{const}$) и скоростта не се променя по големина ($v = \text{const}$), силата също не се променя по големина и движението ще бъде с постоянно нормално ускорение $a_n = v^2/R = \text{const}$, откъдето следва, че и $R = \text{const}$, т.е. движението ще бъде равномерно по окръжност с радиус R . Като имаме предвид втория принцип на Нютон, можем да определим радиуса R на тази окръжност:

$$a_n = \frac{v^2}{R} = \frac{F_L}{m} = \frac{qvB}{m},$$

$$(6) \quad R = \frac{mv}{qB}.$$



фиг. 3

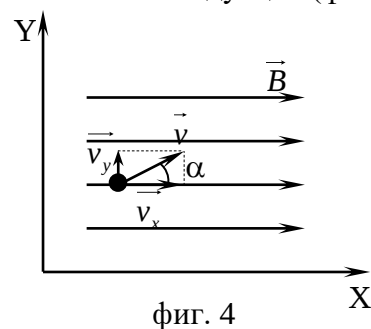
Виждаме, че колкото по-голяма е масата m на заредената частица при еднакви други условия, толкова по-голям е радиусът R на окръжността, по която се движи, т.е. толкова по-слабо тя се отклонява от направлението си на движение. Тъй като движението е равномерно по окръжност, можем да определим и периода T на обикаляне по окръжността, като използваме определението за период и връзките между линейни и ъглови величини:

$$(7) \quad T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{qB},$$

който не зависи от скоростта, с която частицата навлиза в полето.

Посоката на Лоренцовата сила зависи и от знака на заряда (4). Затова, при навлизане в магнитното поле, положителните и отрицателните заряди ще се отклоняват в противоположни посоки (на фиг. 3 – плътната окръжност за положителен заряд и пунктирната за отрицателен).

При навлизане на заредената частица в полето под произволен ъгъл α спрямо посоката на магнитната индукция (фиг. 4), движението ѝ може да се представи като суперпозиция от две движения –



фиг. 4

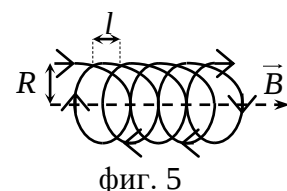
по направление на магнитната индукция $\vec{B}$ със скорост $v_x = v \cos \alpha$ и перпендикулярно на полето със скорост $v_y = v \sin \alpha$. За тези две движения са в сила разсъжденията, които направихме досега. По посока на индукцията частицата ще се движи равномерно и праволинейно със скорост $v \cos \alpha$, като за време, равно на един период T (7), описва окръжност, в равнина перпендикулярна на $\vec{B}$, с радиус (6):

$$(8) \quad R = \frac{mv_y}{qB} = \frac{mv \sin \alpha}{qB},$$

тъй като скоростта ѝ в посока перпендикулярна на полето е $v \sin \alpha$. За това време частицата ще се премести по посока на индукцията на разстояние:

$$(9) \quad l = v_x T = v T \cos \alpha = \frac{2\pi m v \cos \alpha}{qB}.$$

Следователно в общия случай, когато частицата навлиза в полето под произволен ъгъл, тя извършва по-сложно движение, по т.нар. витлова линия (фиг. 5) със стъпка l (9) и радиус R (8).



фиг. 5

Движението на заредени частици в магнитно поле намира много широко приложение в науката и техниката. Може да бъде измерена масата на молекулите, след тяхното йонизиране, с мас-спектрометър. Може да се разделят снопове положително и отрицателно заредени частици (фиг. 3), които след това могат да бъдат ускорявани в ускорители за заредени частици.

Ускорители, мас-спектрометри, кинескопи ...

Ефект на Хол

Лоренцовата сила, която действа на заредени частици, които се движат в магнитно поле, е отговорна за един интересен ефект, който също намира голямо приложение – ефектът на Хол. Нека вместо линеен проводник, да използваме метална пластинка с широчина a и височина b , по която тече постоянен ток I по избраната ос X (фиг. 5). Ако поставим пластинката в еднородно магнитно поле с индукция $\vec{B}$ по оста Y , перпендикулярна на посоката на тока, между горната и долната стена (по оста Z на фиг. 6) на пластинката възниква потенциална разлика $\Delta\phi$. Хол е установил, че тази потенциална разлика е право пропорционална на големините на тока I и магнитната индукция B и обратно пропорционална на широчината на пластинката a :

$$(10) \Delta\phi = R \frac{IB}{a}.$$

Коефициентът на пропорционалност R е наречен константа на Хол. Знакът на тази константа (в избрана координатна система) се определя от посоката на създаденото електрично поле. За случая, показан на фиг. 6 (метален проводник, в който токовете носители са електрони с отрицателен заряд), $R < 0$, защото $\phi_2 < \phi_1 \Rightarrow \Delta\phi = \phi_2 - \phi_1 < 0$, т.е. възникналото електрично поле е в положителната посока на оста Z . Тъй като ефектът на Хол се наблюдава и в полупроводници, по знака на R можем да определим знака на токовете носители в полупроводника, а оттам и типа проводимост – p - или n -тип.

Формула (10) може да бъде изведена на базата на прости разсъждения. На електроните в металния проводник действа сила на Лоренц, която в дадения случай действа нагоре. Тъй като скоростта на насочено движение на електроните $\vec{v} \perp \vec{B}$, силата е максимална – $F_L = qvB$ (5). Следователно електроните ще започват да се натрупват в горния край на пластинката и той се зарежда отрицателно, което довежда до обедняване на електрони в долния край – той ефективно се зарежда положително. При това преразпределение на зарядите в пластинката се създава електрично поле, с интензитет $\vec{E}$ насочен от долната към горната стена на пластинката, т.е. електричната сила, с големина $F_e = qE$, действа на електроните в посока, обратна на Лоренцовата сила (зарядът на електроните е отрицателен и силата е в посока, обратна на интензитета на електричното поле). Когато двете сили се изравняят по големина настъпва равновесие и се установява постоянната потенциална разлика $\Delta\phi$ между горната и долната стена на пластинката (10), която можем да измерим:

$$\left. \begin{aligned} F_L &= F_e \Rightarrow vB = E \\ I &= nqvS \Rightarrow v = \frac{I}{nqS} = \frac{I}{nqab} \end{aligned} \right\} \frac{IB}{nqab} = \frac{\Delta\phi}{b}$$

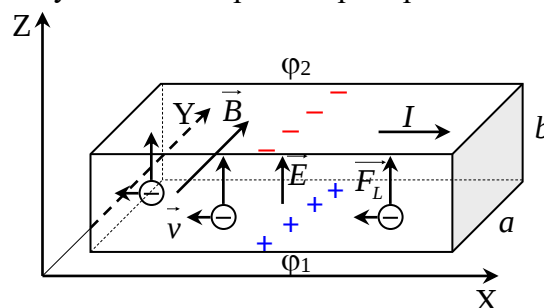
$$E = \frac{\Delta\phi}{\Delta z} = \frac{\Delta\phi}{b}$$

$$(11) \Delta\phi = \frac{1}{nq} \frac{IB}{a} = R \frac{IB}{a}.$$

Използвахме формулата за тока и връзката между интензитета и потенциала на електростатично поле, като в случая интензитета е насочен по оста Z и затова $\Delta r = \Delta z = b$. От (11) можем да получим и стойността на константата на Хол:

$$R = \frac{1}{nq},$$

т.е. тя зависи само от концентрацията на токовете носители и заряда им. Това ни дава възможност освен да определяме знака на заряда на токовете носители (от знака на R), ако знаем какви са носителите (напр. в металите знаем, че са електрони и знаем знака и големината на заряда) да определяме



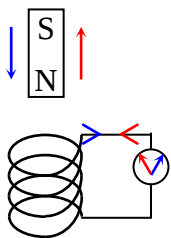
фиг. 6

концентрацията им след като определим експериментално константата на Хол **R**. На основата на ефекта на Хол също така се изработват уреди за определяне на големината на тока и магнитна индукция.

Датчици на Хол, откриване на проводници ...

Електромагнитна индукция. Закон на Фарадей

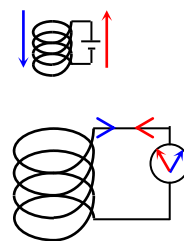
Установихме връзката между електричното и магнитното поле и факта, че магнитното поле се създава от движещи се заряди, напр. при протичане на ток по проводник. В началото на 19 век английският физик М. Фарадей решил да опита да осъществи обратното явление – да получи електричен ток от магнитно поле. Той е правил различни опити с магнити и проводници с различна



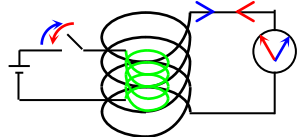
фиг. 7

форма и е стигнал до извода, че магнитното поле наистина може да породи електричен ток в проводник. В един от експериментите той е движил постоянен магнит във вътрешността на намотка, към която е включен галванометър (фиг. 7) и установил, че при движение на магнита, стрелката на галванометъра се отклонява – следователно в намотката протича ток (наречен индуциран). При движение на магнита надолу (вкарване на магнита в намотката) стрелката се отклонявала в едната посока, а при движение нагоре (изкарване на магнита) – в другата. Оказало се, че големината на индуцирания ток зависи от скоростта на движение на магнита в намотката – колкото по бързо

движим магнита, толкова повече се отклонява стрелката на галванометъра, т.е. толкова по-силен ток протича през намотката. В друга серия от опити Фарадей е закрепил неподвижно постоянния магнит, а е движил намотката – получените резултати били същите. Следователно няма значение дали движим магнита или намотката, съществено е само относителното им движение едно спрямо друго. Фарадей повторил същите опити, като използвал втора намотка, по която тече ток, вместо постоянен магнит (фиг. 8) и отново получил същия резултат – движението на намотките една спрямо друга предизвиква отклонение на стрелката на галванометъра. Така той доказал и хипотезата на Ампер за еквивалентността на магнитното поле на постоянни магнити и проводници с ток. За да провери дали движението на магнита или намотката е съществено за явлениято, той провел и



фиг. 8



фиг. 9

друга серия от експерименти с две неподвижни намотки (фиг. 9) – в едната намотка има включено ЕДН, а към другата е свързан галванометърът. Оказало се, че при включване и изключване на прекъсвача в първата намотка, във втората протича ток, т.е. движението на намотките не е необходимо условие за индуциране на ток. Като анализирал резултатите от експериментите, той достигнал до извода, че причината за протичане на тока е индуцирано в

проводника ЕДН $\mathcal{E}_i$, вследствие на промяната на магнитния поток Φ_B през площта на контура:

$$(12) \mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi_B}{dt}.$$

Явлението, при което се индуцира ЕДН вследствие на промяната на магнитния поток се нарича електромагнитна индукция. Виждаме (12), че големината на индуцираното ЕДН зависи само от скоростта на промяна на потока на магнитната индукция през дадена площ, т.е. броя силови линии, които пресича проводника за единица време. Тази промяна на потока (броя силови линии, които пресичат площта) може да се осъществи по два начина (при неизменна площ на контура) – при движение на източника на магнитното поле и контура един спрямо друг при постоянна стойност на индукцията **B** (фиг. 7 и фиг. 8) и при промяна на големината на индукцията напр. при увеличаване или намаляване на тока, който я създава (фиг. 9) **Получената зависимост (12) се нарича закон на Фарадей за електромагнитната индукция.**

Нека да анализираме знакът „–“ в закона. Магнитният поток е пропорционален на броя на магнитните силови линии, които пресичат дадена площ, а този брой зависи от големината на магнитната индукция **B**. Когато потокът Φ_B през площта се увеличава (напр. при вкарване на магнита в намотката, фиг. 1), се увеличава и магнитната индукция около проводника. По този начин се нарушава равновесието на системата и тя се стреми да се върне към равновесното си състояние (напр. ако разпънем една пружина, еластичната сила, която възниква, се стреми да върне пружината в началното състояние). В случая това означава намаляване на силата на полето (големината на магнитната индукция), т.е. индуцираният ток, който протича в проводника, е в такава посока, че неговото магнитно поле да е в противоположна посока на външното. Когато намаляваме потока през площта на контура (изваждаме магнита от намотката), магнитната индукция намалява и токът, който се индуцира, ще бъде в такава посока, че индукцията на неговото магнитно поле да я увеличава, т.е. в посока на външното

поле. Така знакът „–“ е в съответствие с установеното от руския физик Е. Ленц правило – **посоката на индуцираният в контура ток е такава, че създаваното от него магнитно поле се противопоставя на изменението на външното поле.**

Явлението електромагнитна индукция намира голямо приложение в техниката. На това явление се базира действието на генераторите, индукционните пещи, трансформаторите и др.

Генератор ...

Вихрово електрично поле. Вихрови токове

Нека да се опитаме да намерим обяснение на явлението електромагнитна индукция от физична гледна точка. В случаите, показани на фиг. 7 и фиг. 8, можем да обясним възникването на индуциран ток чрез силите на Лоренц – когато движим проводника (намотката) спрямо източника на магнитното поле, на всеки от електроните в него действа сила на Лоренц, която има компонента по дължината на проводника, поради което зарядите започват да се движат насочено – протича електричен ток. Такива разсъждения обаче не са приложими, когато проводниците са неподвижни (фиг. 9). Следователно, трябва да търсим по-общо обяснение на явлението. В случая, показан на фиг. 9, проводниците (а следователно и зарядите в тях) са неподвижни и не може да им действа магнитна сила. Следователно те трябва да започнат да се движат под действие на електрична сила, т.е. в проводника трябва да се създава електрично поле с интензитет $\vec{E}_i$. Индуцираното ЕДН $\mathcal{E}_i$ трябва да е свързано с работата на тези електрични сили A_i (които се явяват странични сили за намотката) за пренасяне на заряда по проводника чрез зависимостта:

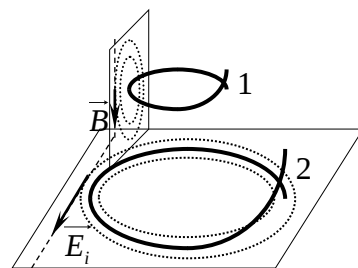
$$(13) \quad \frac{A_i}{q} = \int_1^2 \vec{E}_i \cdot d\vec{l} = \mathcal{E}_i$$

и, тъй като тези електрични сили трябва да действат по цялата дължина на намотката (която представлява затворен контур L), (13) ще придобие вида:

$$(14) \quad \oint_L \vec{E}_i \cdot d\vec{l} = \mathcal{E}_i.$$

Това равенство (14) всъщност определя циркулацията на вектора на интензитета на индуцираното електрично поле $\vec{E}_i$ по затворения контур L . Виждаме, че циркулацията на индуцираното електрично поле по затворен контур е различна от нула – следователно това поле не е потенциално, както електростатичното, а е вихрово като магнитното поле. Силите линии на индуцираното електрично поле са затворени линии. Следователно, при промяната на магнитното поле в дадена област от пространството, се индуцира вихрово електрично поле. Ако на това място поставим затворен контур в него ще протече ток под действие на вихровото електрично поле, т.е. наличието на такъв контур не е задължително условие за възникване на електричното поле – той ни служи само като индикатор, че в тази област е възникнало вихрово електрично поле.

Казахме, че силите линии на вихровото електрично поле са затворени линии. Нека да видим как са разположени те спрямо магнитните силови линии. Ще разгледаме един опростен вариант на случая, показан на фиг. 2 – взели сме само по една навивка от намотките (фиг. 10). Силите линии на магнитното поле (на магнитната индукция $\vec{B}$) са разположени в равнина, перпендикулярна на контур 1. От друга страна знаем, че зарядите в електрично поле се движат или по посока на интензитета ($q > 0$) или в противоположната посока ($q < 0$), но винаги по направлението на вектора на интензитета (в този случай $\vec{E}_i$). Следователно посоката на тока (а следователно и посоката на движение на зарядите) в контур 2 трябва е или по посока на $\vec{E}_i$ или в противоположната – и в двата случая интензитетът на полето $\vec{E}_i$ трябва да е по допирателната към контур 2 в равнината на контура.



фиг. 10

Стигнахме до извода, че силите линии на индуцираното електрично поле са в равнина, перпендикулярна на магнитните силови линии, т.е. силите синии на двете вихрови полета – електричното и магнитното – са взаимно перпендикулярни.

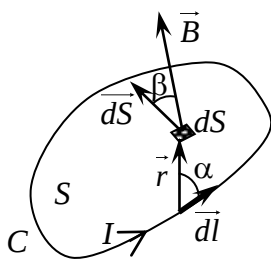
Индуциран ток може да възникне не само в линейни проводници (каквито разгледахме досега), а и в масивни проводници с големи размери – напр. парче метал или метален детайл на машина. Такива токове се наричат токове на Фуко или вихрови токове. Големината им зависи от съпротивлението R на проводниците и индуцираното ЕДН $\mathcal{E}_i$:

$$I = \frac{\mathcal{E}_i}{R} = \frac{1}{R} \frac{d\Phi_B}{dt}.$$

Съпротивлението на такива масивни проводници е много малко поради голямото им сечение. Ако магнитният поток Φ_B се променя много бързо, напр. ако магнитното поле се създава от променлив ток с голяма честота, вихровите токове могат до стигнат до много големи стойности и проводникът силно се загрева. Това в някои случаи е полезно – използва се в индукционните пещи за топене на метали. В други случаи обаче това е вредно и не трябва да се допуска, напр. в трансформаторите или електромагнитите може да доведе до загуба на феромагнитните свойства на желязната сърцевина. В тях вместо масивни желязни сърцевици се използват листове от силициева ламарина, изолирани един от друг с диелектрик, които се поставят перпендикулярно на посоката на индуцирания ток. Така, без да се нарушават съществено феромагнитните свойства на сърцевината, от една страна се увеличава електричното съпротивление, а от друга – вихровите токове могат да протичат само в малки части от обема.

Самоиндукция и взаимна индукция

Видяхме, че при всяка промяна на магнитния поток през дадена площ се индуцира ЕДН и ако там се намира затворен контур, по него ще протече ток. Нека да разгледаме един затворен контур C , по който



фиг. 11

тече ток I (фиг. 11). В пространството около контура се създава магнитно поле. Ако променим големината на тока, ще се промени и магнитната индукция на полето около проводника, а оттам и магнитният поток през площта S на контура. В такъв случай (12) в контура трябва да се индуцира ЕДН $\mathcal{E}_i$, което ще доведе до протичане на допълнителен ток в проводника, посоката на който е съобразена с правилото на Ленц. Това **явление, при което в затворен контур се индуцира ЕДН вследствие на промяната на тока в самия контур, се нарича самоиндукция**. Нека да определим от какво зависи това ЕДН. Първо ще изразим магнитния поток през площта S като функция на протичащия ток I в най-простия случай, когато

имаме равнинен контур. В този случай магнитните индукции $\vec{dB}$ на всички елементи $\vec{dl}$ от контура са еднопосочни (можем просто да сумираме големините им) и общата индукция $\vec{B}$ е перпендикулярна на площта на контура ($\vec{B} \uparrow \uparrow \vec{dS}$, $\cos \beta = 1$ за всеки елемент $\vec{dS}$ от площта). От закона на Био – Савар можем да запишем:

$$B = \oint_C dB = \frac{\mu_0 \mu_r}{4\pi} I \oint_C \frac{\sin \alpha}{r^2} dl,$$

тъй като токът I е еднакъв през всички елементи $\vec{dl}$ от контура C , можем да го изнесем пред интеграла. През площта S на контура преминава магнитен поток:

$$(15) \quad \Phi_B = \int_S \vec{B} \cdot \vec{dS} = \int_S B \cos \beta dS = \int_S B dS = \frac{\mu_0 \mu_r}{4\pi} I \int_S \left(\oint_C \frac{\sin \alpha}{r^2} dl \right) dS = \left[\frac{\mu_0 \mu_r}{4\pi} \int_S \left(\oint_C \frac{\sin \alpha}{r^2} dl \right) dS \right] I,$$

$$\Phi_B = LI$$

където с L сме означили величината:

$$(16) \quad L = \frac{\mu_0 \mu_r}{4\pi} \int_S \left(\oint_C \frac{\sin \alpha}{r^2} dl \right) dS,$$

която се нарича индуктивност на контура. Както се вижда от (16), индуктивността L на даден контур зависи само от размерите и формата на контура (разстоянието от елемента от контура $\vec{dl}$ до елемента от площта $\vec{dS}$ – r и ъгълът между векторите $\vec{dl}$ и $\vec{r}$ – α) и магнитната проницаемост μ_r на средата. Ако контурът не изменя геометричните си характеристики, индуктивността му е константа и е една от основните му характеристики (също както напр. електричното съпротивление или електричният капацитет). Тогава от закона на Фарадей и (15) за индуцираното в контура ЕДН получаваме (ако контурът не се деформира, $L = \text{const}$):

$$(17) \quad \mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi_B}{dt} = -L \frac{dI}{dt},$$

т.е. индуцираното ЕДН зависи само от скоростта на промяна на тока в контура. От (17) можем да определим и мерната единица за индуктивност – [V.s/A], която е наречена хенри [H] на името на американския физик Дж. Хенри.

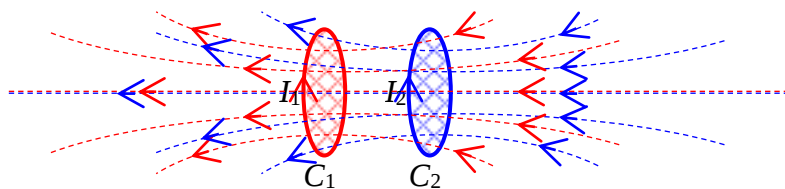
От зависимостта (17) могат да се направят няколко извода. Ако индуктивността L на контура е голяма (напр. намотка), дори и малки промени на тока могат да предизвикат индуциране на големи ЕДН, съответно протичане на големи индуцирани токове през контура. Ако индуктивността на контура е малка, големи ЕДН могат да възникнат при бърза промяна на големината на тока, напр. при включване или изключване на електрическа верига – индуцираните токове, които протичат в този случай, се наричат съответно екстраток на включване и изключване. Те могат да бъдат причина за повредата на електроуреди, особено екстратокът на изключване.

Изгаряне на крушка с нагреваема жичка ...

Затова, вместо обикновени ключ-прекъсвачи, понякога се използват потенциометрични ключове – така напрежението и токът във веригата се увеличават и намаляват плавно и се намаляват екстратоките на включване и изключване.

Ще разгледаме по-подробно още един случай, в който възниква индуцирано ЕДН – това е последният експеримент на Фарадей с двете намотки, като пак ще разгледаме опростен вариант, с два контура C_1 и C_2 вместо намотки, разположени близо един до друг (фиг. 12). Нека по контура C_1 тече ток I_1 . Около проводника се създава магнитно поле и неговите силови линии ще пронизват площта на контура C_2 . Ако променим големината на тока I_1 , магнитният поток Φ_{12} през площта на C_2 също ще се промени – в контура C_2 ще възникне индуцирано ЕДН, пропорционално на промяната на потока Φ_{12} , и ще протече ток. Точно това е наблюдавал Фарадей в последната серия експерименти. ЕДН $\mathcal{E}_{i2}$, което се индуцира в контура C_2 при промяна на тока I_1 в контура C_1 , можем да определим аналогично на самоиндуцираното ЕДН (17):

$$(18) \mathcal{E}_{i2} = -\frac{d\Phi_{12}}{dt} = -M_{12} \frac{dI_1}{dt}.$$



фиг. 12

Явлението, при което в единия от два токови контура, разположени на близко разстояние един от друг, възниква ЕДН вследствие изменението на големината на тока в другия контур наричаме взаимна индукция. Коефициентът M_{12} се нарича индуктивност на контура C_2 спрямо контура C_1 и зависи от формата и размерите на двата контура, взаимното им разположение и магнитната проницаемост μ на средата. Ако по контура C_2 тече ток I_2 , промяната на този ток ще предизвика промяна на магнитния поток Φ_{21} през контура C_1 и също както в горния случай ще се индуцира ЕДН $\mathcal{E}_{i1}$ в контура C_1 :

$$(19) \mathcal{E}_{i1} = -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -M_{21} \frac{dI_2}{dt}.$$

Може да се покаже, че ако средата не е феромагнитна, коефициентите M_{21} и M_{12} в (18) и (19) са равни $M_{21}=M_{12}=M$. Коефициентът M се нарича взаимна индуктивност на двата контура и зависи само от геометричните им характеристики и взаимното им разположение, както и от магнитната проницаемост на средата. От (19) се вижда, че мерната ѝ единица е същата както за L – хенри [H].

Явлението взаимна индукция също намира голямо приложение в техниката. На този принцип работят много машини и апарати, напр. трансформаторите.

Трансформатор ...

Енергия на магнитното поле

Около всеки проводник, по който протича електричен ток, се създава магнитно поле. Опитът показва, че това поле се появява и изчезва едновременно с включването и изключването на източника на ЕДН, който осигурява протичането на електричен ток във веригата. Следователно част от работата, която извършват страничните сили в източника на ЕДН, трябва да се превръща в енергия на магнитното поле (друга част се превръща в топлина според закона на Джаул – Ленц). Тази енергия трябва да е равна на работата, която може да извърши магнитното поле напр. за преместване на проводника от силата на Ампер ($dA = Id\Phi$). Ако разгледаме един токов контур с индуктивност L и вземем предвид (15), ще получим:

$$(20) dA = Id\Phi = ILdI.$$

Магнитното поле се създава за времето, за което токът I нараства от 0 до максималната си стойност I . Затова, за да получим цялата извършена работа за създаване на магнитното поле около контура, която

се е превърнала в енергия на магнитното поле W , трябва да интегрираме (20) в граници от 0 до максималния ток I :

$$W = A = \int_0^t dA = L \int_0^I IdI = \frac{1}{2} LI^2 \Big|_0^I = \frac{1}{2} LI^2.$$