

Rozdział 6

Indukcja elektromagnetyczna

6.1 Zjawisko indukcji elektromagnetycznej

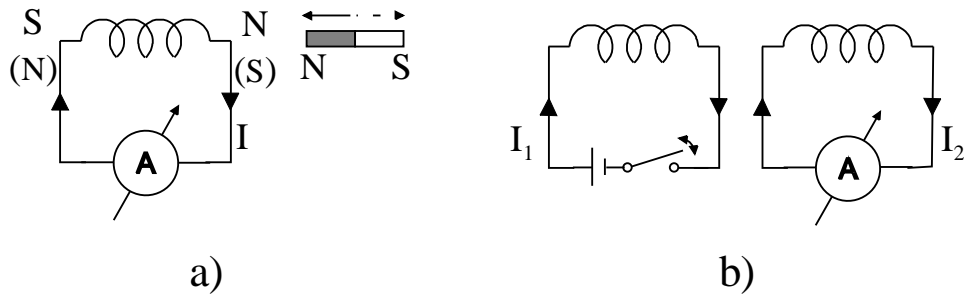
6.1.1 Prawo Faraday'a i reguła Lenza

W rozdziale tym rozpatrzemy niektóre zagadnienia, związane ze zmiennymi w czasie polami magnetycznymi i elektrycznymi oraz zmiennymi prądami elektrycznymi. Oersted wykazał doświadczalnie, że wokół przewodnika przez który płynie prąd elektryczny, istnieje pole magnetyczne. Po odkryciu Oersteda uczeni wielokrotnie podejmowali próby wytworzenia prądu w przewodniku, umieszczonym w polu magnetycznym trwałego magnesu lub innego przewodnika z prądem. W 1831 r. M. Faraday stwierdził, że *zmiennie w czasie* pole magnetyczne istotnie powoduje przepływ prądu elektrycznego w przewodniku. Zjawisko to nazywa się *indukcją elektromagnetyczną* a powstający wówczas prąd — *prądem indukowanym*. Wytworzone w obwodzie napięcie jest zwane *siłą elektromotoryczną indukcji*. Rysunek 6.1 pokazuje dwa doświadczenia Faraday'a.

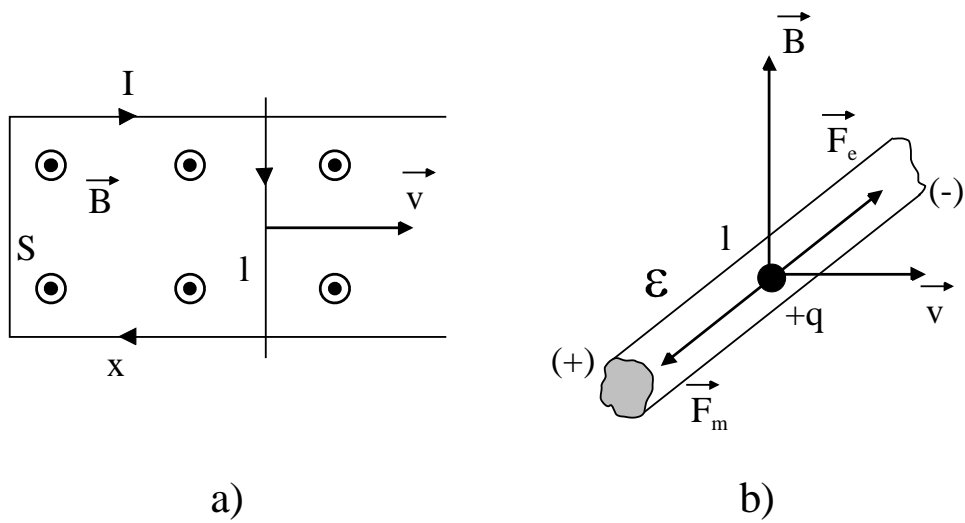
Ustalone doświadczalnie przez Faraday'a prawo indukcji elektromagnetycznej można sformułować następująco:

Powstająca w obwodzie siła elektromotoryczna jest proporcjonalna do szybkości zmian w czasie strumienia indukcji pola magnetycznego, obejmowanego przez obwód.

Przytoczymy teraz wyprowadzenie prawa Faraday'a dla przypadku obwodu z ruchomym prostoliniowym odcinkiem o długości l , poruszającym się z prędkością v (rys. 6.2a). Zakładamy, że obwód ten znajduje się w jednorodnym polu magnetycznym o indukcji \mathbf{B} , skierowanym prostopadle do



Rysunek 6.1:



Rysunek 6.2:

płaszczyzny obwodu i do wektora prędkości \mathbf{v} jego ruchomego odcinka. Obliczymy najpierw siłę elektromotoryczną \mathcal{E} , indukowaną w ruchomym odcinku obwodu przy założeniu, że odcinek ten nie jest połączony z pozostałą częścią obwodu (rys. 6.2b). Na nośnik o ładunku q znajdujący się w przewodniku działa ze strony pola magnetycznego siła Lorentza \mathbf{F}_m o wartości

$$F_m = qvB. \quad (6.1)$$

(por. wzór (5.2)). Pod działaniem tej siły nośniki ładunku przemieszczają się wzdłuż przewodnika, w wyniku czego wewnątrz niego powstaje pole elektryczne o natężeniu \mathbf{E} . Siła \mathbf{F}_e , jaką na ładunek q działa pole elektryczne, ma wartość

$$F_e = qE. \quad (6.2)$$

Ruch nośników ładunku w przewodniku będzie zachodził do momentu, gdy obie siły zrównoważą się, $F_m = F_e$, co daje związek

$$E = vB. \quad (6.3)$$

Przy założeniu, że pole elektryczne wewnątrz przewodnika jest jednorodne, indukowaną w nim siłę elektromotoryczną \mathcal{E} , równą co do bezwzględnej wartości różnicy potencjałów między końcami przewodnika, określa wzór

$$\mathcal{E} = El = vBl. \quad (6.4)$$

Jeżeli rozpatrywany odcinek przewodnika styka się z pozostałym fragmentem obwodu, indukowana siła elektromotoryczna nie zmienia się i w obwodzie będzie płynął prąd elektryczny. Wyrażenie po prawej stronie ostatniego wzoru można wówczas przekształcić jak następuje. Pole powierzchni zamkniętej części obwodu w danej chwili wyraża się wzorem

$$S = lx, \quad (6.5)$$

gdzie x jest szerokością obwodu. Obliczając pochodną powierzchni względem czasu otrzymujemy zależność

$$\frac{dS}{dt} = l \frac{dx}{dt} = lv, \quad (6.6)$$

korzystając z której wzór (6.4) można przepisać jako

$$\mathcal{E} = B \frac{dS}{dt} = \frac{d(BS)}{dt}. \quad (6.7)$$

Wielkość

$$\Phi_B = BS \quad (6.8)$$

jest strumieniem pola magnetycznego. Siła elektromotoryczna indukcji jest więc co do wartości bezwzględnej równa pochodnej strumienia pola obejmowanego przez obwód,

$$\mathcal{E} = \frac{d\Phi_B}{dt}. \quad (6.9)$$

Otrzymany wzór przedstawia *prawo Faraday'a* indukcji elektromagnetycznej. Jakkolwiek prawo to zostało wyprowadzone dla przypadku, gdy zmiana strumienia pola magnetycznego jest związana ze zmianą kształtu obwodu, ma ono ogólny charakter. W szczególności zmiana strumienia pola obejmowanego przez obwód może być spowodowana zmianą nachylenia obwodu względem kierunku pola magnetycznego lub zmianą wartości indukcji magnetycznej.

W celu określenia kierunku indukowanej siły elektromotorycznej w podanym wzorze pisze się, jak będzie wyjaśnione, znak „-”,

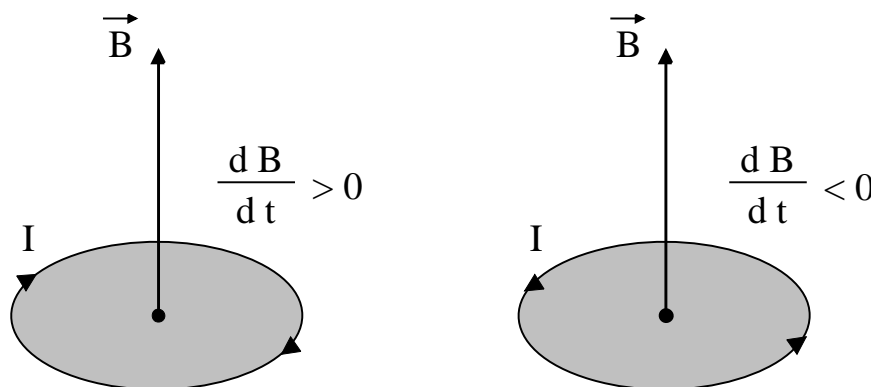
$$\boxed{\mathcal{E} = -\frac{d\Phi_B}{dt}}. \quad (6.10)$$

Biorąc pod uwagę definicję strumienia pola magnetycznego (wzór (5.4)), prawo indukcji Faraday'a można również zapisać jako

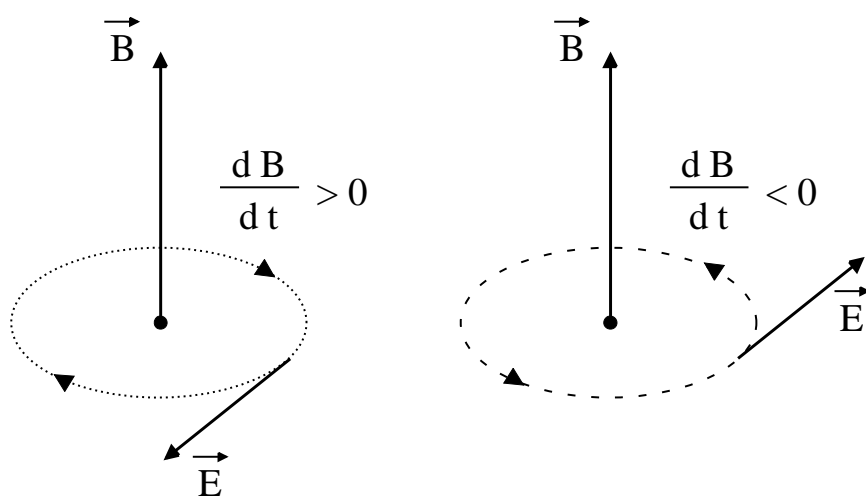
$$\mathcal{E} = -\frac{d}{dt} \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}. \quad (6.11)$$

Przyjmujemy, że działająca w obwodzie siła elektromotoryczna jest dodatnia, jeżeli kierunek przepływu indukowanego prądu jest zgodny z kierunkiem obrotu śruby prawoskrętnej, która porusza się w kierunku zewnętrznego pola magnetycznego \mathbf{B} i jest ujemna w przeciwnym przypadku. Ilustruje to rysunek 6.3, który pokazuje kierunek indukowanego prądu. Widać, że w przypadku gdy pole magnetyczne rośnie ($dB/dt > 0$ i $d\Phi_B/dt > 0$), siła elektromotoryczna indukcji $\mathcal{E} < 0$ a w przypadku gdy pole magnetyczne maleje ($dB/dt < 0$ i $d\Phi_B/dt < 0$), siła elektromotoryczna indukcji $\mathcal{E} > 0$. Uzasadnia to występowanie znaku „-” w dwóch ostatnich wzorach.

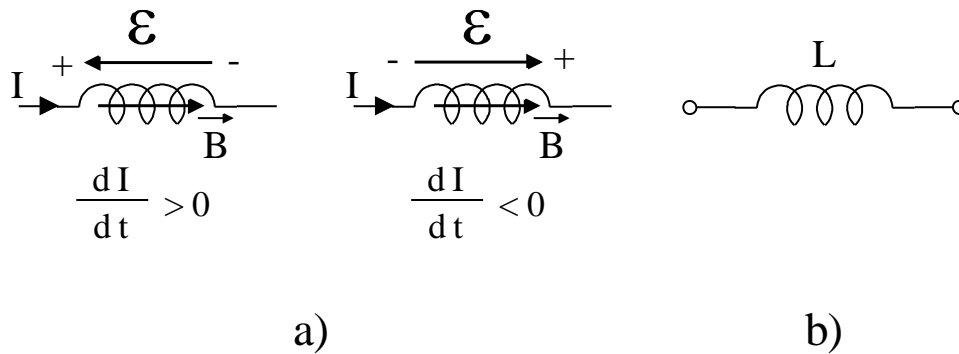
Kierunek indukowanej w obwodzie siły elektromotorycznej można łatwo ustalić na podstawie *reguły Lenza*. Zgodnie z nią, prąd indukowany w obwodzie ma taki kierunek, że wytworzony przezeń strumień magnetyczny przez powierzchnię ograniczającą ten obwód przeciwdziała zmianom strumienia magnetycznego, które wywołują pojawienie się indukowanego prądu.



Rysunek 6.3:



Rysunek 6.4:



Rysunek 6.5:

Na przykład przy zbliżaniu magnesu do zamkniętego obwodu pole magnetyczne, wytworzone przez indukowany w obwodzie prąd, odpycha magnes a przy oddalaniu magnesu — przyciąga (patrz rys. 6.1a). Należy zauważyć, że praca, wykonana przy zbliżaniu lub oddalaniu magnesu, jest zamieniana na rozproszoną w obwodzie energię cieplną. Przeciwny, niż to określa reguła Lenza, kierunek przepływu indukowanego prądu byłby więc sprzeczny z zasadą zachowania energii.

Rozpatrzmy jeszcze fizyczne przyczyny powstawania siły elektromotorycznej indukcji. Jeżeli zamknięty obwód (lub jego odcinek) porusza się w polu magnetycznym, indukowanie się w nim siły elektromotorycznej można wyjaśnić, zgodnie z podanym wyprowadzeniem prawa Faraday'a, działaniem siły Lorentza na ładunki w przewodniku. Interpretacja taka nie ma jednak zastosowania, gdy siła elektromotoryczna indukuje się w nieruchomym obwodzie o ustalonym kształcie, umieszczonym w zmiennym polu magnetycznym (rys. 6.1 i 6.3). Istotnie, pole magnetyczne nie oddziałuje z *nieruchomymi* ładunkami. W tym przypadku przyjmuje się, że zmienne w czasie pole magnetyczne wywołuje powstanie w przestrzeni wirowego pola elektrycznego (rys. 6.4). Jeżeli w polu tym jest umieszczony zamknięty obwód, wytworzone pole elektryczne powoduje przepływ prądu.

6.1.2 Zjawisko samoindukcji. Energia pola magnetycznego

Gdy w obwodzie, np. w solenoidzie, płynie prąd elektryczny o zmiennym natężeniu I , indukuje on w tym obwodzie „własną” siłę elektromotoryczną \mathcal{E} (rys. 6.5a). Ze zmianą natężenia prądu zmienia się bowiem wytworzone pole magnetyczne \mathbf{B} oraz strumień Φ_B pola, obejmowany przez obwód. Zjawisko

to nazywa się *samoindukcją* a powstająca w obwodzie siła elektromotoryczna — *siłą elektromotoryczną samoindukcji*.

Z prawa Biota-Savarta-Laplace'a wynika, że indukcja pola magnetycznego obwodu w danym punkcie przestrzeni jest, przy ustalonym kształcie obwodu, wprost proporcjonalna do natężenia płynącego w nim prądu,

$$B \sim I. \quad (6.12)$$

Wynika stąd, że strumień pola magnetycznego obejmowany przez obwód również jest wprost proporcjonalny do natężenia prądu,

$$\Phi_B \sim I. \quad (6.13)$$

Zachodzi więc związek

$$\boxed{\Phi_B = LI}, \quad (6.14)$$

przy czym współczynnik proporcjonalności L nazywa się *indukcyjnością własną* obwodu. Jednostką indukcyjności własnej jest henr (H), $[L] = \text{H} = \text{Wb}/\text{A} = \text{T}\cdot\text{m}^2/\text{A} = \text{V}\cdot\text{s}/\text{A}$. Oznaczenie elementu obwodu o określonej indukcyjności pokazuje rys. 6.5b. Z prawa Faraday'a wynika, że siła elektromotoryczna samoindukcji wyraża się wzorem

$$\boxed{\mathcal{E} = -L \frac{dI}{dt}}. \quad (6.15)$$

Jest więc ona proporcjonalna do szybkości zmiany natężenia prądu.

Indukcyjność własna obwodu zależy od jego rozmiarów i kształtu oraz od przenikalności magnetycznej μ_r ośrodka. Obliczmy teraz indukcyjność długiego solenoidu o liczbie zwojów N , długości l i powierzchni przekroju poprzecznego S , wypełnionego materiałem o względnej przenikalności magnetycznej μ_r . Załóżmy, że przez solenoid płynie prąd o natężeniu I . Indukcję pola magnetycznego wewnątrz solenoidu określa wzór (5.47),

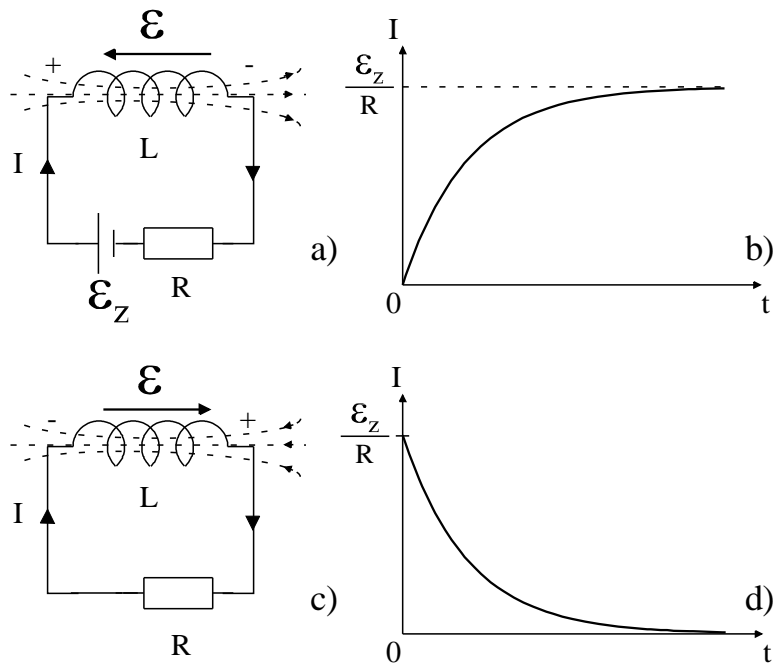
$$B = \frac{\mu_0 \mu_r I N}{l}. \quad (6.16)$$

Całkowity strumień pola magnetycznego przez powierzchnię wszystkich zwojów solenoidu wynosi

$$\Phi_B = BSN, \quad (6.17)$$

czyli, po uwzględnieniu poprzedniego wzoru,

$$\Phi_B = \frac{\mu_0 \mu_r S N^2}{l} I. \quad (6.18)$$



Rysunek 6.6:

Widać, że istotnie $\Phi_B \sim I$. Porównując otrzymany wzór ze wzorem (6.14) dostajemy następujące wyrażenie dla indukcyjności długiego solenoidu

$$L = \frac{\mu_0 \mu_r S N^2}{l}. \quad (6.19)$$

jest ona wprost proporcjonalna do powierzchni przekroju solenoidu, do kwadratu liczby jego zwojów i do względnej przenikalności magnetycznej substancji a odwrotnie proporcjonalna do długości solenoidu.

Obwód o danej indukcyjności, przez który płynie prąd elektryczny, posiada zawsze określoną energię. Ilustrują to zjawiska, zachodzące w obwodzie pokazanym na rysunku 6.6. Po połączeniu obwodu ze źródłem siły elektromotorycznej \mathcal{E}_z popłynie w nim prąd o rosnącym stopniowo natężeniu (rys. 6.6a, b). Powolny wzrost prądu spowodowany jest indukowaniem się w solenoidzie siły elektromotorycznej samoindukcji \mathcal{E} skierowanej, zgodnie z regułą Lenza, przeciwnie do siły elektromotorycznej \mathcal{E}_z źródła. Źródło prądu dostarcza wtedy do obwodu dodatkową energię, zużywaną na pokonanie przez nośniki ładunku różnicy potencjałów \mathcal{E} . Po odłączeniu źródła prądu i jedno-

czesnym zwarcie obwodu będzie w nim płynął dalej prąd, którego natężenie stopniowo spadnie do zera (6.6c, d). W solenoidzie indukuje się wówczas siła elektromotoryczna \mathcal{E} , skierowana zgodnie z siłą elektromotoryczną \mathcal{E}_z źródła prądu, która podtrzymuje ruch nośników ładunku. Zgromadzona w solenoidzie energia zamienia się stopniowo na energię ciepłą wydzielaną w obwodzie.

Obliczmy teraz energię elementu obwodu o indukcyjności L , przez który płynie prąd o chwilowym natężeniu I' . Założymy, że w obwodzie indukuje się siła elektromotoryczna o bezwzględnej wartości \mathcal{E} . Praca ΔW , wykonana przez źródło prądu przy przemieszczeniu ładunku Δq przez obwód, wynosi

$$\Delta W = \mathcal{E} \Delta q = \mathcal{E} I' \Delta t. \quad (6.20)$$

Uwzględniając wzór (6.15) otrzymujemy

$$\Delta W = L \frac{\Delta I'}{\Delta t} I' \Delta t = L I' \Delta I'. \quad (6.21)$$

Całkowaną pracę, wykonaną przez źródło przy wzroście natężenia prądu od zera do wartości I , określa wzór

$$W = \int_0^I L I' dI' = L \int_0^I I' dI' = \frac{L I^2}{2}. \quad (6.22)$$

Praca ta jest równa energii E_p obwodu,

$$E_p = W. \quad (6.23)$$

Wobec tego energia obwodu z prądem wynosi

$$\boxed{E_p = \frac{L I^2}{2}}. \quad (6.24)$$

Przypomnijmy, że energia naładowanego przewodnika lub kondensatora jest zgromadzona w jego polu elektrycznym (podrozdział 4.4.3). Można przez analogię przypuszczać, że podany wzór określa energię pola magnetycznego obwodu z prądem. Podobnie jak w przypadku energii pola elektrycznego należy oczekiwać, że energia pola magnetycznego jest rozłożona w przestrzeni z określoną gęstością. Zastosujemy teraz ostatni wzór do szczególnego przypadku energii długiego solenoidu, wewnątrz którego istnieje jednorodne pole magnetyczne. Korzystając ze wzoru (6.19), określającego indukcyjność solenoidu, otrzymujemy

$$E_p = \frac{\mu_0 \mu_r S N^2 I^2}{2l}. \quad (6.25)$$

Wyrażenie to można przekształcić, korzystając ze wzoru (6.16) na indukcję pola magnetycznego solenoidu, z którego wynika zależność

$$N^2 I^2 = \frac{B^2 l^2}{\mu_0^2 \mu_r^2}. \quad (6.26)$$

Wówczas energia

$$E_p = \frac{\mu_0 \mu_r S}{2l} \frac{B^2 l^2}{\mu_0^2 \mu_r^2} = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu_r} S l. \quad (6.27)$$

Biorąc pod uwagę, że objętość solenoidu $V = S l$, otrzymujemy wzór

$$E_p = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu_r} V. \quad (6.28)$$

Widać, że energia solenoidu z prądem jest proporcjonalna do objętości solenoidu. Można więc wnioskować, że energia pola magnetycznego solenoidu jest rozłożona wewnątrz niego ze stałą gęstością objętościową

$$w_m = \frac{E_p}{V}, \quad (6.29)$$

($[w_m] = \text{J/m}^3$), której wartość wynosi

$$\boxed{w_m = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu_r}}. \quad (6.30)$$

Wzór ten, mimo że wyprowadzony dla jednorodnego pola magnetycznego solenoidu, jest słuszny w przypadku dowolnego pola magnetycznego. M. in. określa on gęstość energii magnetycznego pola fali elektromagnetycznej.

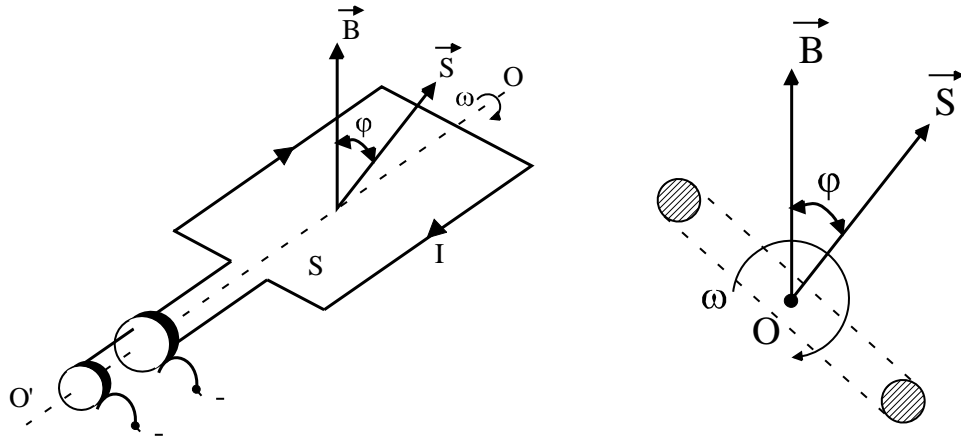
6.2 Prąd zmienny

6.2.1 Zasada działania prądnicy. Moc prądu zmiennego

Zbadamy teraz zjawisko indukowania się siły elektromotorycznej w płaskim obwodzie o powierzchni S , umieszczonym w jednorodnym polu magnetycznym o indukcji \mathbf{B} i obracającym się ze stałą prędkością kątową ω wokół osi, leżącej w płaszczyźnie obwodu (rys. 6.7). Będziemy zakładać, że oś obrotu jest prostopadła do wektora indukcji pola magnetycznego. Urządzenie takie stanowi najprostszą *prądnicę prądu zmiennego*.

Strumień pola magnetycznego przez powierzchnię obwodu określa wzór

$$\Phi_B = \mathbf{B} \cdot \mathbf{S} = B S \cos \varphi, \quad (6.31)$$



Rysunek 6.7:

gdzie φ jest kątem między wektorem \mathbf{B} indukcji pola magnetycznego i wektorem \mathbf{S} , prostym do płaszczyzny obwodu ($|\mathbf{S}| = S$). Ponieważ obwód obraca się ze stałą prędkością kątową ω , więc

$$\varphi = \omega t + \varphi_0, \quad (6.32)$$

gdzie φ_0 jest kątem, jaki tworzą wektory \mathbf{B} i \mathbf{S} w chwili $t = 0$. Strumień pola magnetycznego wyraża się zatem wzorem:

$$\Phi_B = BS \cos(\omega t + \varphi_0). \quad (6.33)$$

Zgodnie z prawem Faraday'a, siła elektromotoryczna indukowana w obwodzie wynosi

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi_B}{dt} = \omega BS \sin(\omega t + \varphi_0). \quad (6.34)$$

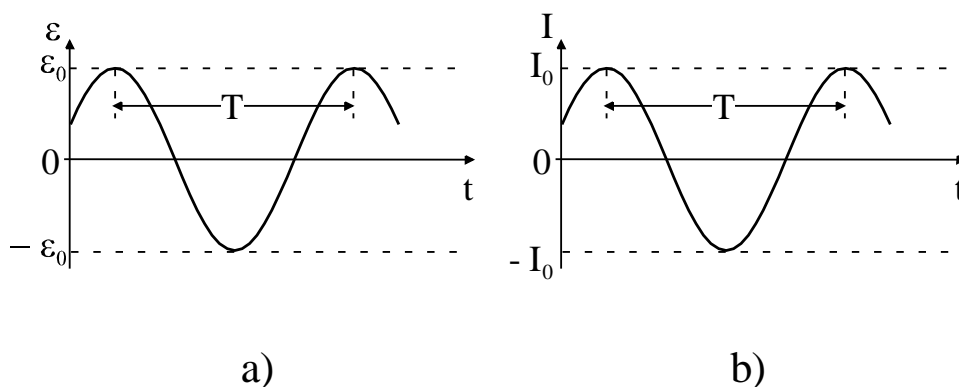
Wprowadzając oznaczenie

$$\mathcal{E}_0 = \omega BS \quad (6.35)$$

ostatni wzór możemy zapisać jako

$$\boxed{\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin(\omega t + \varphi_0)}. \quad (6.36)$$

Indukowana w obwodzie siła elektromotoryczna \mathcal{E} zmienia się więc sinusoidalnie z czasem (rys. 6.8a). Jeżeli obwód ten byłby połączony z zewnętrznym



Rysunek 6.8:

obwodem o znacznie większym oporze R , natężenie indukowanego prądu, zgodnie z prawem Ohma, wynosiloby

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R}. \quad (6.37)$$

Oznaczając maksymalne natężenie prądu przez

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{R}, \quad (6.38)$$

ostatni wzór można przepisać w postaci

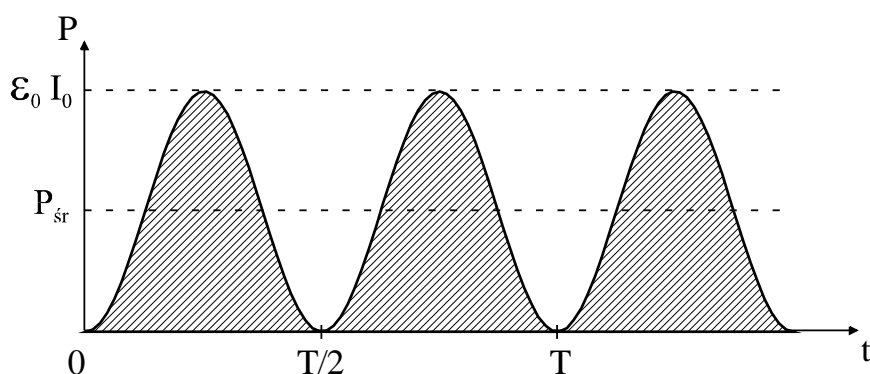
$$\boxed{I = I_0 \sin(\omega t + \varphi_0)}. \quad (6.39)$$

Natężenie indukowanego prądu zmienia się, podobnie jak siła elektromotoryczna sinusoidalnie z czasem (rys. 6.8b). Prąd taki nazywamy *prądem zmiennym*. Wielkość ω nazywa się *pulsacją* (*częstotliwością kątową*, *częstotliwością kołową*), kąt φ_0 — *fazą początkową*, \mathcal{E}_0 — *amplitudą* siły elektromotorycznej, I_0 — *amplitudą* prądu zmiennego. Najkrótszy czas T , w którym siła elektromotoryczna lub natężenie prądu osiągają swoje poprzednie wartości, nazywa się ich *okresem* (rysunek 6.8) a wielkość

$$\nu = \frac{1}{T} \quad (6.40)$$

ich *częstotliwością*. Zachodzą przy tym zależności

$$\boxed{\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu}. \quad (6.41)$$



Rysunek 6.9:

Moc prądu zmiennego w danej chwili czasu wyraża się wzorem

$$P = \mathcal{E}I, \quad (6.42)$$

to jest

$$P = \mathcal{E}_0 I_0 \sin^2(\omega t) \quad (6.43)$$

(przyjęto dla uproszczenia, że $\varphi_0 = 0$). Odpowiada ona ilości ciepła wydzielonego w obwodzie w jednostce czasu. Zgodnie z ostatnim wzorem moc prądu zmienia się z czasem proporcjonalnie do wartości funkcji $\sin^2(\omega t)$ (rys. 6.9).

Średnia moc prądu zmiennego w ciągu jednego okresu jest dana wzorem

$$P_{\text{sr}} = \frac{1}{T} \int_0^T P dt. \quad (6.44)$$

Korzystając z poprzedniego wzoru otrzymujemy

$$P_{\text{sr}} = \frac{\mathcal{E}_0 I_0}{T} \int_0^T \sin^2(\omega t) dt. \quad (6.45)$$

Występującą w tym wzorze całkę można łatwo obliczyć:

$$\begin{aligned} \int_0^T \sin^2(\omega t) dt &= \int_0^T \frac{1}{2} [1 - \cos(2\omega t)] dt \\ &= \frac{1}{2} \int_0^T dt - \frac{1}{2} \int_0^T \cos(2\omega t) dt = \frac{T}{2}. \end{aligned} \quad (6.46)$$

Ostatnia całka jest równa zero ze względu na okresowość funkcji podcałkowej. Średnia moc prądu zmiennego jest więc równa

$$P_{\dot{s}r} = \frac{\mathcal{E}_0 I_0}{2}. \quad (6.47)$$

Zwykle definiuje się *wartość skuteczną* siły elektromotorycznej i natężenia prądu zmiennego wzorami

$$\mathcal{E}_{sk} = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{2}}, \quad (6.48)$$

$$I_{sk} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}. \quad (6.49)$$

Wzór (6.47) przyjmuje wtedy postać

$$\boxed{P_{\dot{s}r} = \mathcal{E}_{sk} I_{sk}}. \quad (6.50)$$

Ogólnie napięciem (natężeniem) skutecznym prądu zmiennego nazywamy napięcie (natężenie) prądu stałego, który wydziela w obwodzie moc równą średniej mocy prądu zmiennego.

Spis treści

1	Wstęp	1
1.1	Międzynarodowy układ jednostek miar SI	1
1.2	Elementy rachunku wektorowego	4
1.2.1	Wektory. Działania na wektorach	4
1.2.2	Kartezjański układ współrzędnych. Składowe wektora	8
2	Ruch i energia	13
2.1	Kinematyka punktu materialnego	13
2.1.1	Pojęcie ruchu. Punkt materialny. Równania ruchu . .	13
2.1.2	Prędkość i przyspieszenie	14
2.2	Kinematyka ruchu obrotowego ciała sztywnego	20
2.2.1	Ciało doskonale sztywne. Ruch postępowy i obrotowy	20
2.2.2	Prędkość i przyspieszenie kątowe w ruchu obrotowym	21
2.3	Dynamika punktu materialnego	25
2.3.1	I zasada dynamiki Newtona. Inercjalny układ odnie- sienia	25
2.3.2	II zasada dynamiki Newtona. Pojęcia siły i masy . . .	26
2.3.3	III zasada dynamiki Newtona	29
2.3.4	Pęd ciała. Zasada zachowania pędu	30
2.3.5	Praca i moc. Energia kinetyczna	32
2.3.6	Energia potencjalna. Zasada zachowania energii me- chanicznej	37
2.4	Dynamika ruchu obrotowego ciała sztywnego	41
2.4.1	Moment siły i moment bezwładności. I i II zasada dy- namiki dla ruchu obrotowego	41
2.4.2	Moment pędu. Zasada zachowania momentu pędu. En- ergia kinetyczna ciała w ruchu obrotowym	46
2.5	Ruch drgający	50
2.5.1	Ruch harmoniczny prosty	50

2.5.2	Ruch harmoniczny tłumiony	56
2.6	Ruch falowy	60
2.6.1	Fale harmoniczne w ośrodkach sprężystych	60
2.6.2	Równanie płaskiej fali harmonicznej	64
3	Elementy termodynamiki	67
3.1	Gaz doskonały	67
3.1.1	Ciśnienie i temperatura gazu. Równanie stanu gazu doskonałego	67
3.1.2	Podstawowy wzór kinetycznej teorii gazów. Zasada ekwipartycji energii	72
3.2	I zasada termodynamiki	78
3.2.1	Energia wewnętrzna. Ciepło i praca	78
3.2.2	Energia wewnętrzna i ciepło właściwe gazów	82
3.3	II zasada termodynamiki	87
3.3.1	Odwracalne procesy kołowe	87
3.3.2	Cykl Carnota. Sformułowanie II zasady termodynamiki	90
4	Pole elektryczne	95
4.1	Ładunki elektryczne	95
4.1.1	Elektryzowanie ciał. Zasada zachowania ładunku	95
4.1.2	Jednostka ładunku. Ciągły rozkład ładunku	96
4.2	Natężenie i potencjał pola elektrycznego	98
4.2.1	Natężenie pola	98
4.2.2	Potencjał pola	102
4.2.3	Związki między natężeniem i potencjałem	105
4.2.4	Linie sił i powierzchnie ekwipotencjalne	107
4.3	Prawo Gaussa	108
4.3.1	Strumień pola elektrycznego	108
4.3.2	Związek między strumieniem i ładunkiem	111
4.4	Pojemność elektryczna	114
4.4.1	Ładunki elektryczne na przewodnikach	114
4.4.2	Pojemność pojedynczego przewodnika i kondensatora	116
4.4.3	Energia pola elektrycznego	120
5	Pole magnetyczne	123
5.1	Oddziaływanie pola magnetycznego na ładunki i przewodniki z prądem	123
5.1.1	Podstawowe zjawiska magnetyczne	123
5.1.2	Siła Lorentza. Indukcja pola magnetycznego	124

5.1.3	Siła działająca na przewodnik z prądem	127
5.2	Pole magnetyczne przewodników z prądem	128
5.2.1	Prawo Biota-Savarta-Laplace'a	128
5.2.2	Oddziaływanie przewodników z prądem. Jednostka natężenia prądu	132
5.2.3	Prawo Ampère'a	134
6	Indukcja elektromagnetyczna	139
6.1	Zjawisko indukcji elektromagnetycznej	139
6.1.1	Prawo Faraday'a i reguła Lenza	139
6.1.2	Zjawisko samoindukcji. Energia pola magnetycznego	144
6.2	Prąd zmienny	148
6.2.1	Zasada działania prądnicy. Moc prądu zmiennego	148

Spis literatury

- [1] B. Jaworski, A. Dietłaf, L. Miłkowska — Kurs fizyki, t. I - II
- [2] R. Resnick, D. Halliday — Fizyka, t. I - II
- [3] J. Massalski, M. Massalska — Fizyka dla inżynierów, t. I