

ZESZYTY NAUKOWE WYŻSZEJ SZKOŁY MARYNARKI WOJENNEJ  
ROK XVII, NR 1(48), 1976

ANTONI KAMUSINSKI

## INDUKCJA JEDNOBIEGUNOWA W ŚWIETLE TEORII KLASYCZNEJ I TEORII WZGLĘDNOŚCI

OD KOMITETU REDAKCYJNEGO

*Komitet Redakcyjny „Zeszytów Naukowych WSMW” pragnąc zapoznać szersze grono specjalistów z poglądami wyrażonymi przez pracownika naukowego Wyższej Szkoły Marynarki Wojennej, a dotyczącymi niektórych praw fizyki, postanowił opublikować poniższy artykuł jako dyskusyjny. Prezentowany materiał był kilkakrotnie przesyłany do kompetentnych recenzentów, jednak nie uzyskano odpowiedzi lub były one, naszym zdaniem, wymijające i niejednoznaczne. Rzeczowe i konstruktywne uwagi dotyczące tematu pracy oraz własne spostrzeżenia prosimy przesyłać na adres: Wyższa Szkoła Marynarki Wojennej, Gdynia 19 (81-919), Redakcja Zeszytów Naukowych WSMW.*

### STRESZCZENIE

W pracy dokonano porównania sposobów interpretacji zjawiska indukcji jednobiegunowej według teorii klasycznej i teorii względności. Na przykładzie opisu zjawiska indukcji jednobiegunowej wykazano, że stosując klasyczny tok rozumowania można wyprowadzić równania transformacyjne dla pola elektromagnetycznego.

### ZJAWISKO INDUKCJI JEDNOBIEGUNOWEJ W ŚWIETLE TEORII KLASYCZNEJ I TEORII RELATYWISTYCZNEJ

Opis zjawiska indukcji jednobiegunowej według zasad przyjętych w fizyce klasycznej i zasad przyjętych w fizyce relatywistycznej bardzo wyraźnie uwidacznia różnicę spojrzenia w interpretacji tego problemu.

Według teorii klasycznej, w pręcie poruszającym się z prędkością  $v$  w polu magnetycznym o indukcji  $B$ , indukuje się pole elektryczne o natężeniu:

$$\bar{E} = -(\bar{v} \times \bar{B}) \quad 1.$$

Zamiast mówić, że pręt porusza się w polu magnetycznym, które go przenika, możemy powiedzieć, że pole magnetyczne przenikające pręt, porusza się w nim z prędkością  $u_b$  i wówczas:

$$\bar{E} = u_b \times \bar{B} \quad 2.$$

Zależności (1.; 2.) zostały oparte na wynikach eksperymentów wykonanych w zakresie stosunkowo małych prędkości w porównaniu z prędkością światła —  $c$ .

Dla  $|v| \ll c$  prędkość pręta w polu magnetycznym —  $v$  oraz prędkość pola magnetycznego w przecie  $u_b$  są sobie równe.

Nie popełnimy również błędu twierdząc, że gdy prędkość pręta względem ośrodka generującego pole magnetyczne dąży do zera ( $v \rightarrow 0$ ), to prędkość pola magnetycznego w przecie (względem pręta)  $u_b$ , dąży do  $-v$ :

Jeżeli

$$v \rightarrow 0, \quad \text{to} \quad u_b \rightarrow (-v)$$

Zależności klasyczne nie były sprawdzane dla prędkości  $v$  porównywalnych z prędkością światła  $c$ .

Tak zwane „prawa” występujące w fizyce klasycznej są ilościowym opisem zjawisk opartym na wynikach pomiarów. Do wyników pomiarów dopasowano odpowiednie wzory, ale do wyników tych można było przyporządkować więcej niż jeden komplet wzorów. Aby rozstrzygnąć, który komplet wzorów jest najbardziej poprawny, należało dokonać głębszej analizy i uogólnień potwierdzonych dla dowolnych prędkości  $v$ . Nie uczyniono jednak tego. Wyniki pomiarów opisano możliwie najprostszymi zależnościami, którym nadano charakter praw fizycznych. Niezrozumienie tego faktu miało doniosłe znaczenie dla dalszego rozwoju fizyki i filozofii.

Ze względu na dalszy przebieg rozważań dogodnie będzie przypomnieć w tym miejscu, że analogicznie w przypadku, gdy pole elektryczne o indukcji  $D$  porusza się w ośrodku z prędkością  $u_d$ , to w ośrodku tym powstaje pole magnetyczne, którego natężenie wynosi:

$$\vec{H} = \vec{u}_d \times \vec{D} \quad 3.$$

Zależność (3.) również opiera się na doświadczeniach przeprowadzonych dla prędkości  $u_d \ll c$ .

Indukcja jednobiegunowa polega na powstawaniu  $SEM$  podczas obrotu ciała namagnesowanego (rys. 1)

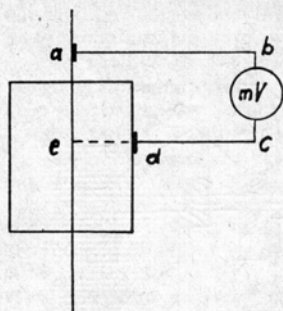
W najprostszym induktorze jednobiegunowym namagnesowany przewodnik walcowy obraca się wokół swojej osi, spełniając rolę magnesnicy i przewodnika. Dla uproszczenia rozważań przyjmijmy, że indukującą się w obwodzie  $abcdea$   $SEM$  mierzymy metodą kompensacyjną, tzn. wówczas gdy prąd nie płynie i obwód nie generuje dodatkowego pola magnetycznego. Pole magnetyczne wytworzone przez ośrodek walca jest z nim sztywno związane (magnes stały) i jest przez niego unoszone tak, że wewnątrz magnesu nie ma ruchu pola magnetycznego względem ośrodka walca. Biorąc to pod uwagę, wewnątrz walca (na drodze  $aed$ ) nie może indukować się  $SEM$  w przypadku ruchu wirowego walca. Walec będąc magnesnicą nie jest twornikiem. Pole magnetyczne wytworzone przez ośrodek wirującego walca przenika przewodnik  $abcd$  i jest względem niego w ruchu indukując w nim pole elektryczne o natężeniu:

$$\vec{E} = -(\vec{v}_o \times \vec{B}_o) = \vec{u}_o \times \vec{B}_o \quad 4.$$

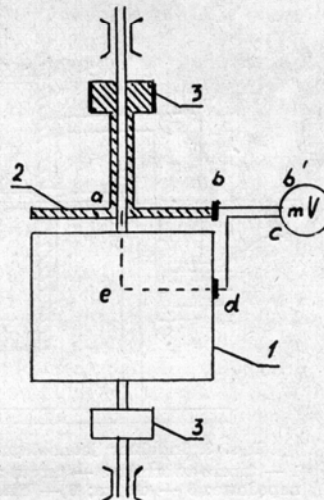
gdzie:

$v_o$  — prędkość elementu przewodnika względem zewnętrznego pola magnetycznego

$v_0$  — prędkość wewnętrznego pola magnetycznego względem przewodnika  
 $B_0$  — indukcja magnetyczna (zewnątrzna lub wewnętrzna przewodnika)



Rys. 1. Indukcja jednobiegunowa



Rys. 2. Odmiana induktora jednobiegunowego.  
 1 — magnes stały przewodzący;  
 2 — tarcza-twornik; 3 — koło napędowe.

Zależność (4.) była oczywiście sprawdzona dla  $v_0 \ll c$ . W miejsce odcinka przewodnika  $ab$  można wstawić tarczę, jak na rysunku 2.

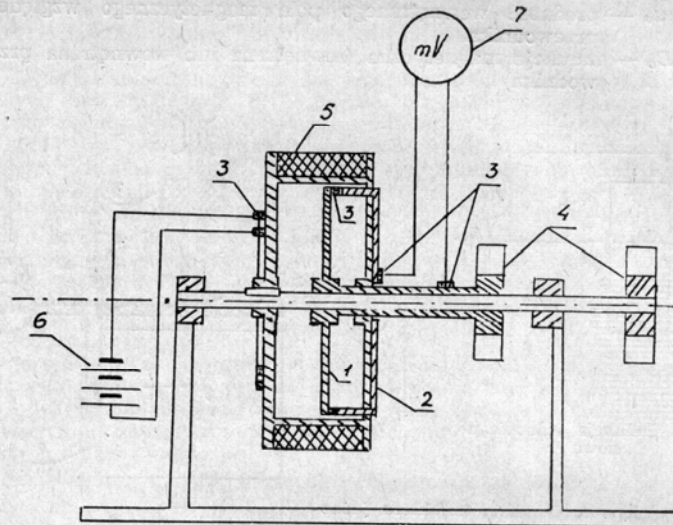
Jest obojętne, czy w induktorze przedstawionym na rysunku 2 wirować będzie wałek stanowiący magnes stały i przewodnik, czy też tarcza stanowiąca przewodnik, pod warunkiem, że odcinki przewodnika  $bb'$  oraz  $c$  będą tak usytuowane, że ich SEM będą się równoważyć. W obu przypadkach wałek stanie się magniesnicą, zaś tarcza twornik. Wałek będący magniesnicą możemy również zastąpić cewką zasilaną napięciem stałym. W tym przypadku magniesnicą będzie cewka, zaś rolę przewodnika musi spełniać dodatkowa tarcza wirująca wraz z cewką (rys. 3).

Rozumowanie powyższe wydaje się oczywiste i łatwe do sprawdzenia doświadczalnie. Nie zasługiwałoby ono na uwagę gdyby nie fakt, że w „Encyklopedii fizyki”<sup>1</sup>, problem ten postawiono inaczej.

Stosując rozumowanie zgodne z fizyką relatywistyczną (co wyraźnie jest tam podkreślone), stwierdza się, że w czasie wirowania walca nieruchomy obserwator powinien w każdym punkcie ciała (tj. wirującego walca) zaobserwować pole elektryczne o natężeniu  $-(v \times B)$ . SEM między stykami równa jest, całce wzdłuż jakiegoś wyobraźnego nieruchomego

$$\varepsilon = - \int_{aed} (\vec{v} \times \vec{B}) d\vec{L} \tag{5}$$

<sup>1</sup> Encyklopedia fizyki T.I. PWN, Warszawa 1972, str. 802.



Rys. 3. Induktor jednobiegunowy z magnesnicą w postaci cewki.  
 1 — tarcza-twornik; 2 — tarcza związana z cewką; 3 — szczotki; 4 — koła napędowe; 5 — cewka; 6 — bateria zasilająca cewkę; 7 — przyrząd mierzący SEM

konturu (zamykającego zewnętrzny obwód  $abcd$ , wzdłuż którego  $B = 0$  i całka zanika) łączącego punkty  $a$  i  $d$  (rys. 1). Według autorów ww. hasła, wirujący walec jest jednocześnie magnesnicą i twornikiem.

Gdyby ten sposób rozumowania zastosować w odniesieniu do wszystkich maszyn elektrycznych, to zawsze ich magnesnice powinny wirować wraz z twornikiem.

#### RÓWNANIA TRANSFORMACYJNE I ICH SENS

Zależność (1.) według autorów hasła „Indukcja jednobiegunowa” można otrzymać ze wzoru transformacyjnego (wg teorii względności) dla pól po odrzuceniu czynnika  $1/\sqrt{1-(v/c)^2}$ , i ograniczając się tylko do wyrazów pierwszego rzędu  $v/c$ . Wzory transformacyjne nie mogą stanowić objawienia. Można więc problem odwrócić i postawić pytanie: czy jest możliwe otrzymać wzory transformacyjne opierając się na wykorzystaniu równań klasycznych?

Sens równań klasycznych nie zawsze był prawidłowo interpretowany, dlatego odpowiedź na tak postawione pytanie była negatywna.

Odpowiedź na powyższe pytanie będzie jednak twierdząca, jeżeli wzorom klasycznym nadamy prawidłową interpretację i w naszym przypadku uwzględnimy następujące spostrzeżenia:

1. Równania klasyczne dla prędkości  $\Delta v \ll c$  między ośrodkami stawnymi magnetyczną i twornik są dostatecznie poprawne, a w miarę jak  $|\Delta v/c|$  maleje, ich poprawność rośnie.

2. Jeżeli w danym ośrodku pole magnetyczne jest w ruchu (względem ośrodka), to w ośrodku tym indukuje ono pole elektryczne, zaś ruchome pole elektryczne w ośrodku indukuje w nim pole magnetyczne. Zaindukowane pola są względem ośrodka w spoczynku.

3. Indukowanie się w ośrodku pola elektrycznego w wyniku ruchu pola magnetycznego wywołanego przyczynami zewnętrznymi jest równoważne istnieniu w ośrodku dwóch pól nieruchomych, wywołanych przyczynami zewnętrznymi (pola elektrycznego i magnetycznego). Analogicznie, indukowanie się w ośrodku pola magnetycznego w wyniku ruchu pola elektrycznego wywołanego przyczynami zewnętrznymi, jest równoważne również istnieniu dwóch pól nieruchomych w ośrodku (pola elektrycznego i magnetycznego) wywołanych przyczynami zewnętrznymi.

4. Z poprawności wzorów klasycznych dla  $|\Delta v| \ll c$  wynika, że jeżeli generowane przez ośrodek  $A$  pole było nieruchome w ośrodku  $B$ , to gdy prędkość ośrodka  $B$  (w rozpatrywanym punkcie) wzrosła o  $\Delta v$ , wówczas prędkość pola w ośrodku  $B$  wynosi;  $u \cong -\Delta v$ . Gdy zaś  $\Delta v/c$  dąży do zera, to prędkość  $u$  dąży do  $-\Delta v$ .

5. Za prędkość ośrodka w rozpatrywanym punkcie należy uważać średnią prędkość molekuł (średnią prędkość pól ciężenia tych molekuł).

Jeżeli w oparciu o powyższe spostrzeżenia, w wyniku dokonanych przekształceń otrzymamy nowe, bardziej ogólne zależności, słuszne dla dowolnych prędkości między ośrodkami, to będą one poszukiwanymi wzorami transformacyjnymi. Otrzymanie takich zależności i ich zgodność z doświadczeniem świadczyć będzie o tym, że tok rozumowania klasycznego nie został doprowadzony do końca.

Nie wdając się w dyskusję nad takimi pojęciami jak materia (w ogólnym pojęciu), przestrzeń fizyczna (nie jako pojęcie matematyczne), opisując zjawiska fizyczne nie będziemy używać sformułowań typu „obserwator zaobserwuje”, sugerujących wprowadzanie do opisu czynnika subiektywnego (opisujemy przecież istniejącą obiektywnie rzeczywistość).

Wzory transformacyjne dla pól elektrycznego, i magnetycznego powinny umożliwić ilościowy opis pól w ośrodku  $B$ , do którego generowane są pola z ośrodka  $A$ . Jako znane przyjmujemy pola ośrodka  $B$ , gdy ośrodek ten jest w spoczynku względem ośrodka  $A$  (lub posiada określoną prędkość) oraz gdy znany jest przyrost prędkości tego ośrodka  $-\Delta v$ . Nie jest to jedyny sposób postawienia problemu, ale w przypadku rozpatrywanego przez nas zagadnienia jest poprawny.

Równania transformacyjne powinny również umożliwić ilościowy opis zależności między polami w ośrodkach  $A$  i  $B$ , gdy znana jest różnica prędkości między tymi polami, a linie sił obu pól są równoległe (dla każdego z osobna).



WYPROWADZENIE WZORÓW TRANSFORMACYJNYCH DLA PÓL  
ELEKTROMAGNETYCZNYCH W OPARCIU O KLASYCZNY TOK ROZUMOWANIA

Wzory transformacyjne można wyprowadzić w oparciu o model opisu różnych zjawisk fizycznych. W naszym przypadku wyprowadzenie tych wzorów oprzemy na opisie zjawiska indukcji jednobiegunowej.

Pole magnetyczne wytworzone przez przewodzący magnes (rys. 2) o kształcie walca przenika ośrodek tarczy. Pomiedzy obrotami magnesu spełniającego rolę magnesu a obrotami tarczy spełniającej rolę twornika istnieje różnica obrotów. W każdym punkcie wirującej tarczy będzie istnieć pole magnetyczne o indukcji  $B_0$ . Przy odpowiednim przyjęciu osi współrzędnych, pole magnetyczne o indukcji  $B_0 = B_{z0}$  mające względem ośrodka prędkość  $u_0 = u_{0x}$  zaindukuje pole elektryczne o natężeniu  $E_0 = E_{y0}$ , przy czym

$$E_{y0} = u_{x0} \cdot B_{z0} \quad 6.$$

Zamiast mówić, że w wyniku ruchu w ośrodku pola magnetycznego wywołanego przyczynami zewnętrznymi zaindukowane zostało w ośrodku pole elektryczne, możemy powiedzieć, że w ośrodku istnieją wywołane przyczynami zewnętrznymi dwa nieruchome względem ośrodka pola: elektryczne i magnetyczne.

Indukcję elektryczną  $D_0$  w ośrodku obliczymy z zależności:

$$D_0 = D_{y0} = \varepsilon \cdot E_{y0} \quad 7.$$

Niewielka zmiana obrotów tarczy (względem magnesu) spowoduje przyrost prędkości (względem ośrodka tarczy) pola elektrycznego ( $E_{y0}, D_{y0}$ ) i magnetycznego ( $H_{z0}, B_{z0}$ ), a co za tym idzie musi nastąpić zmiana wielkości tych pól.

Przyrost natężenia pola magnetycznego ( $\Delta H_z$ ) wywołany przyrostem prędkości tarczy (pola  $E_{y0}, D_{y0}$  względem tarczy) wyniesie

$$\Delta H_z = -\Delta v_x \cdot D_{y0} = -\varepsilon \cdot \Delta v_x \cdot u_{x0} \cdot B_{z0} \quad 8.$$

stąd:

$$\Delta B_z = \mu \cdot \Delta H_z \quad 9.$$

Wypadkowa indukcja magnetyczna  $B_{z1}$  będzie sumą indukcji  $B_{z0}$  oraz jej przyrostu  $\Delta B_z$ :

$$B_{z1} = B_{z0} + \Delta B_z = \left(1 - \frac{\Delta v_x \cdot u_{x0}}{c^2}\right) B_{z0} \quad 10.$$

gdzie:

$$c = 1/\sqrt{\varepsilon \cdot \mu}$$

Przyrost indukcji magnetycznej  $\Delta B_z$  zaindukowany ruchem pola elektrycznego w ośrodku jest nieruchomy względem ośrodka, zaś indukcja  $B_{z0}$  ma w ośrodku prędkość  $u_x = -\Delta v_x$  (podobnie jak pole elektryczne), indukując w ośrodku dodatkowy przyrost natężenia pola elektrycznego  $\Delta E_y$

$$\Delta E_y = -\Delta v_x \cdot B_{z0} \quad 11.$$

Wypadkowe pole elektryczne będzie miało natężenie

$$E_{y1} = E_{y0} + \Delta E_y = (u_{x0} - \Delta v_x) B_{z0} \quad 12.$$

Wypadkowemu polu magnetycznemu musimy przypisać nową prędkość względem ośrodka tarczy, taką by spełniona była równość

$$E_{y1} = u_{x1} \cdot B_{z1} \quad 13.$$

Porównując (10, 12, 13) otrzymujemy

$$u_{x1} \left( 1 - \frac{\Delta v_x \cdot u_{x0}}{c^2} \right) B_{z0} = (u_{x0} - \Delta v_x) B_{z0} \quad 14.$$

Zależność (14.) jest oczywiście słuszna tylko dla  $|\Delta v_x/c| \ll 1$ .

Po uporządkowaniu z (14.) otrzymujemy

$$u_{x1} = \frac{u_{x0} - \Delta v_x}{1 - \frac{\Delta v_x \cdot u_{x0}}{c^2}} \quad 15.$$

Mianownik wyrażenia 15. przedstawia stosunek indukcji  $B_{z1}$  do  $B_{z0}$ , stąd

$$B_{z1} = B_{z0} \left( 1 - \frac{\Delta v_x \cdot u_{x0}}{c^2} \right) \quad 16.$$

W wyniku przyrostu prędkości tarczy o  $\Delta v_x = r \cdot \Delta \omega$  (gdzie:  $\Delta \omega = \omega_{tarczy} - \omega_{wałca}$ , zaś  $r$  — rozpatrywany promień), otrzymaliśmy nowe wartości pól; elektrycznego ( $E_{y1}, D_{y1}$ ) i magnetycznego ( $H_{z1}, B_{z1}$ ).

W nowej sytuacji możemy powiedzieć, że mamy do czynienia w ośrodku tarczy z ruchomym polem magnetycznym ( $H_{z1}, B_{z1}$ ) lub, że w ośrodku tym istnieją dwa nieruchome względem ośrodka pola; elektryczne ( $E_{y1}, D_{y1}$ ) i magnetyczne ( $H_{z1}, B_{z1}$ ).

Przy dalszym wzroście prędkości tarczy (rozpatrywanego jej punktu) do  $2 \cdot \Delta v_x$ , prędkość pola magnetycznego względem ośrodka wyniesie

$$u_{x2} = \frac{u_{x1} - \Delta v_x}{1 - \frac{\Delta v_x \cdot u_{x1}}{c^2}} = \frac{u_{x0} - 2 \cdot \Delta v_x + \frac{\Delta v_x}{c^2} u_{x0}}{1 - 2 \frac{\Delta v_x}{c^2} u_{x0} + \frac{\Delta v_x^2}{c^2}} \quad 17.$$

Analogicznie, jeżeli w rozpatrywanym punkcie prędkość tarczy wzrośnie o  $n \cdot v_x$ , to prędkość pola magnetycznego względem ośrodka wyniesie

$$u_{xn} = \frac{\frac{u_{x0}}{2} \left[ \left( 1 + \frac{\Delta v_x}{c} \right)^n + \left( 1 - \frac{\Delta v_x}{c} \right)^n \right] - \frac{c}{2} \left[ \left( 1 + \frac{\Delta v_x}{c} \right)^n - \left( 1 - \frac{\Delta v_x}{c} \right)^n \right]}{\frac{1}{2} \left[ \left( 1 + \frac{\Delta v_x}{c} \right)^n + \left( 1 - \frac{\Delta v_x}{c} \right)^n \right] - \frac{u_{x0}}{2 \cdot c} \left[ \left( 1 + \frac{\Delta v_x}{c} \right)^n - \left( 1 - \frac{\Delta v_x}{c} \right)^n \right]} \quad 18.$$

Przyjmując  $n \cdot \Delta v_x = \Delta v_{x0i}$ , oraz przechodząc do granicy dla  $\Delta v_x \rightarrow 0$  zależność (18) przyjmie postać

$$u_{xi} = \frac{u_{x0} \cdot ch \frac{\Delta v_{x0i}}{c} - c \cdot sh \frac{\Delta v_{x0i}}{c}}{ch \frac{\Delta v_{x0i}}{c} - \frac{u_{x0}}{c} \cdot sh \frac{\Delta v_{x0i}}{c}} \quad 19.$$

Mianownik wyrażenia (19.), analogicznie jak w (15.), określa stosunek indukcji  $B_{z1}$  do  $B_{z0}$ , stąd

$$B_{z1} = B_{z0} \left( ch \frac{\Delta v_{x01}}{c} - \frac{u_{x0}}{c} \cdot sh \frac{\Delta v_{x01}}{c} \right) \quad 20.$$

oraz

$$E_{y1} = u_{x1} \cdot B_{z1} = B_{z0} \left( u_{x0} \cdot ch \frac{\Delta v_{x01}}{c} - c \cdot sh \frac{\Delta v_{x01}}{c} \right) \quad 21.$$

Zależności (19, 20) wskazują, że ośrodek unosi częściowo pole magnetyczne, zmieniając jego wielkość.

W rozważaniach naszych przyjęliśmy, że składowe prędkości pola magnetycznego względem ośrodka —  $u_{y0}$  oraz  $u_{z0}$  równe były zeru. W przypadku ogólnym, gdy pole to ma składowe prędkości  $u_{y0}$  i  $u_{z0}$ , z warunku, że wobec braku składowej  $\Delta v_z$  składowa natężenia pola  $H$  powinna mieć zawsze tę samą wartość

$$H_{x1} = H_{x0} = -u_{z1} \cdot D_{y1} \quad 22.$$

znajdujemy

$$u_{z1} = \frac{u_{z0}}{ch \frac{\Delta v_{x01}}{c} - \frac{u_{x0}}{c} \cdot sh \frac{\Delta v_{x01}}{c}} \quad 23.$$

zaś uwzględniając, że dla  $\Delta v_{y01} = \Delta v_{z01} = 0$

powinno zachodzić

$$\frac{u_{z1}}{u_{z0}} = \frac{u_{y1}}{u_{y0}} \quad 24.$$

otrzymujemy

$$u_{y1} = \frac{u_{y0}}{ch \frac{\Delta v_{x01}}{c} - \frac{u_{x0}}{c} \cdot sh \frac{\Delta v_{x01}}{c}} \quad 25.$$

Przyjmując, że w ośrodku istniało wywołane przyczynami zewnętrznymi tylko pole elektryczne o natężeniu  $E_{y0}$  mające w ośrodku prędkość  $u_{x0}$ , można w analogiczny sposób wyprowadzić zależności określające pole  $E_{y1}$  i jego prędkość  $u_{x1}$ , po wzroście prędkości ośrodka o  $\Delta v_{x01}$ . Prędkość  $u_{x1}$  będzie miała również postać (19.), zaś wzory na pola: elektryczne i magnetyczne przyjmą w tym przypadku postać

$$E_{y1} = E_{y0} \left( ch \frac{\Delta v_{x01}}{c} - \frac{u_{x0}}{c} sh \frac{\Delta v_{x01}}{c} \right) \quad 26.$$

$$H_{z1} = u_{x1} \cdot D_{y1} = \epsilon \left( u_{x0} \cdot ch \frac{\Delta v_{x01}}{c} - c \cdot sh \frac{\Delta v_{x01}}{c} \right) E_{y0} \quad 27.$$

W ogólnym przypadku, dla  $\Delta v_{x01} = 0$ , możemy zawsze stan pól w ośrodku opisać przyjmując, że w ośrodku istnieją dwa nieruchome (względem ośrodka) pola: elektryczne ( $E_0, D_0$ ) i magnetyczne ( $H_0, B_0$ ).



Zmiana prędkości ośrodka o  $\Delta v_{xoi}$  spowoduje, że prędkość pól wywołanych przyczynami zewnętrznymi ( $E_o, D_o$ ) i ( $H_o, B_o$ ) w ośrodku wyniesie:

$$u_{xi} = -c \cdot th \frac{\Delta v_{xoi}}{c} \quad 28.$$

Zgodnie z zależnościami (20, 21, 26, 27) pola te ulegną zmianie i będą określone zależnościami:

$$D_{xi} = D_{xo} \quad 29. \text{ a)}$$

$$D_{yi} = D_{yo} \cdot ch \frac{\Delta v_{xoi}}{c} \quad \text{b)}$$

$$D_{zi} = D_{zo} \cdot ch \frac{\Delta v_{xoi}}{c} \quad \text{c)}$$

$$B_{xi} = B_{xo} \quad \text{d)}$$

$$B_{yi} = B_{yo} \cdot ch \frac{\Delta v_{xoi}}{c} \quad \text{e)}$$

$$B_{zi} = B_{zo} \cdot ch \frac{\Delta v_{xoi}}{c} \quad \text{f)}$$

Tak obliczone pola będąc w ruchu (względem ośrodka) zaindukują dodatkowe pola ( $\Delta E, \Delta B$ ):

$$\Delta E_{xi} = u_{xi} \cdot B_{yi} - u_{yi} \cdot B_{xi} = 0 \quad 30. \text{ a)}$$

$$\Delta E_{yi} = u_{xi} \cdot B_{zi} - u_{zi} \cdot B_{xi} = u_{xi} \cdot B_{zi} \quad \text{b)}$$

$$\Delta E_{zi} = u_{yi} \cdot B_{xi} - u_{xi} \cdot B_{yi} = -u_{xi} \cdot B_{yi} \quad \text{c)}$$

$$\Delta H_{xi} = u_{yi} \cdot D_{zi} - u_{zi} \cdot D_{yi} = 0 \quad \text{d)}$$

$$\Delta H_{yi} = u_{xi} \cdot D_{zi} - u_{zi} \cdot D_{xi} = -u_{xi} \cdot D_{xi} \quad \text{e)}$$

$$\Delta H_{zi} = u_{xi} \cdot D_{yi} - u_{yi} \cdot D_{xi} = u_{xi} \cdot D_{xi} \quad \text{f)}$$

Wypadkowe pola ( $E_i, D_i$ ) oraz ( $H_i, B_i$ ) otrzymamy sumując odpowiednio pola dane wyrażeniami (29.) z polami danymi wyrażeniami (30.). W wyniku takiego sumowania otrzymujemy

$$E_{xi} = E_{xo} \quad 31. \text{ a)}$$

$$E_{yi} = E_{yo} \cdot ch \frac{\Delta v_{xoi}}{c} - c \cdot B_{zo} \cdot sh \frac{\Delta v_{xoi}}{c} \quad \text{b)}$$

$$E_{zi} = E_{zo} \cdot ch \frac{\Delta v_{xoi}}{c} + c \cdot B_{yo} \cdot sh \frac{\Delta v_{xoi}}{c} \quad \text{c)}$$

$$H_{xi} = H_{xo} \quad \text{d)}$$

$$H_{yi} = H_{yo} \cdot ch \frac{\Delta v_{xoi}}{c} + c \cdot D_{zo} \cdot sh \frac{\Delta v_{xoi}}{c} \quad \text{e)}$$

$$H_{zi} = H_{zo} \cdot ch \frac{\Delta v_{xoi}}{c} - c \cdot D_{yo} \cdot sh \frac{\Delta v_{xoi}}{c} \quad \text{f)}$$

Po przyjęciu oznaczeń

$$\beta = th \frac{\Delta v_{xoi}}{c} \quad 32. a)$$

$$\gamma \rightarrow ch \frac{\Delta v_{xoi}}{c} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad b)$$

zależności (31.) przyjmą postać

$$E_{xi} = E_{xo} \quad 33. a)$$

$$E_{yi} = \gamma (E_{yo} - c \cdot \beta \cdot B_{zo}) \quad b)$$

$$E_{zi} = \gamma (E_{zo} + c \cdot \beta \cdot B_{yo}) \quad c)$$

$$H_{xi} = H_{xo} \quad d)$$

$$H_{yi} = \gamma (H_{yo} + c \cdot \beta \cdot D_{zo}) \quad e)$$

$$H_{zi} = \gamma (H_{zo} - c \cdot \beta \cdot D_{yo}) \quad f)$$

Zależności (31.) i (33.) stanowią szukane wzory transformacyjne dla pola elektromagnetycznego.

Pola opisywane przez ww. wzory transformacyjne są w spoczynku względem ośrodka, w którym występują. Pola  $(E_o, D_o, H_o, B_o)$  są polami przy prędkości ośrodka  $v_o$ , zaś pola  $(E_i, D_i, H_i, B_i)$  przy prędkości  $v_i$ . Przyrost prędkości nastąpił w kierunku osi  $X$  i wynosi  $\Delta v_{xoi}$ .

Zależności (33.) różnią się od analogicznych równań wg teorii względności interpretacją fizyczną i współczynnikiem  $\beta$ . W równaniach wg teorii względności współczynnik  $\beta$  wynosi

$$\beta = \frac{v}{c} \quad 34.$$

W równaniu (32.) zawsze spełniony jest warunek

$$-1 \leq \beta \leq 1 \quad 35.$$

zaś w zależnościach (19, 23, 25)  $u_{xi}, u_{yi}, u_{zi}$ , przybierają zawsze takie wartości, że spełniona jest nierówność

$$u_{xi}^2 + u_{yi}^2 + u_{zi}^2 \leq c^2 \quad 36.$$

W tym względzie równania transformacyjne otrzymane drogą rozumowania klasycznego mają takie same właściwości jak analogiczne równania wg teorii względności.

Jako ciekawostkę należy w tym miejscu podać, że w podobny sposób jak dla pól elektromagnetycznych, można w oparciu o klasyczny tok rozumowania wyprowadzić wzory transformacyjne opisujące mechanikę ciał próbnych. Otrzymane w ten sposób wzory transformacyjne różnią się od analogicznych wzorów wg teorii względności tylko interpretacją fizyczną i współczynnikiem  $\beta$ , który w tym przypadku przyjmuje postać (32. a).

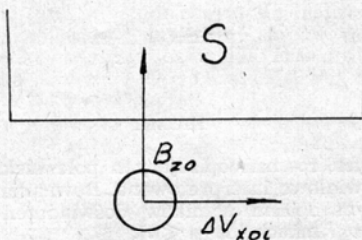
Po przyjęciu otrzymanych drogą klasycznego toku rozumowania równań transformacyjnych, interpretacja wyników doświadczeń Michelsona-Morleya, Fizeau, Troutona i Noble'a, zjawiska aberracji astronomicznej itp. nie napotyka na trudności.

Celem rozważań było wykazanie, że istnieje możliwość wyprowadzenia równań transformacyjnych w oparciu o klasyczny tok rozumowania. O tym, czy otrzymane równania poprawnie opisują rozpatrywane pola, przesądzić muszą wyniki eksperymentów. Wszystkie dotychczasowe doświadczenia, które potwierdzały poprawność wzorów wg teorii względności, dowodzą również zależności wyprowadzonych w toku powyższych rozważań.

PRZYKŁADY ZASTOSOWANIA KLASYCZNYCH WZORÓW  
TRANSFORMACYJNYCH DLA PÓL ELEKTROMAGNETYCZNYCH

Niech pod biegunem magnetycznym znajduje się w spoczynku (względem bieguna) pręt (rys. 4), w którym indukcja magnetyczna  $B_0$  (wywołana oddziaływaniem bieguna) wynosi

$$B_0 = B_{z0} \tag{37.}$$



Rys. 4. Ilustracja do przykładu zastosowania klasycznych wzorów transformacyjnych dla pól elektromagnetycznych.

Gdy prędkość pręta (względem bieguna) będzie wynosić  $\Delta v = \Delta v_{x0t}$ , wówczas w pręcie tym będą występować dwa pola: elektryczne i magnetyczne (w spoczynku względem pręta), przy czym:

$$B_{zt} = B_{z0} \cdot ch \frac{\Delta v_{x0t}}{c} \tag{38. a)}$$

$$E_{yt} = -c \cdot B_{z0} \cdot sh \frac{\Delta v_{x0t}}{c} \tag{b)}$$

Znając pole  $B_{z0}$  i prędkość  $\Delta v_{x0t}$ , z wzorów transformacyjnych obliczyliśmy pola  $B_{zt}$  i  $E_{yt}$ . Możemy również postąpić odwrotnie. Znając pola  $B_{zt}$  i  $E_{yt}$  w pręcie poruszającym się (względem bieguna) z prędkością  $\Delta v_{x0t}$ , możemy obliczyć pola  $B_{z0}'$ ,  $E_{y0}'$  w pręcie po jego zatrzymaniu:

$$B'_{z0} = B_{zt} \cdot ch \frac{\Delta v_{x10}}{c} - c \cdot \mu \cdot \epsilon \cdot E_{yt} \cdot sh \frac{\Delta v_{x10}}{c} \tag{39. a)}$$

$$E'_{y0} = E_{yt} \cdot ch \frac{\Delta v_{x10}}{c} - c \cdot B_{zt} \cdot sh \frac{\Delta v_{x10}}{c} \tag{b)}$$

Biorąc pod uwagę (37; 38) otrzymujemy

$$B'_{z0} = B_{z1} \cdot ch \frac{\Delta v_{x0i}}{c} + c \cdot \mu \cdot \varepsilon E_{y1} \cdot sh \frac{\Delta v_{x0i}}{c} = B_{z0} \cdot ch^2 \frac{\Delta v_{x0i}}{c} - \quad 40. a)$$

$$- c^2 \cdot \mu \cdot \varepsilon \cdot B_{z0} \cdot sh^2 \frac{\Delta v_{x0i}}{c} = B_{z0} \cdot \left( ch^2 \frac{\Delta v_{x0i}}{c} - sh^2 \frac{\Delta v_{x0i}}{c} \right) = B_{z0}$$

$$E'_{y0} = E_{y1} \cdot ch \frac{\Delta v_{x0i}}{c} + c \cdot B_{z1} \cdot sh \frac{\Delta v_{x0i}}{c} = \quad b)$$

$$= -c \cdot B_{z0} \cdot ch \frac{\Delta v_{x0i}}{c} \cdot sh \frac{\Delta v_{x0i}}{c} + c \cdot B_{z0} \cdot ch \frac{\Delta v_{x0i}}{c} \cdot sh \frac{\Delta v_{x0i}}{c} = 0$$

Dla przypadku gdy  $\Delta v_{x0i} \ll c$  możemy przyjąć

$$ch \frac{\Delta v_{x0i}}{c} \cong 1 \quad 41. a)$$

$$sh \frac{\Delta v_{x0i}}{c} \cong \frac{\Delta v_{x0i}}{c} \quad b)$$

#### WNIOSKI

1. Treść klasycznych równań opisujących pole elektromagnetyczne nie zawsze jest prawidłowo interpretowana. Równania te są przede wszystkim ilościowym opisem wyników doświadczeń przeprowadzonych w określonych warunkach ( $\Delta v_{x0i} \ll c$ ).
2. Stosując metodę rekurencyjną można wyprowadzić wzory transformacyjne wektorów pola elektromagnetycznego w poruszających się z dowolną prędkością ośrodkach. Postać wzorów transformacyjnych tak otrzymanych jest podobna do odpowiadających im wzorów wg teorii względności. Podobieństwo to ma znaczenie formalne. Interpretacja tych wzorów jest inna. Otrzymane wzory transformacyjne opisują pola elektromagnetyczne w ruchomych ośrodkach, pola, które są obiektywną rzeczywistością i nie zależą od ruchu obserwatorów.
3. Należy opisywać zjawiska fizyczne rzeczywiście zachodzące w danym ośrodku, nie zaś to, co zaobserwuje ten czy inny obserwator. Taki opis jest opisem obiektywnie istniejącej rzeczywistości. Nie ma uzasadnionej potrzeby wprowadzania do opisu zjawisk fizycznych czynnika subiektywnego, w postaci sformułowań, jak np.: „...obserwator w układzie nieruchomym stwierdza istnienie prądu nawet w przypadku, gdy obserwator ruchomy widzi  $I_z = 0$ ...”, „Obserwator w  $S$  wnioskuje więc, że zegar w spoczynku w  $S'$  biegnie wolniej...”, „Dla obserwatora w układzie  $F'$  naładowane „kwadraty” nie są już kwadratami”.