J. LAUB.

PRZYCZYNKI DO ELEKTRODYNAMIKI CIAŁ PORUSZAJĄCYCH SIĘ.

(CONTRIBUTION À L'ELECTRODYNAMIQUE DES CORPS EN MOUVEMENT).

I.

Elektrodynamika Hertza podlega prawom Mechaniki Newtonowskiej; w szczególności stosują się w niej postulaty działania i przeciwdziałania oraz ruchu względnego. Teorya ta nie obejmuje jednak wszystkich znanych obecnie zjawisk elektromagnetycznych. Zasada Dopplera, aberacya światła nie znajdują dostatecznego wyjaśnienia w Elektrodynamice Hertza, a przedewszystkiem stanowi dla niej znane doświadczenie, wykonane przez Fizeau'a trudność, której nie może pokonać. Prędkość światła, mierzona przez Fizeau'a w wodzie płynącej, a później przez Michelsona[1]) i Morley'a, nie jest równa prędkości światła w wodzie, będącej w spoczynku, powiększonej o prędkość postępową wody. Jak wiadomo, prędkość światła w wodzie poruszającej się daje wzór:

$$\omega = \frac{c}{n} \pm v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right),$$

w którym c oznacza prędkość światła w próżni, n spółczynnik załamania wody, a v stałą prędkość postępową wody; $1 - \frac{1}{n^2}$ jest to tak zwany

[1]) Michelson and Morley: American Journal of Science, p. 377, 1886.

„spółczynnik Fresnela“. Według Hertza prędkość względna światła względem poruszającej się materyi powinna być niezależna od prędkości ruchu.

Doświadczenie Fizeau'a było niezawodnie powodem, dla którego H. A. Lorentz[1]) postanowił na czele Elektrodynamiki ciał poruszających się hypotezę, że eter znajduje się w bezwzględnym spoczynku. Eter przenika, według Lorentza, wszelką materyę. Eter spoczywa także wewnątrz poruszającej się materyi; przebieg zjawisk optycznych w ciele, będącem w ruchu, jest zupełnie inny, niż w ciele spoczywającem, bo ruch zmienia tylko część polaryzacyi elektrycznej, tkwiącą w materyi. Można powiedzieć: według Lorentza istota zjawiska tkwi nietylko w poruszającej się materyi, lecz także w spoczywającym zawsze eterze.

Ze stanowiska Lorentza łatwo otrzymuje się teoryę aberacyi, zasadę Dopplera, spółczynnik Fresnela i t. d. Natomiast napotykamy inne trudności, których nie mamy w Elektrodynamice Hertza. Jeżeli w rzeczywistości Ziemia porusza się w oceanie eteru, to należałoby się spodziewać, że można będzie stwierdzić w pracowni za pomocą doświadczeń elektrycznych lub optycznych ruch i kierunek ruchu Ziemi. W badaniu teoretycznem tych kwestyj idzie zawsze o wielkość $\frac{v}{c}$ lub potęgi wyższe tego ułamka (v=prędkość Ziemi). Okazuje się, że co się tyczy wielkości rzędu pierwszego $\frac{v}{c}$, to już pierwotna teorya Lorentza wyklucza widoczny wpływ ruchu Ziemi na zjawiska optyczne, pochodzące ze źródeł świetlnych, znajdujących się na kuli ziemskiej. Inaczej ma się rzecz, jeżeli uwzględniamy wielkości $\frac{v^2}{c^2}$.

Jakkolwiek są to bardzo małe wielkości, to jednak pewne zjawiska interferencyjne powinnyby, według teoryi Lorentza, dać poznać ruch Ziemi. Do tego rodzaju doświadczeń należy przedewszystkiem doświadczenie interferencyjne, wykonane przez Michelsona[2]). Według teoryi Michelson musiałby otrzymać przesunięcie prążków interferencyjnych o 0,37 odstępu prążka, podczas gdy w rzeczywistości otrzymał tylko 0,02. Celem wytłómaczenia wyniku ujemnego doświadczeń Michelsona,

[1]) H. A. Lorentz: Versuch einer Theorie d. elektr. u. opt. Erscheinungen in bewegten Körpern. 1895.

[2]) A. Michelson: American Journal of Science, p. 120, 1881. Michelson und Morley: Phil. Mag. p. 449, 1887.

wprowadza Lorentz już w podstawowej pracy: „Versuch einer Theorie der elektr. und opt. Erscheinungen“ tak zwaną hypotezę kontrakcyjną, na podstawie której ciała doznają skurczenia w kierunku ruchu Ziemi w stosunku $1:k\left(k^2=\frac{c^2}{c^2-v^2}\right)$ tak, że punkty, które w przypadku spoczywającej Ziemi leżałyby na kuli, leżą na ziemi, będącej w ruchu, na elipsoidzie.

Pytaniem, czy według teoryi elektronów należy oczekiwać wyniku ujemnego doświadczeń Michelsona w przypadku, gdy światło rozchodzi się w dowolnym dielektryku, zajmuje się Lorentz w ostatniej pracy p. t. „Electromagnetic phenomena in a system moving with any velocity smaller than that of light“ (Acad. van Wetensch. te Amsterdam, 1904). Lorentz rozszerza w tej pracy hypotezę kontrakcyjną na elektrony, cząsteczki i polaryzacyę elektryczną, i dochodzi do wyniku, że ruch Ziemi nie może nigdy wywrzeć wpływu na zjawiska optyczne i elektryczne. Hypotezy Lorentza nie dopuszczają również wpływu ruchu Ziemi na kierunek promienia względnego, jak i na zjawiska interferencyjne przy użyciu ciał, załamujących światło. Tem tłómaczy się wynik ujemny doświadczeń Rayleigha[1]) i Brace'a[2]), które dążą do wykrycia podwójnego załamania rzędu $\frac{v^2}{c^2}$.

Lorentz wychodzi z równań, odnoszących się do układu spółrzędnych, poruszającego się ze stałą prędkością v w kierunku dodatnim osi x. W równaniach tych występują jako zmienne niezależne prawdziwe spółrzędne x, y, z i czas ogólny t. Jeżeli się wprowadza nowe spółrzędne

$$x'=kx\,,\quad y'=y\,,\quad z'=z$$

układu pomocniczego Σ', który powstaje z badanego, poruszającego się układu Σ, gdy pomnożymy wymiary równoległe osi x przez k, jeżeli następnie wprowadzimy tak zwany „czas miejscowy“, określony równaniem:

$$t'=\frac{1}{k}t-k\frac{v}{c^2}x\,,$$

to w takim razie równania Lorentza dla ciał poruszających się przybierają postać równań dla ciał spoczywających z tą różnicą, że jako zmienne niezależne występują x', y', z', t'.

Co się tyczy teoryi Lorentza, jest ona, o ile mi się zdaje, pod trzema względami niezadawalająca:

[1]) Lord Rayleigh: Phil. Mag. 4, p. 678, 1902.

[2]) D. B. Brace: Phil. Mag. 7, p. 317, 1904.

1) Czas miejscowy t' jest symbolem matematycznym, którego znaczenie fizyczne jest bardzo niejasne.

2) Powody, nie dopuszczające wpływu ruchu Ziemi na zjawiska optyczne rzędu $\frac{v}{c}$ i $\frac{v^2}{c^2}$ są zupełnie różne, co się wydaje sztucznem.

3) Między Elektrodynamiką Lorentza a Mechaniką Newtona zachodzi pewna asymetrya.

Jak wiadomo[1]), siły ektromagnetyczne, działające tylko na ciała materyalne, nie podlegają postulatowi działania i przeciwdziałania.

Musiano się zatem zapytać, czy hypoteza eteru jest niezbędną podstawą Elektrodynamiki, czy ona odpowiada istocie zjawisk, czy też raczej zjawiska elektrodynamiczne zależą tylko od ruchu względnego i położenia względnego.

Z tego punktu widzenia wychodzi A. Einstein[2]), który na czele Fizyki stawia zasadę względności i zasadę stałej prędkości światła. Zasady te brzmią:

1) Prawa, według których zmieniają się stany w układach fizycznych, są niezależne od tego, czy stany te odnosimy do układu spółrzędnych, będącego w spoczynku, czy też do układu, będącego w jednostajnym ruchu postępowym.

2) Każdy promień światła porusza się w układzie, będącym w spoczynku z określoną prędkością c niezależnie od tego, czy promień ten pochodzi od ciała spoczywającego lub poruszającego się[3]).

W Elektrodynamice Einsteina musimy zawsze uwzględniać przy badaniu ciał poruszających się dwa układy: układ w „spoczynku" i układ w „ruchu". Zasada względności i stałości ruchu światła prowadzi do tego, że pojęciu równoczesności nie należy przypisać znaczenia bezwzględnego. Dwa zegary, które w jednym układzie są synchroniczne, badane w układzie poruszającym się względem danego z prędkością jednostajną v, nie biegną synchronicznie. Można także powiedzieć: Pomyślmy sobie, że w dwóch bardzo odległych od siebie punktach przestrzeni umieszczeni są obserwatorowie, którzy wykonywają kryteryum Einsteina dla synchronicznego biegu dwóch zegarów i znajdują, że zegary biegną synchronicznie. W tym przypadku można mówić o układzie spoczywającym. Może się jednak zdarzyć, że te same zegary, badane w innym układzie, nie biegną już synchronicznie, w takim razie obserwatorowie będą mówili o „widocznym ruchu".

---

[1]) Porówn. H. Poincaré, Arch Néerland. (2) 5, p. 252, 1900.
[2]) A. Einstein: Ann. d. Physik. Bd. 17, p. 895, 1905.
[3]) Zasada ta zawarta już jest w równaniach Maxwella.

Oba układy (spoczywający i poruszający się) są zupełnie identyczne, nie przypisuje się im szczególnych własności. Można je ze sobą zmieniać, w każdym układzie byłby dla nas bieg zjawisk zupełnie równy. Moglibyśmy tak samo mówić o układzie I i II i dla krótkości będziemy też w ciągu dalszym rozróżniali układ I i II. Modyfikacye zachodzą dopiero wtedy, jeżeli badamy związki między układami. Bezwzględny spoczynek przestrzeni nie gra w Elektrodynamice względnej żadnej roli, nie przypisujemy też punktom próżni wektorów prędkości. Przez wprowadzenie bezwładności energii zasada działania i przeciwdziałania stosuje się i do sił elektromagnetycznych, które działają tylko na ciała materyalne. Słowem: pojmowanie zjawisk jest w Elektrodynamice względnej zupełnie inne, niż u Lorentza.

Jak wiadomo, otrzymuje Einstein w pracy p. t. „Zur Elektrodynamik bewegter Körper" równania transformacyjne dla czasu i spółrzędnych, które nam podają, jaki czas, względnie jaką długość mierzy obserwator w układzie I (w spoczynku), jeżeli zegary i miary znajdują się w układzie II. Za pomocą równań transformacyjnych otrzymuje Einstein w bardzo prosty sposób równania Lorentza i rozwiązanie wielu zagadnień z Optyki ciał poruszających się. Badania Einsteina wykonane są w próżni i dotychczas wszystkie jego wyniki ważne są tylko w próżni.

Wobec tego stanu rzeczy uważałem za rzecz ważną zbadać:

1) Jak się przedstawia teorya doświadczenia Fizeau'a ze stanowiska Elektrodynamiki względnej?

2) Czy i w jaki sposób można otrzymać równania transformacyjne w materyi?

3) Jaki jest stosunek Elektrodynamiki względnej do Elektrodynamiki Lorentza?

4) Równania Maxwella i Lorentza dla ciał poruszających się w dowolnym izotropowym ośrodku z uwzględnieniem przewodnictwa elektrycznego (doświadczenia Eichenwalda, Wilsona, siły ponderomotoryczne i t. d.). Kwestyami temi zajmiemy się w następujących rozdziałach.

II.

Przy przejściu do materyi nie przyjmujemy, że równania Einsteina, otrzymane w próżni, są niezależne od rodzaju zagadnienia. Definicya równoczesności, wykonana przez Einsteina dowolnie w próżni, należy bowiem do podstaw, z których Einstein otrzymuje równania transformacyjne; wyniki, otrzymane w próżni, nie są a priori ważne w dowolnej materyi.

Niechaj w dwóch odległych punktach a i b układu I umieszczeni będą obserwatorowie z potrzebnemi zegarami i miarami. Obserwatorowie mają za zadanie wykonać kryteryum Einsteina dla synchronicznego biegu dwóch zegarów. Oznaczmy przez t_a czas, w którym promień światła odchodzi od a do b, przez t_b czas, w którym promień zostaje odbity w b w kierunku ku a, przez t'_a czas, w którym promień przybywa znowu do a. W takim razie mamy dla synchronicznego biegu dwóch zegarów równanie charakterystyczne:

$$t_b - t_a = t'_a - t_b.$$ [1])

Oznaczając przez r bezwzględną wartość odległości między a i b, przez c prędkość światła w ośrodku normalnym (próżnia), mamy z doświadczenia:

$$\frac{2r}{t'_a - t_a} = c.$$

Niech będzie oprócz tego dany układ II, który znajduje się w jednostajnym ruchu postępowym względem układu I; niech v oznacza wartość bezwzględną prędkości, z którą porusza się układ II w kierunku rosnącego x układu I. Wówczas dwa zegary, które, obserwowane w układzie I, uchodzą za synchroniczne, badane w układzie II nie będą więcej biegły synchronicznie, i odwrotnie: dwa zegary, które w układzie II biegną synchronicznie, badane w I nie są więcej synchroniczne. Równanie (1) nie zachodzi już; mamy raczej:

$$t_b - t_a = \frac{r}{c-v}\,; \quad t'_a - t_b = \frac{r}{c+v}\,.$$

Oznaczając różnicę $t_b - t_a$ przez t_1, a różnicę $t'_a - t_b$ przez t_2, otrzymujemy:

$$t_1 - t_2 = \frac{2v}{c^2 - v^2}\,. \tag{1}$$

Dotychczas[1]) nasze spostrzeżenia wykonane były w ośrodku normalnym, którego spółczynnik załamania jest równy jedności. Niech teraz, zarówno układ I, jak i układ II wypełniony będzie ośrodkiem jednorodnym o spółczynniku załamania, równym n. Przyjmujemy, że równania Maxwella można jeszcze także stosować i do dielektryku; w takim razie można ściśle wyznaczyć prędkość[3]), z którą promień światła rozchodzi się w materyi.

[1]) A. Einstein, l. c.

[2]) Porów. J. Laub: Ann. d. Phys. 23, p. 740, 1907.

[3]) Porów. M. Cantor. Wien. Ber. 116, 1907.

W zasadzie możemy w danym ośrodku wykonać kryteryum Einsteina dla synchronicznego biegu dwóch zegarów i otrzymujemy równanie:

$$t_b - t_a = t'_a - t_b. \tag{2}$$

Przy porównaniu układu I z układem II żądamy, by różnica (1) była niezależna od ośrodka, znajdującego się między zegarami, czyli innemi słowy nasz postulat orzeka: bieg dwóch jednakowych zegarów, umieszczonych w różnych miejscach przestrzeni, zależy tylko od ruchu względnego badacza względem zegarów, natomiast bieg zegarów jest zupełnie niezależny od znajdującego się między nimi ośrodka. Otrzymujemy w ten sposób równania:

$$\left\{\begin{aligned} t_b - t_a &= \frac{1}{c'-v}\,, \\ t'_a - t_b &= \frac{1}{c''+v}\,; \end{aligned}\right. \tag{3}$$

i

$$\frac{1}{c'-v} - \frac{1}{c''+v} = \frac{2v}{c^2-v^2}\,, \tag{4}$$

przyczem c' oznacza prędkość światła w ośrodku o spółczynniku załamania n, jeśli promień porusza się w kierunku dodatnim osi x, c'' zaś prędkość światła w tym samym ośrodku dla ruchu w kierunku ujemnym. Wielkości c' i c'' uważamy tymczasowo za nieznane funkcye wielkości v i n, które związane są z sobą za pomocą równania (4).

Dla otrzymania związku, zachodzącego między spółrzędnemi x, y, z i t układu I a wartościami ξ, η, ζ, τ w układzie II, postępujemy analogicznie, jak Einstein w próżni. Jeżeli położymy

$$x' = x - vt,$$

to jasną jest rzeczą, że do punktu, spoczywającego w układzie II, należy określony układ wartości x', y, z niezależnie od czasu. Wyznaczymy najpierw τ jako funkcyę zmiennych t, x', y, z przez zastosowanie kryteryum równoczesności w układzie II.

Niech w początku układu II wysłany będzie w chwili τ_0 promień światła wzdłuż osi ξ do x', promień ten zostaje odbity w chwili τ_1 ku punktowi początkowemu, dokąd przybywa w chwili τ_2. W takim razie otrzymujemy równanie:

$$\frac{1}{2}(\tau_0 + \tau_2) = t,$$

albo, jeśli dołączymy argumenty funkcyi τ i zastosujemy zasadę stałej prędkości światła w układzie I, będzie:

$$
(5)\qquad \begin{cases} \frac{1}{2}\left[\tau(0,0,0,t)+t\left(0,0,0,\left\{t+\frac{x'}{c'-v}+\frac{x'}{c''+v}\right\}\right)\right] \\ \qquad =\tau\left(x',0,0,t+\frac{x'}{c'-v}\right). \end{cases}
$$

Jeżeli przyjmujemy, że x' jest nieskończenie małe, otrzymamy ze względu na równanie (4):

$$
\frac{1}{2}\left(\frac{1}{c'-v}+\frac{1}{c''+v}\right)\frac{\partial\tau}{\partial t}=\frac{\partial\tau}{\partial x'}+\frac{1}{c'-v}\frac{\partial\tau}{\partial t},
$$

albo:

$$
(6)\qquad \frac{\partial\tau}{\partial x'}+\frac{v}{c^2-v^2}\frac{\partial\tau}{\partial t}=0.
$$

Zastosujmy teraz te same rozumowania do osi η i ζ układu II. Promień światła porusza się zawsze wzdłuż tych osi, mierzony w układzie I, z prędkością

$$
\sqrt{c_1^2-v^2};
$$

przyczem rozumiemy przez c_1 nieznaną chwilowo funkcyę wielkości v i n. Jeżeli wykonamy ten sam rachunek, jak i przy osi ξ. otrzymamy:

$$
(7)\qquad \begin{cases} \frac{\partial\tau}{\partial y}=0, \\ \frac{\partial\tau}{\partial z}=0. \end{cases}
$$

Przyjmując dla prostoty, że w punkcie początkowym układu II dla $\tau=0$, staje się $t=0$ i całkując równania (6) i (7) z uwzględnieniem, że τ jest funkcyą liniową, mamy:

$$
\tau=\psi(v,n)\left(t-\frac{v}{c^2-v^2}x'\right).
$$

Ponieważ żądamy, by czas, mierzony przez obserwatora, był niezależny od ośrodka, w którym doświadczenie zostało wykonane, musi koniecznie τ być równe czasowi, znalezionemu przez Einsteina w próżni; musi zatem zachodzić równanie:

$$
\tau=\psi(v,n)\left(t-\frac{v}{c^2-v^2}x'\right)=a(v)\left(t-\frac{v}{c^2-v^2}x'\right),
$$

t. j.

$$
\psi=a.
$$

Dla otrzymania wielkości ξ,η,ζ żądamy, by światło zarówno w układzie II, mierzone przez obserwatora w układzie II, jak i w układzie I, mierzone przez obserwatora w układzie I, rozchodziło się zawsze z prędkością $\frac{c}{n}$. Jeżeli wysyłamy w chwili $\tau=0$ w kierunku rosnących ξ układu II promień światła, mamy:

$$
\xi=\frac{c}{n}\tau,
$$

albo

$$
(9)\qquad \xi=a(v)\frac{c}{n}\left(t-\frac{v}{c^2-v^2}x'\right).
$$

Promień ten, mierzony w układzie I, porusza się względem punktu początkowego układu II z prędkością $c'-v$, tak, że otrzymujemy:

$$
\frac{x'}{c'-v}=t.
$$

Równanie (9) przybiera zatem postać:

$$
(10)\qquad \xi=a(v)x'\frac{c}{n}\left(\frac{1}{c'-v}-\frac{v}{c^2-v^2}\right).
$$

Żądamy: Długość sztaby, mierzona przez obserwatora, zależy tylko od prędkości względnej obserwatora i sztaby, natomiast jest ona zupełnie niezależna od rodzaju ośrodka, w którym pomiar jest wykonany. Równanie (10) musi zatem być identyczne z równaniem, znalezionem przez Einsteina w próżni, t. j. musi być:

$$
(11)\qquad \xi=a(v)x'\frac{c}{n}\left(\frac{1}{c'-v}-\frac{v}{c^2+v^2}\right)=a(v)x'\frac{c^2}{c^2-v^2}.
$$

Obserwator, wykonywający kryteryum równoczesności w ośrodku o spółczynniku załamania n, znajduje zatem prędkość promienia światła, równą c', jeżeli pomiar odbywa się w układzie I. Obliczając c' z równania (11), otrzymujemy prędkość, mierzoną przez obserwatora:

$$
\frac{c}{c^2-v^2}=\frac{1}{n}\left(\frac{1}{c'-v}-\frac{2v}{c^2-v^2}\right),
$$

$$\frac{nc+v}{c^2-v^2}=\frac{1}{c'-v}$$

$$c'=\frac{c^2+nvc}{nc+v}=\frac{\frac{c}{n}+v}{1+\frac{v}{nc}},$$

albo

(12) $$c'=\frac{c}{n}+\left(1-\frac{1}{n^2}\right)\left\{v-\frac{v^2}{cn}+\dots\right\}.$$

W analogiczny sposób znajdujemy dla promienia światła, poruszającego się wzdłuż osi η:

$$\eta=\frac{c}{n}\tau=a(v)\,\frac{c}{n}\left(t-\frac{v}{c^2-v^2}x'\right),$$

przyczem

$$x'=0,$$

$$\frac{y}{\sqrt{c_1^{\,2}-v^2}}=t.$$

Mamy zatem:

$$\eta=a(v)\,\frac{c}{n}\cdot\frac{y}{\sqrt{c_1^{\,2}-v^2}}.$$

Ponieważ jednak długość, mierzona przez obserwatora, ma być niezależna od ośrodka, w którym wykonywamy pomiar, to η musi być równe η, znalezionemu przez E i n s t e i n a w próżni; musi zatem zachodzić równanie:

$$\eta=a(v)\,\frac{c}{n}\cdot\frac{y}{\sqrt{c_1^{\,2}-v^2}}=a(v)\,\frac{c}{\sqrt{c^2-v^2}}\,y.$$

Z równania tego możemy obliczyć prędkość c_1, mierzoną przez obserwatora i otrzymujemy:

$$\frac{1}{\sqrt{c_1^{\,2}-v^2}}=\frac{n}{\sqrt{c^2-v^2}},$$

$$n^2(c_1^{\,2}-v^2)=c^2-v^2,$$

$$c_1^{\,2}=\frac{c^2}{n^2}+v^2\left(1-\frac{1}{n^2}\right),$$

$$c_1=\sqrt{\frac{c^2}{n^2}+v^2\left(1-\frac{1}{n^2}\right)},$$

albo

(13) $$c_1=\frac{c}{n}+\frac{1}{2}\frac{v^2}{nc}(n^2-1)-\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{4}\frac{v^4}{nc^3}(n^2-1)^2+\dots$$

Zupełnie tak samo obliczamy i spółrzędną ζ. Otrzymujemy zatem i w dowolnym ośrodku równania transformacyjne:

(14a) $$\left\{\begin{aligned}
\xi&=a(v)x'\frac{c^2}{c^2-v^2}=\varphi(v)\frac{c}{\sqrt{c^2-v^2}}x',\\
\eta&=a(v)\frac{c}{\sqrt{c^2-v^2}}y=\varphi(v)y,\\
\zeta&=a(v)\frac{c}{\sqrt{c^2-v^2}}z=\varphi(v)z,\\
\tau&=a(v)\left(t-\frac{v}{c^2-v^2}x'\right)=\varphi(v)\cdot\frac{c}{\sqrt{c^2-v^2}}\left(t-\frac{v}{c^2}x\right).
\end{aligned}\right.$$

Z rachunku, przeprowadzonego przez E i n s t e i n a[1]), wynika, że $\varphi(v)=1$, tak, że mamy:

(14b) $$\left\{\begin{aligned}
\xi&=\frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}}\left(t-\frac{v}{c^2}x\right),\\
\eta&=y,\\
\zeta&=z,\\
\tau&=\frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}}\left(t-\frac{v}{c^2}x\right).
\end{aligned}\right.$$

Znaczenie fizyczne naszych rozważań jest jasne. Próżnia nie jest j e d y n e m m i e j s c e m, w którem musimy kalibrować nasze zegary i miary. W zasadzie można s t w i e r d z i ć w k a ż d y m o ś r o d k u z a l e ż n o ś ć b i e g u z e g a r ó w o d w z g l ę d n e g o r u c h u p r z y r z ą d ó w i o b s e r w a t o r a; przyrządy nasze podlegają zawsze równaniom (14). Jeżeli przenosimy zegary i miary, kalibrowane w ośrodku o spółczynniku załamania n_1 do innego o spółczynniku załamania n_2, otrzymujemy zawsze równania (14b), kontrolując przyrządy za pomocą kryteryum równoczesności, ponieważ obserwator mierzy zawsze prędkości c' i c_1, wyrażone przez równania (12) i (13).

[1]) A. E i n s t e i n l. c. p. 901, 1901.

Badania nasze dają równocześnie i spółczynnik F r e s n e l a, określony równaniem:

$$c' = \frac{c}{n} + v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)\left\{v - \frac{v^2}{cn} + \ldots\right\}.$$

Równanie to powiada nam: jeżeli światło rozchodzi się w „spoczywającym" dielektryku z prędkością $\frac{c}{n}$, to dla obserwatora, poruszającego się z prędkością jednostajną v, miarodajnem jest c'.

Widzimy, że można otrzymać spółczynnik F r e s n e l a b e z h y p o t e z y e t e r u. C i a ł o u n o s i z s o b ą ś w i a t ł o, a l e w ł a ś n i e d l a t e g o z e s t a n o w i s k a E l e k t r o d y n a m i k i w z g l ę d n e j m i e r z y m y c', a n i e $\frac{c}{n} + v$.

Równanie:

$$c_1 = \frac{c}{n} + \frac{1}{2}\frac{v^2}{nc}(n^2-1) - \frac{1}{2}\cdot\frac{1}{4}\frac{v^4}{nc^3}(n^2-1)^2 + \ldots$$

daje nam „nowy spółczynnik", ponieważ wyraża, jaką prędkość mierzy „spoczywający" obserwator, jeżeli światło rozprzestrzenia się prostopadle do kierunku ruchu materyi. Nie jest wykluczonem, że można będzie jeszcze doświadczalnie wyznaczyć wyraz $\frac{1}{2}\frac{v^2}{nc}(n^2-1)$.

III.

Równanie (12) powiada nam, jak obserwatorowi, poruszającemu się z prędkością v, przedstawia się promień światła, który, przychodząc od źródła „spoczywającego", rozchodzi się w ośrodku, będącym w spoczynku, albo: jak się przedstawia spoczywającemu obserwatorowi prędkość światła, które, przychodząc od źródła „poruszającego się" z prędkością v, rozchodzi się w ośrodku „poruszającym" się z tą samą prędkością v.

By otrzymać zupełnie ten sam przypadek, jak w doświadczeniu F i z e a u'a (źródło światła, obserwator w powietrzu w spoczynku, poruszający się dielektryk), musimy tylko w wyrazie $\frac{c}{n}$ równania (12) wprowadzić w n zamiast względnego okresu T' bezwzględny okres T, który odpowiada źródłu „spoczywającemu" w p o w i e t r z u. W tym celu zastosujemy zasadę D o p p l e r a w postaci, danej jej przez E i n s t e i n a. Zasada D o p p l e r a brzmi i w naszym przypadku:

$$T' = T\sqrt{\frac{1+\frac{v}{c}}{1-\frac{v}{c}}},$$

albo

$$T' = T\left(1 + \frac{v}{c} - \frac{1}{4}\frac{v^2}{c^2}\ldots\right).$$

Oznaczając przez N spółczynnik załamania „spoczywającego ośrodka" dla okresu bezwzględnego T, mamy:

$$n = N + \frac{\partial N}{\partial T}\cdot T\left(\frac{v}{c} - \frac{1}{4}\frac{v^2}{c^2}\ldots\right) = N + \frac{\partial N}{\partial \lambda}\cdot\lambda\left(\frac{v}{c}\ldots\right),$$

przyczem $\lambda = cT$ oznacza długość fali światła w próżni. Jeżeli w równaniu (12) uwzględnimy tylko wyrazy:

$$\frac{c}{n} + v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right),$$

otrzymamy:

$$c' = \frac{c}{N}\left(1 - \frac{\partial N}{\partial \lambda}\frac{\lambda}{N}\frac{v}{c}\right) + \frac{n^2-1}{n^2}v.$$

Jeżeli następnie wprowadzimy w wyrazie, zawierającym v, wartość przybliżoną $n = N$, otrzymuje się:

$$c' = \frac{c}{N} - \frac{\partial N}{\partial \lambda}\frac{\lambda}{N}\cdot\frac{v}{N} + v\,\frac{N^2-1}{N^2} = \frac{c}{N} + v\left(\frac{N^2-1}{N^2} - \frac{\partial N}{\partial \lambda}\cdot\frac{\lambda}{N^2}\right).$$

Wzór ten odpowiada prędkości, którą mierzymy w doświadczeniu F i z e a u'a.

(D. c. n.).

Würzburg, w styczniu 1908.