

Szczególna Teoria Eteru

z dowolnym skróceniem poprzecznym

Karol Szostek
Roman Szostek

www.ste.com.pl

© Copyright by Karol Szostek and Roman Szostek

Rzeszów
wrzesień 2016

Spis treści

1. WSTĘP	3
2. CZAS I DROGA PRZEPLYWU ŚWIATŁA W ETERZE.....	4
3. GEOMETRYCZNE WYPROWADZENIE OGÓLNEJ TRANSFORMACJI STE	5
4. TRANSFORMACJA PRĘDKOŚCI	9
5. PRĘDKOŚĆ ŚWIATŁA W PRÓŻNI DLA RUCHOMEGO OBSERWATORA.....	11
5.1. PIERWSZA ZALEŻNOŚĆ NA PRĘDKOŚĆ ŚWIATŁA.....	11
5.2. DRUGA ZALEŻNOŚĆ NA PRĘDKOŚĆ ŚWIATŁA	12
5.3. TRZECIA ZALEŻNOŚĆ NA PRĘDKOŚĆ ŚWIATŁA	13
6. PRZYKŁADY SZCZEGÓLNYCH TEORII ETERU.....	14
6.1. SZCZEGÓLNA TEORIA ETERU BEZ SKRÓCENIA POPRZECZNEGO	14
6.2. SZCZEGÓLNA TEORIA ETERU Z ABSOLUTNYM CZASEM	14
6.3. SZCZEGÓLNA TEORIA ETERU BEZ SKRÓCENIA PODŁUŻNEGO.....	15
7. WNIOSKI KOŃCOWE.....	15
BIBLIOGRAFIA.....	16

1. Wstęp

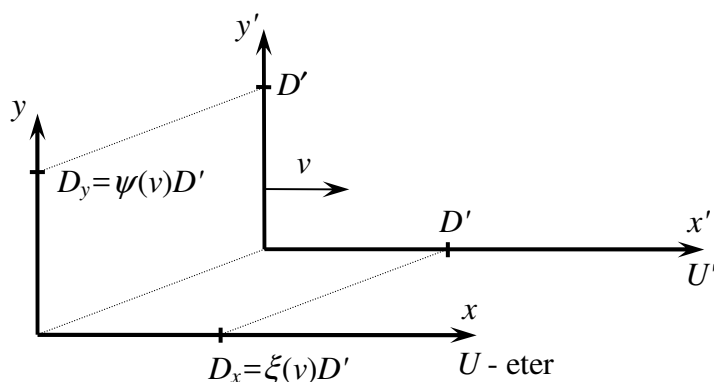
W Szczególnej Teorii Eteru eter jest uniwersalnym układem odniesienia, a nie substancją o fizycznych własnościach, jak rozumiano pojęcie eteru w klasycznych koncepcjach. W Szczególnej Teorii Eteru z dowolnym skróceniem poprzecznym przyjmujemy następujące założenia:

- I. Istnieje układ odniesienia względem którego prędkość światła w próżni ma tą samą wartość w każdym kierunku. Ten uniwersalny układ odniesienia nazywamy eterem.
- II. Średnia prędkość światła na drodze tam i z powrotem jest dla każdego obserwatora niezależna od kierunku propagacji światła. Wynika to z eksperymentu Michelson'a-Morley'a.
- III. Średnia prędkość światła na drodze tam i z powrotem nie zależy od prędkości obserwatora względem uniwersalnego układu odniesienia (eteru). Wynika to z eksperymentu Kennedy'ego-Thorndike'a.
- IV. W kierunku prostopadłym do kierunku prędkości ciała względem eteru następuje $\psi(v)$ krotne jego skrócenie, gdzie $\psi(v) > 0$ jest funkcją skrócenia poprzecznego zależna od prędkości v ciała względem eteru.
- V. Transformacja eter-układ jest liniowa.

W pracach [1], [2], [3] wyprowadziliśmy Szczególną Teorię Eteru dla powyższych założeń, ale tylko dla przypadku, gdy $\psi(v)=1$. W tej pracy przedstawiamy Szczególną Teorię Eteru z dowolnym skróceniem poprzecznym, w której założenie IV zostało uogólnione i funkcja $\psi(v)$ może mieć bardziej złożoną postać.

Wyprowadziliśmy ogólną postać transformacji pomiędzy eterem oraz układem inercjalny, dla dowolnej funkcji $\psi(v) > 0$ (rysunek 1). W ten sposób otrzymaliśmy całą klasę transformacji eter-układ, z których każda może posłużyć do utworzenia odrębnej teorii eteru. Każda z możliwych teorii będzie zgodna z eksperymentami Michelson'a-Morley'a oraz Kennedy'ego-Thorndike'a, gdyż teorie te spełniają założenia II oraz III.

Rozstrzygnięcie, która z możliwych teorii jest modelem rzeczywistości powinno być jednym z ważniejszych zadań przyszłej fizyki i prawdopodobnie będzie wymagało rozstrzygnięcia eksperymentalnego.



Rys. 1. Znaczenie parametru skrócenia poprzecznego $\psi(v)$ i wzdłużnego $\xi(v)$

Jeżeli $\psi(v)=1$, wtedy nie następuje skrócenie poprzeczne, czyli wszystkie długości prostopadłe do prędkości v , układu inercjalnego U' względem eteru U , mają taką samą wartość dla obserwatora z układu U' oraz dla obserwatora z eteru U . Jeżeli $\psi(v) < 1$, wtedy dla obserwatora nieruchomego względem eteru U , długości z układu U' prostopadłe do prędkości v są $\psi(v)$ razy

krótsze. Jeżeli $\psi(v) > 1$, wtedy dla obserwatora nieruchomego względem eteru U długości z układu U' prostopadłe do prędkości v są $\psi(v)$ razy dłuższe.

Długość równoległa do osi x oraz x' widziana z układu U' jako D' , jest widziana z układu U jako $\xi(v)D'$. Później okaże się, że dla przyjętych założeń funkcja skrócenia podłużnego $\xi(v)$ jest zależna od funkcji skrócenia poprzecznego $\psi(v)$. Dlatego nie przyjmujemy żadnych założeń na skrócenia podłużnego.

Jeżeli prędkość $v=0$, wtedy pomiary z układu U' muszą być identyczne jak z układu U . Zachodzi wtedy $D'_y = D_y = \psi(0)D'$. Na tej podstawie otrzymujemy ważną własność funkcji skrócenia poprzecznego

$$\psi(0) = 1 \quad (1)$$

2. Czas i droga przepływu światła w eterze

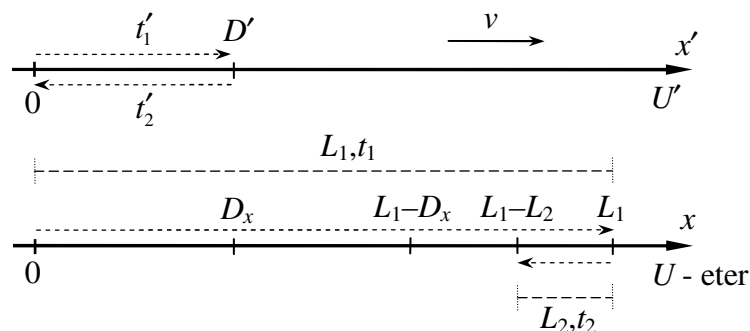
Rozpatrzmy układ inercjalny U' , który porusza się względem układu U związanego z eterem z prędkością v (rysunek 2). W układzie U' znajduje się zwierciadło w odległości D' od początku układu. Światło w eterze przemieszcza się ze stałą prędkością c . Z układu U' , z punktu $x'=0$ w czasie $t=0$, wysłano strumień światła w kierunku zwierciadła. Po dotarciu do zwierciadła, odbite światło porusza się w eterze w przeciwnym kierunku z prędkością o ujemnej wartości $-c$.

Przyjmujemy następujące oznaczenia dla obserwatora z eteru: t_1 jest czasem przepływu światła do zwierciadła, t_2 jest czasem powrotu światła do punktu wyjścia. L_1 oraz L_2 są drogami jakie pokonało światło w eterze w jednym i w drugim kierunku.

Gdy światło zmierza w kierunku zwierciadła, wtedy zwierciadło ucieka przed nim z prędkością v . Gdy światło wraca do punktu $x'=0$ po odbiciu się od zwierciadła, wtedy ten punkt wybiega mu naprzeciw z prędkością v . Dla obserwatora z układu U odległość D' równoległa do wektora prędkości v jest widziana jako D_x . Otrzymujemy

$$L_1 = D_x + v \cdot t_1, \quad L_2 = D_x - v \cdot t_2 \quad (2)$$

$$t_1 = \frac{L_1}{c} = \frac{D_x + v \cdot t_1}{c}, \quad t_2 = \frac{L_2}{c} = \frac{D_x - v \cdot t_2}{c} \quad (3)$$



Rys. 2. Czas i droga przepływu światła do zwierciadła oraz z powrotem

Zależności (3) należy rozwiązać ze względu na t_1 oraz t_2 . Otrzymujemy wówczas czas oraz drogę przepływu w eterze

$$\begin{aligned} t_1 &= \frac{D_x}{c - v}, & t_2 &= \frac{D_x}{c + v} \\ L_1 &= c \cdot t_1, & L_2 &= c \cdot t_2 \end{aligned} \quad (4)$$

3. Geometryczne wyprowadzenie ogólnej transformacji STE

W podrozdziale została wyprowadzona metodą geometryczną transformacja STE układ-eter. Została wykonana kompletna analiza geometryczna eksperymentu Michelson'a-Morley'a, która uwzględnia przepływ światła prostopadły oraz równoległy do kierunku ruchu układu U' .

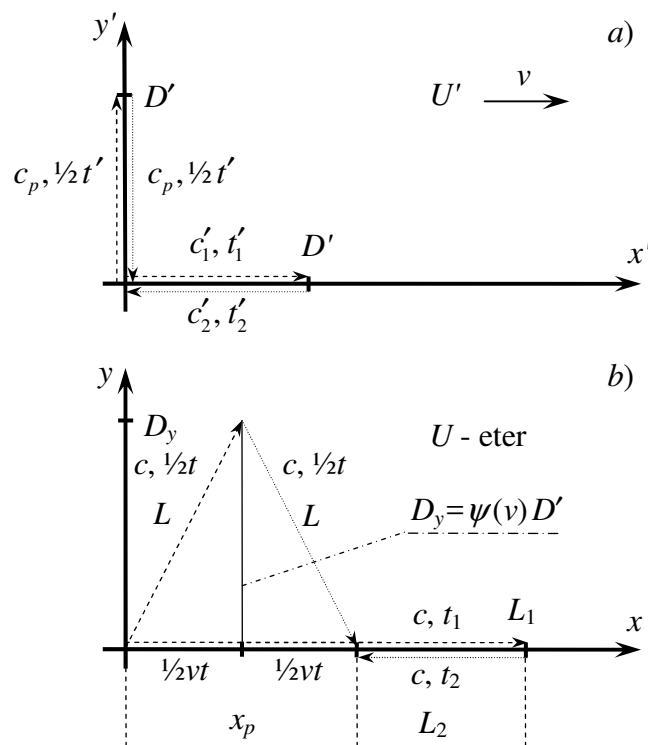
Przyjmujemy założenia od I do V wymienione we wstępie.

Zakładamy, że istnieje absolutny układ odniesienia – eter, w którym światło porusza się ze stałą prędkością c (założenie I).

Na rysunku 3 przedstawiono dwa układy. Układ U spoczywa w eterze, natomiast układ U' porusza się względem eteru ze stałą prędkością v . Osie x oraz x' leżą na jednej prostej. W chwili, gdy początki układów pokrywały się, zegary były zsynchronizowane i zerowane w obydwu układach. Zegary w układzie U związanym z eterem są synchronizowane metodą wewnętrzną, czyli na podstawie odległości zegarów oraz znanej prędkości światła, która w układzie U jest stała. Zegary w układzie U' są synchronizowane metodą zewnętrzną w taki sposób, że jeżeli zegar układu U wskazuje czas $t=0$, wtedy znajdujący się obok niego zegar układu U' także jest zerowany, czyli $t'=0$.

W układzie U' przeprowadzono eksperyment pomiaru prędkości światła w próżni prostopadle oraz równoległe do kierunku ruchu układu U' względem eteru. W każdym z tych kierunków światło przebywa drogę do zwierciadła i z powrotem. Na rysunku 3 w części *a*) zaprezentowano drogi przepływu światła widziane przez obserwatora z układu U' , natomiast w części *b*) widziane przez obserwatora z układu U .

Zakładamy, że średnia prędkość światła c_p na drodze do zwierciadła i z powrotem jest taka sama w układzie U' w każdym kierunku (założenie II). Zakładamy także, że średnia prędkość światła c_p na drodze do zwierciadła i z powrotem nie zależy od prędkości obserwatora względem eteru (założenie III).



Rys. 3. Drogi dwóch strumieni światła

a) widziane przez obserwatora z układu U' , b) widziane przez obserwatora z układu U

Zwierciadła są związane z układem U' i umieszczone w odległości D' od początku układu współrzędnych. Jedno zwierciadło znajduje się na osi x' , drugie na osi y' .

Zgodnie z założeniem IV odległość D' w układzie U' prostopadła do prędkości v ma dla obserwatora z eteru U wartość (skrócenie poprzeczne)

$$D_y = \psi(v)D' \quad (5)$$

Czas przepływu światła w układzie U , wzdłuż osi x , do zwierciadła oznaczono przez t_1 . Czas przepływu z powrotem oznaczono przez t_2 .

Czas przepływu światła w układzie U' , wzdłuż osi x' , do zwierciadła oznaczono przez t'_1 . Czas przepływu z powrotem oznaczono przez t'_2 .

Łączny czas oznaczono odpowiednio jako t oraz t' ($t=t_1+t_2$ oraz $t'=t'_1+t'_2$).

Strumień światła, poruszający się równoległe do osi y' , z punktu widzenia układu U porusza się po ramionach trójkąta równoramiennego o długościach L . Ponieważ prędkość światła w układzie U jest stała, dlatego czas przepływu wzdłuż obu ramion jest taki sam i wynosi $1/2t$.

W układzie U , strumień światła biegnący równoległe do osi x w kierunku zwierciadła pokonuje odległość L_1 w czasie t_1 . W drodze powrotnej pokonuje odległość L_2 w czasie t_2 . Odległości te są różne ze względu na ruch w eterze zwierciadła i punktu, z którego wysłano światła.

Obydwa strumienie światła wracają do punktu wyjścia w tym samym czasie, zarówno w układzie U oraz układzie U' . Wynika to z założenia II oraz z ustawienia zwierciadeł w tej samej odległości D' od punktu emisji światła.

Jeżeli dopuścimy, że średnia prędkość światła c_p w układzie U' , jest jakąś funkcją prędkości światła c w układzie U zależną od prędkości v , wówczas

$$c_p = f(v)c \quad (6)$$

Ponieważ z pomiarów wynika, że średnia prędkość światła jest taka sama dla różnych prędkości Ziemi względem eteru, dlatego $f(v_1)=f(v_2)$. Ponieważ $f(0)=1$, zatem $f(v)=1$ dla każdej prędkości v . Wynika stąd, że

$$c = c_p \quad (7)$$

Dla obserwatora z eteru U zachodzi

$$c = \frac{2L}{t} = \frac{L_1 + L_2}{t_1 + t_2} \quad (8)$$

Dla obserwatora z układu inercjalnego U' po uwzględnieniu (7) zachodzi

$$c = c_p = \frac{2D'}{t'_1 + t'_2} = \frac{2D'}{t'} \quad (9)$$

Z równania (8) można wyznaczyć drogę L , natomiast z równania (9) można wyznaczyć drogę D' . Otrzymujemy

$$L = \frac{ct}{2}; \quad D' = \frac{ct'}{2} \quad (10)$$

Prędkość układu U' względem absolutnego układu odniesienia U oznaczono przez v . Ponieważ x_p jest to droga, jaką układ U' przebędzie w czasie przepływu światła t , stąd

$$v = \frac{x_p}{t}; \quad x_p = vt \quad (11)$$

Korzystając z geometrii pokazanej na rysunku 3 oraz (5) i (11) można drogę L wyrazić jako

$$L = \sqrt{(1/2x_p)^2 + D_y^2} = \sqrt{(1/2vt)^2 + (\psi(v)D')^2} \quad (12)$$

Równanie (12) po podniesieniu do kwadratu i uwzględnieniu zależności (10) otrzyma postać

$$(1/2ct)^2 = (1/2vt)^2 + (1/2\psi(v)ct')^2 \quad (13)$$

Po uporządkowaniu otrzymamy

$$t^2(c^2 - v^2) = (\psi(v)ct')^2 \quad (14)$$

$$t = t' \frac{\psi(v)}{\sqrt{1 - (v/c_p)^2}} \quad \text{dla } x' = 0 \quad (15)$$

W powyższej zależności występują tylko czasy t oraz t' , które dotyczą pełnego przepływu światła do zwierciadła i z powrotem. Należy zwrócić uwagę na to, że są to czasy mierzone w punkcie $x'=0$. Ponieważ długość D' można dobrać tak, aby czas przepływu światła był dowolny, dlatego zależność (15) jest prawdziwa dla dowolnego czasu t' oraz odpowiadającego mu czasu t .

Długość D' związana z układem U' równoległa do osi x jest z punktu widzenia układu U widziana jako D_x . Korzystając z równań (4) otrzymujemy zależności na drogi przepływu światła w układzie U w obu kierunkach wzdłuż osi x'

$$L_1 = ct_1 = c \frac{D_x}{c - v}; \quad L_2 = ct_2 = c \frac{D_x}{c + v} \quad (16)$$

Z równań (16) można wyznaczyć sumę i różnicę dróg L_{p1} oraz L_{p2} , jakie światło przebyło w eterze

$$\begin{aligned} L_1 + L_2 &= D_x \frac{c}{c - v} + D_x \frac{c}{c + v} = 2D_x \frac{1}{1 - (v/c)^2}, \\ L_1 - L_2 &= D_x \frac{c}{c - v} - D_x \frac{c}{c + v} = 2D_x \frac{v}{c} \cdot \frac{1}{1 - (v/c)^2} \end{aligned} \quad (17)$$

Z drugiego równania można wyznaczyć drogę, jaką układ U' pokonał w połowie czasu przepływu światła $1/2t$, czyli

$$1/2x_p = 1/2vt = \frac{L_1 - L_2}{2} = D_x \frac{v}{c} \cdot \frac{1}{1 - (v/c)^2} \quad (18)$$

Ponieważ przyjęto, że w układzie U (eterze), prędkość światła c jest stała, dlatego obie drogi, jakie pokonuje światło $2L$ oraz $L_1 + L_2$ są takie same

$$2L = L_1 + L_2 \quad (19)$$

Po podstawieniu (12) oraz pierwszego równania (17) otrzymamy

$$2\sqrt{(1/2vt)^2 + (\psi(v)D')^2} = 2D_x \frac{1}{1 - (v/c)^2} \quad (20)$$

Po skróceniu przez 2 i podniesieniu do kwadratu oraz uwzględnieniu (18) otrzymamy

$$\left(D_x \frac{v}{c} \cdot \frac{1}{1 - (v/c)^2} \right)^2 + \psi^2(v)D'^2 = D_x^2 \left(\frac{1}{1 - (v/c)^2} \right)^2 \quad (21)$$

Czyli

$$\psi^2(v)D'^2 = D_x^2 \left(\frac{1}{1 - (v/c)^2} \right)^2 (1 - (v/c)^2) \quad (22)$$

$$D' = D_x \left(\frac{1}{1 - (v/c)^2} \right) \frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{\psi(v)} = D_x \frac{1}{\psi(v) \sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (23)$$

Otrzymujemy zależność na skrócenie długości w postaci (skrócenie wzdłużne)

$$D_x = \psi(v) \sqrt{1 - (v/c)^2} D' \quad (24)$$

W powyższej zależności występują długości D_x oraz D' , które są odległościami między zwierciadłami oraz punktem emisji światła. Ponieważ długość D' można dobrać dowolnie, dlatego zależność (24) jest prawdziwa dla dowolnych wartości D' .

Po wstawieniu (15) do (11) uzyskamy

$$x = vt' \frac{\psi(v)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad \text{dla} \quad x' = 0 \quad (25)$$

Przyjmujemy, że transformacja z inercjalnego układu U' do eteru U jest liniowa (założenie V). Jeśli do transformacji czasu i położenia (15), (25) dodać czynniki liniowe zależne od x' , wówczas uzyskamy transformację z niewiadomymi współczynnikami a, b

$$\begin{aligned} t &= t' \frac{\psi(v)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} + ax' \\ x &= vt' \frac{\psi(v)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} + bx' \end{aligned} \quad (26)$$

Transformacja (26) powinna obowiązywać dla dowolnego czasu oraz położenia. W szczególnym przypadku obowiązuje w chwili synchronizacji zegarów czyli, gdy $t=t'=0$ dla punktu o współrzędnych D' w układzie U' . W związku z tym wstawiamy do transformacji (26) $t=t'=0, x'=D'$ oraz $x=D_x$. Po uwzględnieniu (24) otrzymujemy

$$\begin{aligned} 0 &= aD' \\ \psi(v) \sqrt{1 - (v/c)^2} D' &= bD' \end{aligned} \quad (27)$$

Stąd otrzymamy współczynniki a oraz b

$$\begin{aligned} a &= 0 \\ b &= \psi(v) \sqrt{1 - (v/c)^2} \end{aligned} \quad (28)$$

Ostatecznie po wstawieniu (28) do (26) ogólna postać transformacji z dowolnego inercjalnego układu U' do układu U związanego z eterem, przyjmie postać

$$\begin{cases} t = \frac{\psi(v)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} t' \\ x = \frac{\psi(v)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} vt' + \psi(v) \sqrt{1 - (v/c)^2} \cdot x' \\ y = \psi(v) y' \\ z = \psi(v) z' \end{cases} \quad (29)$$

Po przekształceniu otrzymamy ogólną postać transformacji odwrotnej, czyli transformację z układu U związanego z eterem, do układu inercjalnego U'

$$\begin{cases} t' = \frac{\sqrt{1-(v/c)^2}}{\psi(v)} t \\ x' = \frac{1}{\psi(v)\sqrt{1-(v/c)^2}} (-vt + x) \\ y' = \frac{y}{\psi(v)} \\ z' = \frac{z}{\psi(v)} \end{cases} \quad (30)$$

Wyznaczone transformacje (29) oraz (30) są zgodne z eksperymentami Michelson'a-Morley'a oraz Kennedy'ego-Thorndike'a. Poniżej wykazemy, że z powyższych transformacji wynika, iż pomiar prędkości światła w próżni, przy pomocy stosowanych dotychczas metod, zawsze będzie dawał średnią wartość równą c . Tak się dzieje pomimo tego, że prędkość światła ma różną wartość w różnych kierunkach. W dotychczasowych pomiarach prędkości światła wyznaczana była tylko średnia prędkość światła, które przebywało drogę tam i z powrotem. Ta średnia prędkość jest zawsze stała i niezależna od inercjalnego układu odniesienia. Nigdy nie udało się zmierzyć prędkości światła w jedną stronę (prędkości chwilowej), nie ma więc eksperymentalnego dowodu, że jednokierunkowa prędkość światła jest stała.

4. Transformacja prędkości

Osie układu inercjalnego U' oraz układu U związanego z eterem ustalono tak, aby były do siebie równoległe (rysunek 4). Układ inercjalny porusza się z prędkością v równoległe do osi x oraz x' .

Różniczki z transformacji (30) mają postać

$$\begin{cases} dt' = \frac{\sqrt{1-(v/c)^2}}{\psi(v)} dt \\ dx' = \frac{1}{\psi(v)\sqrt{1-(v/c)^2}} (-vdt + dx) \\ dy' = \frac{1}{\psi(v)} dy \\ dz' = \frac{1}{\psi(v)} dz \end{cases} \quad (31)$$

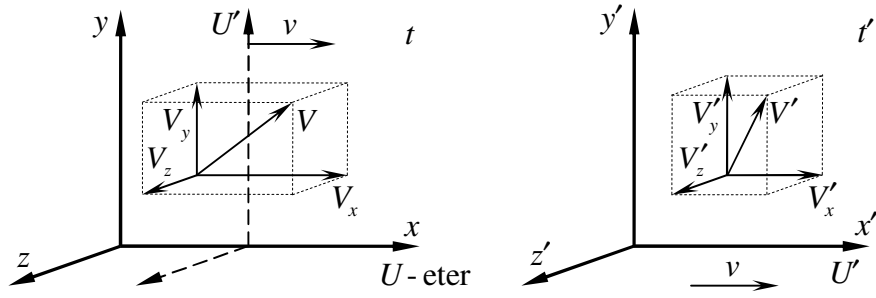
Z eteru U oraz układu inercjalnego U' obserwowane jest poruszające się ciało. Ma ono w eterze prędkość V natomiast w układzie inercjalnym ma prędkość V' . Składowe tych prędkości zostały przedstawione na rysunku 4.

Prędkość ciała w układzie eteru U można zapisać w postaci

$$V_x = \frac{dx}{dt}, \quad V_y = \frac{dy}{dt}, \quad V_z = \frac{dz}{dt} \quad (32)$$

Prędkość ciała w układzie inercjalnym U' można zapisać w postaci

$$V'_x = \frac{dx'}{dt'}, \quad V'_y = \frac{dy'}{dt'}, \quad V'_z = \frac{dz'}{dt'} \quad (33)$$



Rys. 4. Ruch widziany z eteru i układu inercyjnego

Do równań (33) wstawiamy różniczki (31). Otrzymujemy

$$\left\{ \begin{array}{l} V'_x = \frac{\frac{1}{\psi(v)\sqrt{1-(v/c)^2}}(-vdt + dx)}{\frac{\sqrt{1-(v/c)^2}}{\psi(v)} dt} \\ V'_y = \frac{1}{\psi(v)} \frac{dy}{\sqrt{1-(v/c)^2} dt} \\ V'_z = \frac{1}{\psi(v)} \frac{dz}{\sqrt{1-(v/c)^2} dt} \end{array} \right. \quad (34)$$

Czyli

$$\left\{ \begin{array}{l} V'_x = \frac{-v}{1-(v/c)^2} + \frac{1}{1-(v/c)^2} \frac{dx}{dt} \\ V'_y = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \frac{dy}{dt} \\ V'_z = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \frac{dz}{dt} \end{array} \right. \quad (35)$$

Na podstawie (32) otrzymujemy szukaną transformację prędkości

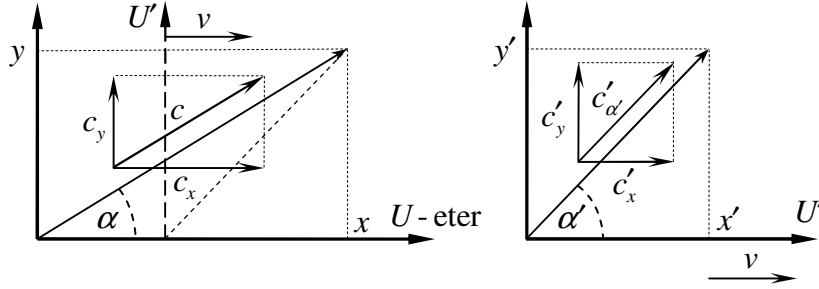
$$\left\{ \begin{array}{l} V'_x = \frac{V_x - v}{1-(v/c)^2} \\ V'_y = \frac{V_y}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \\ V'_z = \frac{V_z}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \end{array} \right. \quad (36)$$

Interesujące jest to, że otrzymana transformacja prędkości nie zależy od funkcji skrócenia poprzecznego $\psi(v)$.

5. Prędkość światła w próżni dla ruchomego obserwatora

W ogólnym przypadku przepływ światła odbywa się po drogach przedstawionych na rysunku 5. Osie układów współrzędnych są ustawione tak, aby

$$c_z = c'_z = 0 \quad (37)$$



Rys. 5. Przepływ światła pod dowolnym kątem

Zgodnie z rysunkiem na podstawie twierdzenia Pitagorasa otrzymujemy

$$c'^2_{\alpha'} = c'^2_x + c'^2_y \quad (38)$$

$$c^2 = c^2_x + c^2_y \quad (39)$$

$$\cos \alpha' = \frac{c'_x}{c'_{\alpha'}} \quad (40)$$

Zgodnie z (36) zachodzi

$$c'_x = \frac{c_x - v}{1 - (v/c)^2} \quad (41)$$

$$c'_y = \frac{c_y}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (42)$$

5.1. Pierwsza zależność na prędkość światła

Po wstawieniu do (38) zależności (41) oraz (42) otrzymujemy

$$c'^2_{\alpha'} = \left(\frac{c_x - v}{1 - (v/c)^2} \right)^2 + \left(\frac{c_y}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \right)^2 \quad (43)$$

$$c'^2_{\alpha'} = c^4 \frac{(c_x - v)^2}{(c^2 - v^2)^2} + c^2 \frac{c_y^2}{c^2 - v^2} \quad (44)$$

$$c'^2_{\alpha'} = \frac{c^2}{(c^2 - v^2)^2} [c^2(c_x - v)^2 + (c^2 - v^2)c_y^2] \quad (45)$$

Po uwzględnieniu (39) otrzymujemy

$$c'_{\alpha'} = \frac{c^2}{(c^2 - v^2)^2} [c^2(c_x^2 - 2vc_x + v^2) + (c^2 - v^2)(c^2 - c_x^2)] \quad (46)$$

$$c'_{\alpha'} = \frac{c^2}{(c^2 - v^2)^2} (c^2c_x^2 - 2vc^2c_x + v^2c^2 + c^4 - c^2c_x^2 - v^2c^2 + v^2c_x^2) \quad (47)$$

$$c'_{\alpha'} = \frac{c^2}{(c^2 - v^2)^2} (-2vc^2c_x + c^4 + v^2c_x^2) \quad (48)$$

$$c'_{\alpha'} = \frac{c^2}{(c^2 - v^2)^2} (c^2 - vc_x)^2 \quad (49)$$

Na tej podstawie otrzymujemy pierwszą zależność na prędkość światła w układzie inercyjnym, wyrażoną od c_x

$$c'_{\alpha'} = \frac{c}{c^2 - v^2} (c^2 - vc_x) \quad (50)$$

* * *

Sprawdzimy jakie wartości przyjmuje zależność (50) w szczególnych przypadkach.

Jeżeli światło porusza się równoległe do osi y' , wtedy zgodnie z oczekiwaniem otrzymujemy

$$c_x = v \Rightarrow c'_{\alpha'} = \frac{c}{c^2 - v^2} (c^2 - v^2) = c \quad (51)$$

Jeżeli światło porusza się równoległe do osi x oraz x' , wtedy otrzymujemy zależność identyczną jak zależność (121) w pracy [1] oraz [2]

$$c_x = c \Rightarrow c'_{\alpha'} = \frac{c}{c^2 - v^2} (c^2 - vc) = \frac{c^2}{(c-v)(c+v)} (c-v) = \frac{c^2}{c+v} \quad (52)$$

Jeżeli światło porusza się równoległe do osi y , wtedy

$$c_x = 0 \Rightarrow c'_{\alpha'} = \frac{c}{c^2 - v^2} (c^2 - 0) = \frac{c^3}{c^2 - v^2} \quad (53)$$

Identyczną wartość można otrzymać na podstawie (38), (41) oraz (42)

$$c'_{\alpha'} = \sqrt{c_x'^2 (c_x = 0) + c_y'^2 (c_y = c)} = \sqrt{\left(\frac{-v}{1 - (v/c)^2}\right)^2 + \left(\frac{c}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}\right)^2} = \frac{c^3}{c^2 - v^2} \quad (54)$$

5.2. Druga zależność na prędkość światła

Na podstawie (41) otrzymujemy

$$c_x = v + (1 - (v/c)^2) c'_x = v + \frac{c^2 - v^2}{c^2} c'_x \quad (55)$$

Po wstawieniu do (50) otrzymujemy

$$c'_{\alpha'} = \frac{c}{c^2 - v^2} \left[c^2 - v \left(v + \frac{c^2 - v^2}{c^2} c'_x \right) \right] \quad (56)$$

$$c'_{\alpha'} = \frac{c}{c^2 - v^2} \left[c^2 - v^2 - v \frac{c^2 - v^2}{c^2} c'_x \right] \quad (57)$$

$$c'_{\alpha'} = c - \frac{vc'_x}{c} \quad (58)$$

Na tej podstawie otrzymujemy drugą zależność na prędkość światła w układzie inercyjnym, wyrażoną od c'_x

$$c'_{\alpha'} = \frac{c^2 - vc'_x}{c} \quad (59)$$

5.3. Trzecia zależność na prędkość światła

Na podstawie (59) otrzymujemy

$$cc'_{\alpha'} = c^2 - vc'_x \quad (60)$$

$$cc'_{\alpha'} + vc'_x = c^2 \quad (61)$$

$$1 = \frac{c^2}{cc'_{\alpha'} + vc'_x} \quad (62)$$

$$c'_{\alpha'} = \frac{c^2 c'_{\alpha'}}{cc'_{\alpha'} + vc'_x} \quad (63)$$

$$c'_{\alpha'} = \frac{c^2}{c + v \frac{c'_x}{c'_{\alpha'}}} \quad (64)$$

Na podstawie (40) otrzymujemy trzecią zależność na prędkość światła w układzie inercyjnym, wyrażoną od α'

$$c'_{\alpha'} = \frac{c^2}{c + v \cos \alpha'} \quad (65)$$

Wzór ten jest identyczny jak wzór (377) wyprowadzony metodą geometryczną w pracach [1] oraz [2]. Interesujące jest to, że prędkość światła w próżni nie zależy od funkcji skrócenia poprzecznego $\psi(v)$. Wynika z tego, że nie można wyznaczyć tej funkcji na podstawie eksperymentu pomiaru jednokierunkowej prędkości światła.

Wyznamy teraz średnią prędkość światła, które w dowolnym układzie inercyjnym przebywa drogę o długości s' , odbija się od zwierciadła i wraca do punktu wyjścia. Jeżeli t'_1 jest czasem jaki światło potrzebuje na przebycie drogi s' w jedną stronę, natomiast t'_2 jest czasem jaki światło potrzebuje na przebycie drogi s' w drugą stronę, wtedy średnia prędkość światła na drodze tam i z powrotem wynosi

$$c'_{sr} = \frac{2L'}{t'_1 + t'_2} = \frac{2L'}{\frac{L''}{c^2} + \frac{L'}{c^2}} = \frac{2L'}{\frac{L''}{c + v \cos \alpha'} + \frac{L'}{c + c \cos(180 - \alpha')}} \quad (66)$$

$$c'_{sr} = \frac{2}{\frac{c + v \cos \alpha'}{c^2} + \frac{c - v \cos \alpha'}{c^2}} = \frac{2}{\frac{2c}{c^2}} = c \quad (67)$$

Wynika z tego, że średnia prędkość światła jest stała i równa jest prędkości światła c widzianej z eteru. Ta średnia prędkość nie zależy od kąta α' ani od prędkości v . Z tego powodu obracanie ramion interferometru w eksperymentach Michelson'a-Morley'a oraz Kennedy'ego-Thorndike'a nie wpływa na prążki interferencyjne. Właśnie dlatego eksperymenty te nie mogły wykryć eteru.

6. Przykłady Szczególnych Teorii Eteru

Funkcja skrócenia poprzecznego $\psi(v)$ musi spełniać zależność (1) oraz przyjmować wartości nieujemne.

6.1. Szczególna Teoria Eteru bez skrócenia poprzecznego

W najprostszym przypadku można przyjąć, że dla każdej wartości prędkości v

$$\psi(v) = 1 \quad (68)$$

Wtedy transformacja (29) przyjmuje postać

$$\begin{cases} t = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} t' \\ x = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} vt' + \sqrt{1 - (v/c)^2} \cdot x' \\ y = y' \\ z = z' \end{cases} \quad (69)$$

Dla takiej transformacji otrzymuje się kinematykę oraz dynamikę ciał, które zostały wyprowadzone w pracach [1] oraz [2]. W tym przypadku Szczególnej Teorii Eteru nie występuje skrócenie poprzeczne. STE wyprowadzona na podstawie transformacji (69) jest uogólnieniem STW Einsteina na obserwatorów ruchomych względem eteru. Zostało to wykazane w [1] oraz [2].

6.2. Szczególna Teoria Eteru z absolutnym czasem

Jeżeli przyjmiemy, że

$$\psi(v) = \sqrt{1 - (v/c)^2} < 1 \quad (70)$$

wtedy transformacja (29) przyjmuje postać

$$\begin{cases} t = t' \\ x = vt' + (1 - (v/c)^2) x' \\ y = \sqrt{1 - (v/c)^2} \cdot y' \\ z = \sqrt{1 - (v/c)^2} \cdot z' \end{cases} \quad (71)$$

Na podstawie tej transformacji można wyprowadzić STE z absolutnym czasem. Jest bardzo interesujące, że jest możliwa teoria z absolutnym czasem, która spełnia warunki eksperymentów Michelson'a-Morley'a oraz Kennedy'ego-Thorndike'a.

6.3. Szczególna Teoria Eteru bez skrócenia podłużnego

Jeżeli przyjmiemy, że

$$\psi(v) = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} > 1 \quad (72)$$

wtedy transformacja (29) przyjmuje postać

$$\begin{cases} t = \frac{1}{1 - (v/c)^2} t' \\ x = \frac{1}{1 - (v/c)^2} vt' + x' = vt + x' \\ y = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} y' \\ z = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} z' \end{cases} \quad (73)$$

Dla takiej transformacji otrzymuje się kinematykę, w której nie występuje skrócenie podłużne (w kierunku równoległym do prędkości v oraz osi x). Jednocześnie występuje wydłużenie poprzeczne (w kierunku prostopadłym do prędkości v).

7. Wnioski końcowe

W niniejszej pracy wykazaliśmy, że istnieje cała klasa teorii z eterem, które prawidłowo wyjaśniają eksperymenty, w których mierzono prędkość światła. We wszystkich takich eksperymentach światło przebywało drogę po trajektorii zamkniętej, dlatego mierzona była jedynie średnia prędkość światła na tej trajektorii. Nigdy nie zmierzono dokładnie jednokierunkowej prędkości światła. W każdej teorii z eterem, którą tutaj pokazaliśmy, prędkość światła w próżni wyraża się tym samym wzorem (65). Pomimo tego, że prędkość światła ma wartość zależną od kierunku jego emisji, to średnia prędkość światła na drodze tam i z powrotem zawsze jest stała (66)-(67). Z powodu tej własności prędkości światła eksperymenty Michelson'a-Morley'a oraz Kennedy'ego-Thorndike'a nie były w stanie wykryć eteru.

Uznawaną obecnie teorią, która tłumaczy wyniki eksperymentów ze światłem jest Szczególna Teoria Względności Alberta Einsteina. W pracach [1] oraz [2] wykazaliśmy, że wyprowadzając STW Einstein przyjął nieświadomie dwa ukryte założenia na temat własności

transformacji Lorentza (TL) na których oparta jest jego teoria. Mianowicie bez żadnej dyskusji i refleksji uważał, że:

1. TL wiąże zegary przelatujące obok siebie,
2. TL dotyczy dowolnych układów inercjalnych, a nie tylko eteru i układu inercjalnego.

W ten sposób uzyskał teorię, która tłumaczy jedynie obserwacje dla obserwatorów nieruchomych względem eteru. Ponieważ powszechnie uważa się błędnie, że STW jest teorią dla dowolnego obserwatora, dlatego w ramach STW jest wyciąganych wiele błędnych wniosków, które są wewnętrznie sprzeczne i są znane jako paradoksy STW.

Szczególna Teoria Eteru zbudowana na transformacji eter-układ (69) jest uogólnieniem STW Einsteina na przypadku obserwatorów ruchomych względem eteru. Wykazaliśmy to w pracach [1] oraz [2].

Oczywiście wiele z możliwych teorii eteru można z góry odrzucić, ponieważ nie są prawidłowymi modelami kinematyki, gdyż nie są zgodne z przeprowadzonymi już eksperymentami. Na przykład wiadomo, że czas życia rozpędzonych cząstek elementarnych jest w naszym układzie dłuższy niż w układzie tych cząstek, dlatego nieprawidłowym modelem kinematyki będzie model z absolutnym czasem oparty na transformacji (71). Rozstrzygnięcie, która ze Szczególnych Teorii Eteru jest prawidłowym modelem kinematyki ciał powinno być jednym z ważniejszych zadań przyszłej fizyki i prawdopodobnie będzie wymagało rozstrzygnięcia eksperymentalnego.

Bibliografia

1. **Szostek Karol, Szostek Roman.** *Szczególna Teoria Eteru* (in Polish). Wydawnictwo Amelia, Rzeszów w Polsce, 2015, ISBN 978-83-63359-77-5.
2. **Szostek Karol, Szostek Roman.** *Special Theory of Ether* (in English). Publishing house AMELIA, Rzeszów in Poland, 2015, ISBN 978-83-63359-81-2.
3. **Szostek Karol, Szostek Roman.** *The Geometric Derivation of the Transformation of Time and Position Coordinates in STE*. IOSR Journal of Applied Physics (IOSR-JAP), Volume 8, Issue 4, Version III, 2016, pp. 22-30, ISSN 2278-4861.