

# Szczególna Teoria Eteru

## z dowolnym skróceniem poprzecznym

Karol Szostek  
Roman Szostek

[www.ste.com.pl](http://www.ste.com.pl)

© Copyright by Karol Szostek and Roman Szostek

Rzeszów  
wrzesień 2016

## Spis treści

<b>1. WSTĘP</b> .....	<b>3</b>
<b>2. CZAS I DROGA PRZEPLYWU ŚWIATŁA W ETERZE</b> .....	<b>4</b>
<b>3. GEOMETRYCZNE WYPROWADZENIE OGÓLNEJ TRANSFORMACJI STE</b> .....	<b>5</b>
<b>4. TRANSFORMACJA PRĘDKOŚCI</b> .....	<b>9</b>
<b>5. PRĘDKOŚĆ ŚWIATŁA W PRÓŻNI DLA RUCHOMEGO OBSERWATORA</b> .....	<b>10</b>
5.1. PIERWSZA ZALEŻNOŚĆ NA PRĘDKOŚĆ ŚWIATŁA.....	11
5.2. DRUGA ZALEŻNOŚĆ NA PRĘDKOŚĆ ŚWIATŁA .....	12
5.3. TRZECIA ZALEŻNOŚĆ NA PRĘDKOŚĆ ŚWIATŁA .....	13
<b>6. PRZYKŁADY SZCZEGÓLNYCH TEORII ETERU</b> .....	<b>14</b>
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
<b>7. WNIOSKI KOŃCOWE</b> .....	<b>15</b>
<b>BIBLIOGRAFIA</b> .....	<b>16</b>

## 1. Wstęp

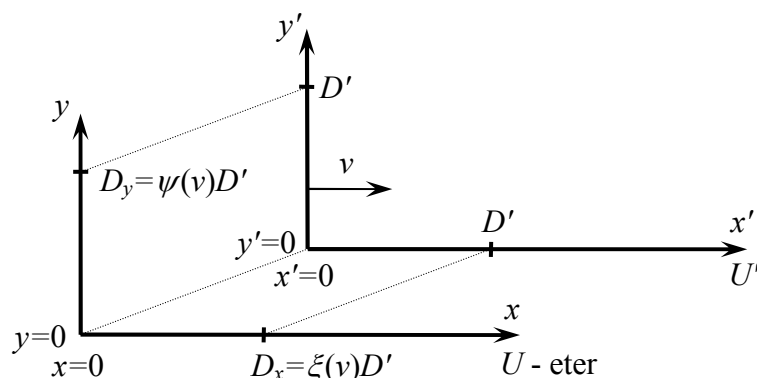
W Szczególnej Teorii Eteru eter jest uniwersalnym układem odniesienia, a nie substancją o fizycznych własnościach, jak rozumiano pojęcie eteru w klasycznych koncepcjach. W Szczególnej Teorii Eteru z dowolnym skróceniem poprzecznym przyjmujemy następujące założenia:

- I. Istnieje układ odniesienia względem którego prędkość światła w próżni ma tę 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 zależną od prędkości  $v$  ciała względem eteru.
- V. Transformacja «eter-układ inercjalny» jest liniowa.

W pracach [1], [2], [3] oraz [4] 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.

Poniżej zostanie wyprowadzona ogólna postać transformacji pomiędzy eterem oraz układem inercjalnym, dla dowolnej funkcji  $\psi(v) > 0$  (rysunek 1). W ten sposób otrzymamy 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 podłużnego  $\xi(v)$ .

Długość prostopadła do osi  $x$  oraz  $x'$  widziana z układu  $U'$  jako  $D'$ , jest widziana z układu  $U$  jako  $\psi(v)D'$ . 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 inercjalnego  $U'$  oraz dla obserwatora z eteru  $U$ .

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  $\psi(v)$  oraz prędkości  $v$ . Dlatego nie przyjmujemy żadnych założeń dla skrócenia podłużnego.

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

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

## 2. Czas i droga przepływu światła w eterze

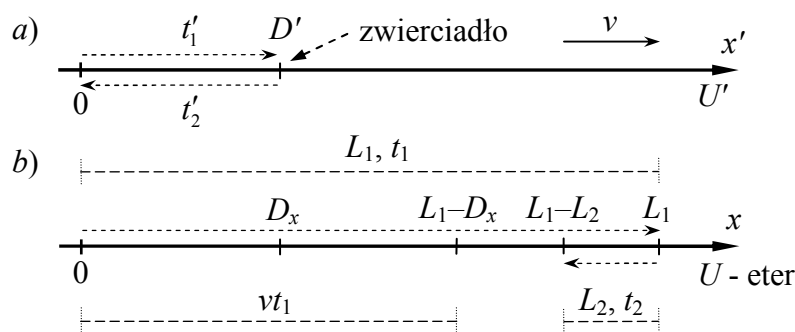
Rozpatrzmy układ inercjalny  $U'$ , który porusza się względem układu  $U$  związanego z eterem z prędkością  $v$  (rysunek 2). W układzie  $U'$  znajduje się zwierciadło w odległości  $D'$  od początku układu. Światło w eterze przemieszcza się ze stałą prędkością  $c$ . Gdy początki układów pokrywały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

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 po odbiciu się od zwierciadła wraca do punktu  $x'=0$ , 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:

a) droga światła widziana z układu inercjalnego  $U'$ ,

b) droga światła widziana z eteru.

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

$$t_1 = \frac{D_x}{c - v}, \quad t_2 = \frac{D_x}{c + v} \quad (4)$$

$$L_1 = c \cdot t_1 = D_x \frac{c}{c - v}, \quad L_2 = c \cdot t_2 = D_x \frac{c}{c + v} \quad (5)$$

### 3. Geometryczne wprowadzenie ogólnej transformacji STE

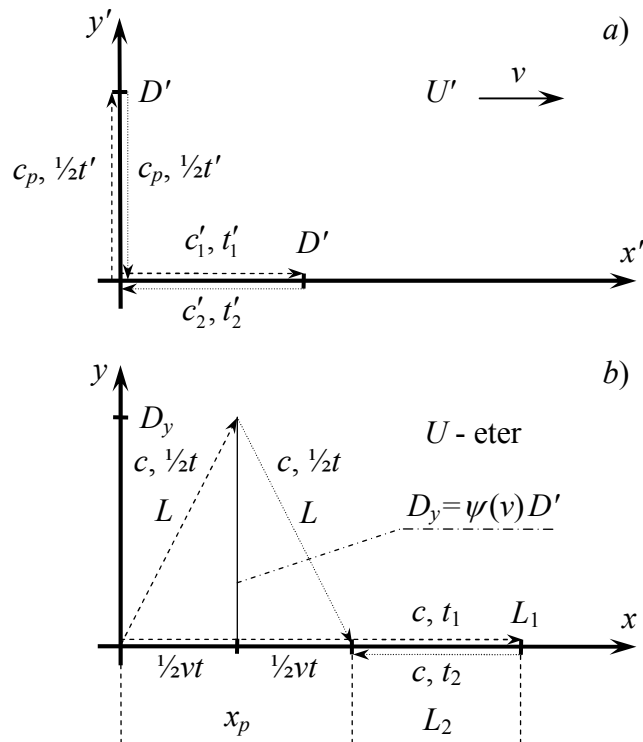
W rozdziale zostały wyprowadzone metodą geometryczną transformacje STE układ-eter. Została wykonana kompletna analiza geometryczna eksperymentu Michelson'a-Morley'a, która uwzględnia przepływ światła prostopadły oraz równoległy do kierunku ruchu układu  $U'$ .

Przyjmujemy założenia od I do V wymienione we wstępie.

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  $U$ .

Przez  $c_p$  oznaczamy średnią prędkość światła w układzie  $U'$ .



Rys. 3. Drogi dwóch strumieni światła:

*a*) widziane przez obserwatora z układu  $U'$ , *b*) widziane przez obserwatora z układu  $U$  (eter).

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)

$$D_y = \psi(v)D' \quad (6)$$

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

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

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

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.

Strumień światła, poruszający się równoległe do osi  $y'$ , z punktu widzenia układu  $U$  porusza się po ramionach trójkąta. Ponieważ prędkość światła w układzie  $U$  jest stała (założenie I), dlatego trójkąt ten jest równoramienny. Długość jego ramienia oznaczamy przez  $L$ . Ze względu na stałą prędkość światła w układzie  $U$ , czas przepływu wzdłuż każdego ramienia jest taki sam i wynosi  $t/2$ .

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.

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

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

Ze względu na założenie III mamy, że  $f(v_1)=f(v_2)$ . Ponieważ  $f(0)=1$ , zatem  $f(v)=1$  dla każdej prędkości  $v$ . Wynika stąd, że średnia prędkość światła w układzie inercyjnym jest równa jednokierunkowej prędkości światła w eterze, czyli

$$c_p = c \quad (8)$$

Dla obserwatora z eteru  $U$  zachodzi

$$c = \frac{2L}{t} = \frac{L_1 + L_2}{t_1 + t_2} \quad (9)$$

Dla obserwatora z układu inercyjnego  $U'$  po uwzględnieniu (8) zachodzi

$$c = c_p = \frac{2D'}{t'_1 + t'_2} = \frac{2D'}{t'} \quad (10)$$

Z równania (9) można wyznaczyć drogę  $L$ , natomiast z równania (10) można wyznaczyć drogę  $D'$ . Otrzymujemy

$$L = \frac{ct}{2}; \quad D' = \frac{ct'}{2} \quad (11)$$

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

$$v = \frac{x_p}{t}; \quad x_p = vt \quad (12)$$

Korzystając z geometrii pokazanej na rysunku 3 oraz (6) i (12) można drogę  $L$  wyrazić jako

$$L = \sqrt{(x_p/2)^2 + D_y^2} = \sqrt{(vt/2)^2 + (\psi(v)D')^2} \quad (13)$$

Równanie (13) po podniesieniu do kwadratu i uwzględnieniu zależności (11) ma postać

$$(ct/2)^2 = (ct/2)^2 + (\psi(v)ct'/2)^2 \quad (14)$$

Po uporządkowaniu otrzymujemy

$$t^2(c^2 - v^2) = (\psi(v)ct')^2 \quad (15)$$

$$t = t' \frac{\psi(v)}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \quad \text{dla } x' = 0 \quad (16)$$

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 (16) 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  $D_x$ . Równania (5) wyrażają drogi przepływu światła w układzie  $U$  w obu kierunkach wzdłuż osi  $x'$

$$L_1 = ct_1 = D_x \frac{c}{c-v}; \quad L_2 = ct_2 = D_x \frac{c}{c+v} \quad (17)$$

Z równań (17) można wyznaczyć sumę i różnicę dróg  $L_1$  oraz  $L_2$ , jakie światło przebyło w eterze

$$\begin{aligned} L_1 + L_2 &= D_x \frac{c}{c-v} + D_x \frac{c}{c+v} = 2D_x \frac{1}{1-(v/c)^2}, \\ L_1 - L_2 &= D_x \frac{c}{c-v} - D_x \frac{c}{c+v} = 2D_x \frac{v}{c} \cdot \frac{1}{1-(v/c)^2} \end{aligned} \quad (18)$$

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

$$\frac{x_p}{2} = \frac{vt}{2} = \frac{L_1 - L_2}{2} = D_x \frac{v}{c} \cdot \frac{1}{1-(v/c)^2} \quad (19)$$

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

$$2L = L_1 + L_2 \quad (20)$$

Po podstawieniu (13) oraz pierwszego równania (18) otrzymamy

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

Po skróceniu przez 2 i podniesieniu do kwadratu oraz uwzględnieniu (19) otrzymamy

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

Czyli

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

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

Otrzymujemy zależność na skrócenie długości w postaci (skrócenie wzdłużne)

$$D_x = \xi(v)D' = \psi(v)\sqrt{1-(v/c)^2}D' \quad (25)$$

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 (25) jest prawdziwa dla dowolnych wartości  $D'$ .

Po wstawieniu (16) do (12) uzyskamy

$$x_p = vt' \frac{\psi(v)}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \quad \text{dla} \quad x' = 0 \quad (26)$$

Przyjmujemy, że transformacja z inercjalnego układu  $U'$  do eteru  $U$  jest liniowa (założenie V). Jeśli do transformacji czasu i położenia (16), (26) dodać czynniki liniowe zależne od  $x'$ , wówczas uzyskamy transformację z niewiadomymi współczynnikami  $a, b$

$$\begin{aligned} t &= t' \frac{\psi(v)}{\sqrt{1-(v/c)^2}} + ax' \\ x &= vt' \frac{\psi(v)}{\sqrt{1-(v/c)^2}} + bx' \end{aligned} \quad (27)$$

Transformacja (27) 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 (27)  $t=t'=0$ ,  $x'=D'$  oraz  $x=D_x$ . W tym momencie została zastosowana synchronizacja zewnętrzna zegarów w układzie  $U'$  na podstawie zegarów w eterze. Po uwzględnieniu (25) otrzymujemy

$$\begin{aligned} 0 &= aD' \\ \psi(v)\sqrt{1-(v/c)^2} D' &= bD' \end{aligned} \quad (28)$$

Stąd otrzymamy współczynniki  $a$  oraz  $b$

$$\begin{aligned} a &= 0 \\ b &= \psi(v)\sqrt{1-(v/c)^2} \end{aligned} \quad (29)$$

Ostatecznie po wstawieniu (29) do (27) ogólna postać transformacji z dowolnego inercjalnego układu  $U'$  do układu  $U$  związanego z eterem, przyjmie postać

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

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

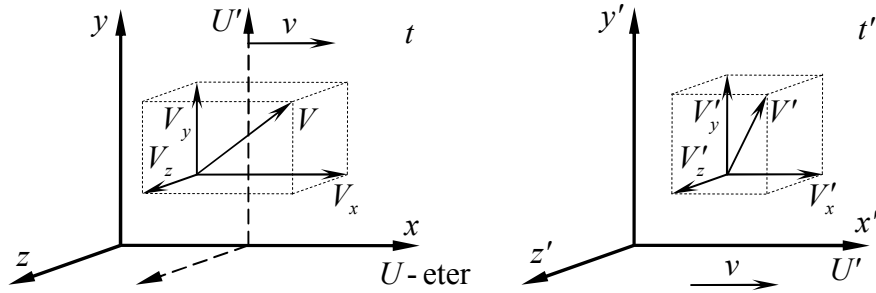
$$\begin{cases} t' = \frac{\sqrt{1-(v/c)^2}}{\psi(v)} t \\ x' = \frac{1}{\psi(v)\sqrt{1-(v/c)^2}} (-vt + x) \\ y' = \frac{y}{\psi(v)} \\ z' = \frac{z}{\psi(v)} \end{cases} \quad (31)$$



Wyznaczone transformacje (30) oraz (31) są zgodne z eksperymentami Michelson'a-Morley'a oraz Kennedy'ego-Thorndike'a. Poniżej wykażemy, 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.

#### 4. Transformacja prędkości

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



Rys. 4. Ruch widziany z eteru i układu inercyjnego.

Różniczki z transformacji (31) mają postać

$$\begin{cases} dt' = \frac{\sqrt{1-(v/c)^2}}{\psi(v)} dt \\ dx' = \frac{1}{\psi(v)\sqrt{1-(v/c)^2}} (-vdt + dx) \\ dy' = \frac{1}{\psi(v)} dy \\ dz' = \frac{1}{\psi(v)} dz \end{cases} \quad (32)$$

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

Prędkość ciała w układzie eteru  $U$  można zapisać w postaci

$$V_x = \frac{dx}{dt}, \quad V_y = \frac{dy}{dt}, \quad V_z = \frac{dz}{dt} \quad (33)$$

Prędkość ciała w układzie inercyjnym  $U'$  można zapisać w postaci

$$V'_x = \frac{dx'}{dt'}, \quad V'_y = \frac{dy'}{dt'}, \quad V'_z = \frac{dz'}{dt'} \quad (34)$$

Do równań (34) wstawiamy różniczki (32). Otrzymujemy

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

Czyli

$$\left\{ \begin{array}{l} V'_x = \frac{-v}{1-(v/c)^2} + \frac{1}{1-(v/c)^2} \frac{dx}{dt} \\ V'_y = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \frac{dy}{dt} \\ V'_z = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \frac{dz}{dt} \end{array} \right. \quad (36)$$

Na podstawie (33) otrzymujemy szukaną transformację prędkości

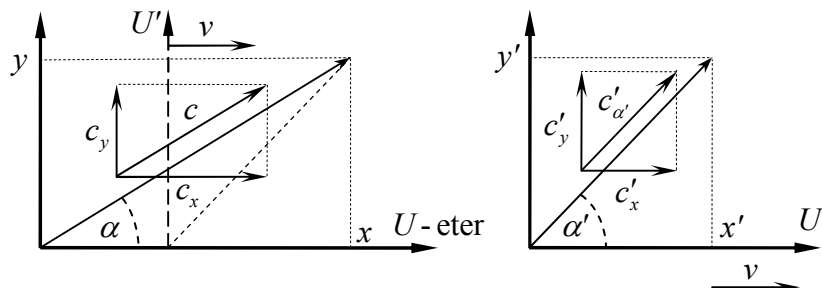
$$\left\{ \begin{array}{l} V'_x = \frac{V_x - v}{1-(v/c)^2} \\ V'_y = \frac{V_y}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \\ V'_z = \frac{V_z}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \end{array} \right. \quad (37)$$

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

$$c_z = c'_z = 0 \quad (38)$$



Rys. 5. Przepływ światła pod dowolnym kątem.

Zgodnie z rysunkiem na podstawie twierdzenia Pitagorasa otrzymujemy

$$c_{\alpha'}'^2 = c_x'^2 + c_y'^2 \quad (39)$$

$$c^2 = c_x^2 + c_y^2 \quad (40)$$

Zachodzi także

$$\cos \alpha' = \frac{c_x'}{c_{\alpha'}'} \quad (41)$$

Zgodnie z (37), gdy  $V_x = c_x$  oraz  $V'_x = c'_x$ , zachodzi

$$c'_x = \frac{c_x - v}{1 - (v/c)^2} \quad (42)$$

$$c'_y = \frac{c_y}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (43)$$

### 5.1. Pierwsza zależność na prędkość światła

Po wstawieniu do (39) zależności (42) oraz (43) otrzymujemy

$$c_{\alpha'}'^2 = \left( \frac{c_x - v}{1 - (v/c)^2} \right)^2 + \left( \frac{c_y}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \right)^2 \quad (44)$$

$$c_{\alpha'}'^2 = c^4 \frac{(c_x - v)^2}{(c^2 - v^2)^2} + c^2 \frac{c_y^2}{c^2 - v^2} \quad (45)$$

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

Po uwzględnieniu (40) otrzymujemy

$$c_{\alpha'}'^2 = \frac{c^2}{(c^2 - v^2)^2} [c^2 (c_x^2 - 2vc_x + v^2) + (c^2 - v^2)(c^2 - c_x^2)] \quad (47)$$

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

$$c_{\alpha'}'^2 = \frac{c^2}{(c^2 - v^2)^2} (-2vc^2 c_x + c^4 + v^2 c_x^2) \quad (49)$$

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

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

$$c_{\alpha'}' = \frac{c}{c^2 - v^2} (c^2 - vc_x) \quad (51)$$

\* \* \*

Sprawdzimy jakie wartości przyjmuje zależność (51) w szczególnych przypadkach. Jeżeli światło porusza się równoległe do osi  $y'$ , wtedy zgodnie z oczekiwaniem otrzymujemy

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

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

$$c_x = \pm c \Rightarrow c'_{\alpha'} = \frac{c}{c^2 - v^2} (c^2 \mp vc) = \frac{c^2}{(c-v)(c+v)} (c \mp v) = \frac{c^2}{c \pm v} \quad (53)$$

Jeżeli światło porusza się równoległe do osi  $y$ , wtedy

$$c_x = 0 \Rightarrow c'_{\alpha'} = \frac{c}{c^2 - v^2} (c^2 - 0) = \frac{c^3}{c^2 - v^2} \quad (54)$$

Identyczną wartość można otrzymać na podstawie (39) po uwzględnieniu (42) oraz (43)

$$c'_{\alpha'} = \sqrt{c_x'^2 (c_x = 0) + c_y'^2 (c_y = c)} = \sqrt{\left(\frac{-v}{1 - (v/c)^2}\right)^2 + \left(\frac{c}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}\right)^2} = \frac{c^3}{c^2 - v^2} \quad (55)$$

## 5.2. Druga zależność na prędkość światła

Na podstawie (42) otrzymujemy

$$c_x = v + (1 - (v/c)^2) c'_x = v + \frac{c^2 - v^2}{c^2} c'_x \quad (56)$$

Po wstawieniu do (51) otrzymujemy

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

$$c'_{\alpha'} = \frac{c}{c^2 - v^2} \left[ c^2 - v^2 - v \frac{c^2 - v^2}{c^2} c'_x \right] \quad (58)$$

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

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

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

\* \* \*

Sprawdzimy jakie wartości przyjmuje zależność (60) w szczególnych przypadkach.

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

$$c'_x = 0 \Rightarrow c'_{\alpha'} = c'_y = \frac{c^2 - v \cdot 0}{c} = c \quad (61)$$

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

$$c'_x = \pm c'_{\alpha'} \Rightarrow c'_x = \frac{c^2 \mp v c'_x}{c} \Rightarrow c c'_x = c^2 \mp v c'_x \Rightarrow c'_x = \frac{c^2}{c \pm v} \quad (62)$$

Jeżeli światło porusza się równoległe do osi  $y$  ( $c_x=0$ ), wtedy po uwzględnieniu (42), analogicznie jak w (54) otrzymujemy

$$c_x = 0 \Rightarrow c'_x = \frac{-v}{1 - (v/c)^2} \Rightarrow c'_{\alpha'} = \frac{c^2 - v \frac{-v}{1 - (v/c)^2}}{c} = \frac{c^3}{c^2 - v^2} \quad (63)$$

### 5.3. Trzecia zależność na prędkość światła

Na podstawie (60) otrzymujemy

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

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

$$1 = \frac{c^2}{c c'_{\alpha'} + v c'_x} \quad (66)$$

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

$$c'_{\alpha'} = \frac{c^2}{c + v \frac{c'_x}{c'_{\alpha'}}} \quad (68)$$

Na podstawie (41) otrzymujemy trzecią zależność na prędkość światła w układzie inercyjnym, wyrażoną od  $\alpha'$

$$c'_{\alpha'} = \frac{c^2}{c + v \cos \alpha'} \quad (69)$$

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  $L'$ , odbija się od zwierciadła i wraca tą samą drogą do punktu wyjścia. Jeżeli  $t'_1$  jest czasem jaki światło potrzebuje na przebycie drogi  $L'$  w jedną stronę, natomiast  $t'_2$  jest czasem jaki światło potrzebuje na przebycie tej samej drogi w drugą stronę, wtedy średnia prędkość światła na drodze tam i z powrotem wynosi

$$c'_{sr} = \frac{2L'}{t'_1 + t'_2} = \frac{2L'}{\frac{L'}{c^2} + \frac{L'}{c^2}} = \frac{2L'}{\frac{L'}{c + v \cos \alpha'} + \frac{L'}{c + v \cos(\pi + \alpha')}} \quad (70)$$

$$c'_{sr} = \frac{2}{\frac{c + v \cos \alpha'}{c^2} + \frac{c - v \cos \alpha'}{c^2}} = \frac{2}{\frac{2c}{c^2}} = c \quad (71)$$

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  $\alpha'$  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

Poniżej przedstawione są trzy przykłady transformacji eter-układ uzyskane dla trzech różnych funkcji  $\psi(v)$ . Każda taka transformacja zawiera pełną informację na temat kinematyki ciał i może być podstawą do wyprowadzenia odrębnej teorii kinematyki ciał. W ramach każdej z tych kinematyk możliwe jest wyprowadzenie licznych dynamik ciał w sposób analogiczny do pokazanego w pracach [1] oraz [2]. Aby wyprowadzić dynamikę, czyli wprowadzić do teorii pojęcia masy, pędu oraz energii kinetycznej, konieczne jest przyjęcie dodatkowego założenia.

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  $v$

$$\psi(v) = 1 \quad (72)$$

Wtedy transformacja (30) przyjmuje postać

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

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 (73) 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

$$\psi(v) = \sqrt{1 - (v/c)^2} \leq 1 \quad (74)$$

wtedy transformacja (30) przyjmuje postać

$$\begin{cases} t = t' \\ x = vt' + (1 - (v/c)^2)x' \\ y = \sqrt{1 - (v/c)^2} \cdot y' \\ z = \sqrt{1 - (v/c)^2} \cdot z' \end{cases} \quad (75)$$

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

$$\psi(v) = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \geq 1 \quad (76)$$

wtedy transformacja (30) przyjmuje postać

$$\begin{cases} t = \frac{1}{1 - (v/c)^2} t' \\ x = \frac{1}{1 - (v/c)^2} vt' + x' = vt + x' \\ y = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} y' \\ z = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} z' \end{cases} \quad (77)$$

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. Dlatego założenie o absolutnie stałej prędkości światła, przyjęte przez Alberta Einsteina w Szczególnej Teorii Względności (STW), nie ma żadnych podstaw eksperymentalnych.

W każdej teorii z eterem, którą tutaj pokazaliśmy, prędkość światła w próżni wyraża się tym samym wzorem (69). Pomimo tego, że prędkość światła ma wartość zależną od kierunku jego emisji oraz prędkości obserwatora względem eteru, to średnia prędkość światła na drodze tam i z powrotem zawsze jest stała (70)-(71). Dlatego każda z teorii eteru jest zgodna z eksperymentami, w których mierzono prędkość światła. Z powodu tej własności prędkości światła eksperymenty Michelson'a-Morley'a oraz Kennedy'ego-Thorndike'a nie są w stanie wykryć eteru.

Uznawaną obecnie teorią, która tłumaczy wyniki eksperymentów ze światłem jest STW Alberta Einsteina. Powszechnie uważa się błędnie, że STW jest teorią dla dowolnego obserwatora, dlatego w ramach STW jest wyciąganych wiele błędnych wniosków, które są znane jako paradoksy STW. W rzeczywistości otrzymał on teorię, która prawidłowo tłumaczy jedynie obserwacje dla obserwatorów nieruchomych względem eteru. W pracach [1] oraz [2] wykazaliśmy, że

wyprowadzając STW Einstein przyjął nieświadomie ukryte założenie na temat transformacji Lorentza (TL), na których oparta jest jego teoria. Mianowicie bez żadnej dyskusji i refleksji uważał, że TL wiąże zegary przelatujące obok siebie.

Szczególna Teoria Eteru zbudowana na transformacji eter-układ (73) jest uogólnieniem STW Einsteina na przypadki 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 z powodu niezgodności z różnymi eksperymentami. Na przykład wiadomo, że czas życia rozpadzionych cząstek elementarnych jest w naszym układzie dłuższy niż w układzie tych cząstek, dlatego prawdopodobnie nieprawidłowym modelem kinematyki będzie model z absolutnym czasem oparty na transformacji (75). 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. Takim eksperymentem może być precyzyjnie wykonane doświadczenie Ives'a-Stillwell'a, w którym sprawdza się dylatację czasu na podstawie przesunięcia dopplerowskiego dla światła.

## Bibliografia

- [1] Szostek Karol, Szostek Roman, *Szczególna Teoria Eteru* (w języku polskim), Wydawnictwo Amelia, Rzeszów, Polska, 2015, ISBN 978-83-63359-77-5.  
<http://www.ste.com.pl>  
Szostek Karol, Szostek Roman, *Special Theory of Ether* (w języku angielskim), Publishing house AMELIA, Rzeszów, Poland, 2015, ISBN 978-83-63359-81-2.  
<http://www.ste.com.pl>
- [2] Szostek Karol, Szostek Roman, *The explanation of the Michelson-Morley experiment results by means universal frame of reference* (w języku angielskim), Journal of Modern Physics, Volume 8, No. 11, 2017, 1868-1883, ISSN 2153-1196.  
<https://doi.org/10.4236/jmp.2017.811110>  
Szostek Karol, Szostek Roman, *Wyjaśnienie wyników eksperymentu Michelsona-Morleya przy pomocy teorii z eterem* (w języku polskim), viXra 2017.  
<http://www.vixra.org/abs/1704.0302>  
Szostek Karol, Szostek Roman, *Объяснение результатов эксперимента Майкельсона-Морли при помощи универсальной системы отсчета* (w języku rosyjskim), viXra 2018.  
<http://www.vixra.org/abs/1801.0170>
- [3] Szostek Karol, Szostek Roman, *Kinematics in Special Theory of Ether* (w języku angielskim), Moscow University Physics Bulletin, Vol. 73, № 4, 2018, 413-421, ISSN: 0027-1349.  
<https://link.springer.com/article/10.3103/S0027134918040136>  
Szostek Karol, Szostek Roman, *Kinematyka w Szczególnej Teorii Eteru* (w języku polskim), viXra 2019.  
<http://www.vixra.org/abs/1904.0195>  
Szostek Karol, Szostek Roman, *Кинематика в Специальной Теории Эфира* (w języku rosyjskim), Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика и Астрономия, Vol. 73, № 4, 2018, 70-79, ISSN 0579-9392.  
<http://vmu.phys.msu.ru/abstract/2018/4/en-18-73-4-413>
- [4] Szostek Karol, Szostek Roman, *The derivation of the general form of kinematics with the universal reference system* (w języku angielskim), Results in Physics, Volume 8, 2018, 429-437, ISSN: 2211-3797.  
<https://doi.org/10.1016/j.rinp.2017.12.053>



Szostek Karol, Szostek Roman, *Wyprowadzenie ogólnej postaci kinematyki z uniwersalnym układem odniesienia* (w języku polskim), viXra 2017.

<http://www.vixra.org/abs/1704.0104>

Szostek Karol, Szostek Roman, *Вывод общего вида кинематики с универсальной системой отсчета* (w języku rosyjskim), viXra 2018.

<http://www.vixra.org/abs/1806.0198>

- [5] Szostek Roman, *Wyprowadzenie wszystkich transformacji liniowych spełniających wyniki eksperymentu Michelsona-Morleya oraz dyskusja o podstawach relatywistyki* (w języku polskim), viXra 2019.

<http://www.vixra.org/abs/1902.0412>

Szostek Roman, *Derivation of all linear transformations that meet the results of Michelson-Morley's experiment and discussion of the relativity basics* (w języku angielskim), viXra 2019.

<http://www.vixra.org/abs/1904.0339>

- [6] Szostek Roman, *Derivation method of numerous dynamics in the Special Theory of Relativity* (w języku angielskim: *Metoda wyprowadzania licznych dynamik w Szczególnej Teorii Względności*), Open Physics, Vol. 17 (1), 2019, 153-166, ISSN: 2391-5471.

<https://doi.org/10.1515/phys-2019-0016>

Szostek Roman, *Metoda wyprowadzania licznych dynamik w Szczególnej Teorii Względności* (w języku polskim), viXra 2017.

<http://www.vixra.org/abs/1712.0387>

Szostek Roman, *Метод вывода многочисленных динамик в Специальной Теории Относительности* (w języku rosyjskim), viXra 2018.

<http://www.vixra.org/abs/1801.0169>