www.etiudafilozoficzna.pl

Jerzy Gołosz

RUCH przestrzeń CZAS

2. Fizyka nierelatywistyczna

W przypadku pierwszej nowożytnej teorii ruchu, jaką była teoria Galileusza, o wyborze symetrii czasoprzestrzennych zdecydowało ważne spostrzeżenie, jakiego dokonał jej twórca:

Zamknijcie się z jakimś przyjacielem w możliwie najobszerniejszym ze znajdujących się pod pokładem pomieszczeń jakiegoś wielkiego okrętu, zabierzcie ze sobą muchy, motyle i inne podobne latające stworzenia, weźcie również spore naczynie z wodą, w którym pływają rybki, i powieście pod pułapem jakieś wiaderko, z którego kropla po kropli spadać będzie woda w wąską gardziel innego naczynia, podstawionego u dołu. Gdy okręt jeszcze stoi, przypatrujcie się uważnie, jak skrzydlate stworzenia z jedną i tą samą prędkością latają w różne strony kajuty. Rybki również będą pływały bez żadnej dostrzegalnej różnicy we wszystkich kierunkach, a kapiące krople spadać będą wszystkie do podstawionego naczynia. (...) Niech następnie okręt porusza się z dowolną prędkością: o ile tylko ruch ten będzie równomierny i nie będzie podlegał kołysaniu tam i z powrotem, nie zobaczycie wówczas najmniejszej zmiany we wszystkich wyżej wspomnianych zjawiskach i nie zdołacie na podstawie żadnego z nich wywnioskować, czy okręt płynie, czy też stoi nieruchomo. (Galileusz 1632, s. 186-187)

Spostrzeżenie to doprowadziło do ważnej zasady fizycznej, zwanej *zasadą względności Galileusza*, a mówiącej w swoim klasycznym sformułowaniu, iż zjawiska mechaniczne, czy też prawa dynamiki, nie wyróżniają żadnego z układów inercjalnych, poruszających się względem siebie ze stałą prędkością. Zasada ta wraz z postulatem absolutności czasu, uznawanym za pewnik przed powstaniem teorii względności, wiodła wprost do transformacji Galileusza (GAL), czyli grupy symetrii czasoprzestrzeni, w której obowiązuje dynamika newtonowska:

$$x^{\alpha} \rightarrow x'^{\alpha} = R^{\alpha}{}_{\beta}\, x^{\beta} + v^{\alpha} \cdot t + const \qquad \text{(GAL)}$$
$$t \rightarrow t' = t + const$$

gdzie $R^{\alpha}{}_{\beta}$ jest stałą w czasie macierzą ortogonalną, $v^{\alpha} = const$ zaś greckie indeksy α, β przebiegają zbiór *1,2,3*.

Pierwsza zasada dynamiki Newtona, tak jak ją rozumiemy obecnie, definiuje układy inercjalne[1] i postuluje ich istnienie, przy czym każde dwa takie układy związane są ze sobą pewnym przekształceniem (GAL), interpretowanym biernie. Transformacja, interpretowana

[1] W ramach dynamiki newtonowskiej układy inercjalne definiujemy jako układy, które posiadają tę własność, iż względem nich ciała, na które nie działają żadne siły lub działają siły równoważące się wzajemnie, nie poruszają się lub poruszają się ruchem jednostajnym prostoliniowym.

biernie, oznacza przejście od starych do nowych współrzędnych, podczas gdy transformacja interpretowana aktywnie może oznaczać, w zależności od rodzaju przekształcenia, przesunięcie układu ciał, nadanie mu ruchu obrotowego lub pchnięcie go z pewną prędkością w czasoprzestrzennym pojemniku (i ustalonym układzie współrzędnych).

Równanie ruchu tej dynamiki, współzmiennicze względem (GAL), wyraża druga zasada Newtona:

$$F^{\alpha} = m\, d^{2}x^{\alpha}/dt^{2} \qquad (1)$$

(gdzie m - masa ciała, F^{α} - przyłożona siła, x^{α} - położenie ciała).
Równanie (1) stwierdza, iż przyspieszenie $d^{2}x^{\alpha}/dt^{2}$ danego ciała względem dowolnego układu inercjalnego jest wprost proporcjonalne do działającej siły F^{α} a odwrotnie proporcjonalne do masy tego ciała m.

W ramach fizyki newtonowskiej nie ma żadnej możliwości, aby związać strukturę inercjalną z rozkładem materii we Wszechświecie, w związku z czym musimy przypisywać ją czasoprzestrzeni. Zatem przyspieszenie pojawiające się w drugiej zasadzie dynamiki jest przyspieszeniem absolutnym (odniesionym do czasoprzestrzeni) a dynamika newtonowska stanowi absolutystyczną teorię ruchu. Fakt ten najwyraźniej uszedł uwadze polemistów Newtona i niektórych ich komentatorów[2]; Berkeley i Mach krytykując odnoszenie przez Newtona ruchu do przestrzeni absolutnej nie zaproponowali równocześnie żadnej teorii, która pozwalałaby na związanie struktury inercjalnej z rozkładem materii we Wszechświecie. Do problemu ontologicznych implikacji absolutności ruchu powrócę jeszcze w § 4, tu zaś chciałbym zatrzymać się jeszcze przy wprowadzonej przekształceniami (GAL) czasoprzestrzeni Galileusza i przeanalizować dokładniej jej własności.

Tradycyjnie przyjmowało się, że czasoprzestrzennymi symetriami pewnej teorii są symetrie jej równań. Np. dla II zasady dynamiki Newtona (1) odwzorowania symetrii mają postać transformacji Galileusza (GAL). Obecnie jednak wiemy, że mechanikę newtonowską, podobnie jak i wiele innych teorii fizycznych, można przedstawić w postaci ogólnie współzmienniczej i w związku z tym nie można dłużej uważać symetrii równań danej teorii za grupę symetrii tej teorii[3]. Np. newtonowska II zasada dynamiki (1) miałaby następującą współzmienniczą postać:

$$F^{i} = m\,[d^{2}x^{i}/dt^{2} + \Gamma^{i}_{jk}(dx^{j}/dt)(dx^{k}/dt)] \qquad (2)$$

---

[2] Np. Reichenbach (1957) traktuje zaproponowane przez Macha wyjaśnienie doświadczenia z wiaderkiem za równouprawnione w stosunku do tego, które podał Newton.
[3] Por. Friedman 1973, Kopczyński, Trautman 1992, Earman 1989b, Heller 1993.

gdzie Γ^{i}_{jk} - współczynniki płaskiej koneksji afinicznej, czyli takiej, która spełnia warunek, że istnieje globalny układ współrzędnych, w którym $\Gamma^{i}_{jk}=0$ (indeksy łacińskie i,j,k przebiegają wartości $1,2,3,4$). Układy spełniające ten warunek to właśnie układy inercjalne. Równania tego typu jak (2) nie zmieniają swojej postaci przy dowolnej (odpowiednio gładkiej) zmianie współrzędnych.

Aby wprowadzić pojęcie czasoprzestrzennej symetrii danej teorii należy rozróżnić absolutne i dynamiczne obiekty teorii. Intuicyjnie biorąc *obiekty absolutne* A_i są to takie obiekty, które charakteryzują niezmienną strukturę czasoprzestrzeni i nie podlegają oddziaływaniom opisywanym przez teorię. W przypadku dynamiki newtonowskiej obiektami absolutnymi, tworzącymi niezmienną strukturę czasoprzestrzeni Galileusza, są metryka dla czasu, metryka dla przestrzeni oraz płaska koneksja afiniczna. Przykładem innych obiektów tego typu są koneksja afiniczna oraz metryka w szczególnej teorii względności (STW). *Obiekty dynamiczne* P_j natomiast podlegają oddziaływaniom opisywanym przez teorię i mogą być różne w różnych modelach danej teorii. Przykładem obiektu dynamicznego jest metryka w OTW, która zależy od rozkładu tensora energii-pędu, czy też tensor pola elektromagnetycznego, zależny od czterowektora gęstości prądu. Modele dowolnej teorii fizycznej możemy teraz zapisywać w postaci:

$$\mathcal{M} = \langle M, A_1, A_2..., P_1, P_2...\rangle$$

gdzie M jest rozmaitością różniczkową a A_i i P_i to wspomniane już obiekty (odpowiednio) absolutne i dynamiczne.

Grupą symetrii czasoprzestrzennych teorii T będziemy zatem teraz nazywali grupę wszystkich automorfizmów elementów absolutnych tej teorii, czyli grupę wszystkich takich dyfeomorfizmów Ψ, który odwzorowują M na siebie w ten sposób, że $\Psi{*}A_i = A_i$ dla wszystkich i [4].

Dla dynamiki newtonowskiej i jej elementów absolutnych, którymi są wspomniane już metryka dla czasu t_i, metryka dla przestrzeni h^{ij} oraz koneksja afiniczna Γ^{i}_{jk}, symetriami czasoprzestrzennymi są odwzorowania (GAL). Ze względu na możność przedstawiania mechaniki newtonowskiej w postaci ogólnie współzmienniczej, zasadę względności Galileusza należałoby przedstawić teraz w nieco innej formie, mówiąc, iż grupą symetrii tej mechaniki $\langle M, \Gamma^{i}_{jk}, t_i, h^{ij} \rangle$ jest grupa Galileusza (GAL).

[4] Odwzorowanie nazywamy *odwzorowaniem dyfeomorficznym* (*dyfeomorfizmem*) jeżeli jest różniczkowalną w sposób ciągły bijekcją, taką że odwzorowanie odwrotne też jest różniczkowalne w sposób ciągły. "$\Psi{*}A_i$" oznacza odwzorowanie indukowane przez Ψ działające na obiekt geometryczny A_i . Por. np. Friedman 1973, 1983.

Wspomniane symetrie informują nas o ważnych własnościach czasu i przestrzeni w fizyce newtonowskiej. Są nimi jednorodność czasu i przestrzeni (wyrażające się niezmienniczością obiektów absolutnych mechaniki newtonowskiej względem przesunięć w czasie i przestrzeni), izotropowość przestrzeni (wyrażająca się niezmienniczością tej mechaniki względem obrotów przestrzeni) oraz symetria względem odbić przestrzennych. Warto tu jeszcze dodać, że na mocy twierdzenia Noether każdej symetrii - w szczególności symetriom czasoprzestrzennym - odpowiada pewne prawo zachowania. I tak z symetrii względem przesunięć w czasie wynika prawo zachowania energii, z symetrii względem przesunięć w przestrzeni wynika prawo zachowania pędu, a symetria względem obrotów w przestrzeni pociąga za sobą prawo zachowania momentu pędu[5].

Zastąpienie równania (1) bardziej ogólnym równaniem (2) nie zmienia oczywiście absolutystycznego charakteru mechaniki newtonowskiej, gdyż koneksję afiniczną, występującą w tym ostatnim równaniu, przypisać możemy w ramach tej mechaniki tylko czasoprzestrzeni. W równaniu (2) mamy również absolutne (odniesione do czasoprzestrzeni) przyspieszenie d^2x^i/dt^2. Występujący dodatkowo w tym równaniu człon $\Gamma^i_{jk}(dx^j/dt)(dx^k/dt)$ opisuje siły bezwładności pojawiające się w nieinercjalnych układach odniesienia. Człon ten znika jeżeli przechodzimy do jakiegoś inercjalnego układu odniesienia, przyjmując taki układ współrzędnych, w którym $\Gamma^i_{jk} = 0$.

Mechanika newtonowska jest zatem absolutystyczną teorią ruchu przez to, że jej równania (1) (lub 2) odnoszą ruch do inercjalnej (lub afinicznej) struktury czasoprzestrzeni. Sam jej twórca rozumiał jednak tą absolutność inaczej. Newton nie rozróżniał absolutności ontologicznej (substancjalności) przestrzeni oraz absolutności w sensie istnienia absolutnego (wyróżnionego) układu odniesienia i sądził, że absolutność ruchu sprowadza się do istnienia takiego absolutnego układu odniesienia:

> Ruch absolutny jest przemieszczeniem z jednego absolutnego miejsca do innego; a ruch względny jest przemieszczeniem z jednego miejsca względnego do innego. Tak więc na żeglującym statku [...] względny spoczynek jest trwaniem ciała w tej samej części statku lub jego wydrążeniu. Natomiast rzeczywisty absolutny spoczynek jest trwaniem ciała w tej samej części nieruchomej przestrzeni, w której sam statek, jego wydrążenie i wszystko, co zawiera, porusza się. (Newton 1979, s. 7)

Jest rzeczą zaskakującą, że Newton wierzył w istnienie takiego układu oraz w to, że absolutny ruch polega na zmianie absolutnego położenia w tym układzie, chociaż jednocześnie zdawał sobie sprawę, że nie potrafi wskazać takiego układu:

---

[5] Zasadą zachowania odpowiadającą symetrii względem odbicia jest w mechanice kwantowej zasada zachowania parzystości. Zasada ta nie ma swojego klasycznego odpowiednika. Kwantowomechaniczna zasada parzystości łamana jest w oddziaływaniach słabych. Por. np. Crawford et al. (1957).

Możliwe jest, że w odległych regionach gwiazd stałych, lub może nawet daleko poza nimi, istnieje ciało absolutnie spoczywające; lecz niemożliwe jest poznanie na podstawie położenia ciał w naszych regionach, czy któreś z nich zachowuje to samo położenie względem niego. Wynika stąd, że absolutny spoczynek nie może być określony na podstawie położenia ciał w naszych regionach. (Newton 1979, s. 8-9)

Wprowadzenie przez Newtona w *Scholium* do absolutnej struktury czasoprzestrzeni wyróżnionego układu odniesienia oznacza konieczność zawężenia jej symetrii przez likwidację zależnych od czasu translacji $v^{\alpha}\cdot t$. Odwzorowania symetrii mają wtedy postać:

$$x^{\alpha} \to x'^{\alpha} = R^{\alpha}{}_{\beta}\, x^{\beta} + const \qquad \text{(NEW)}$$
$$t \to t' = t + const$$

Żadne jednak prawa fizyki nie wskazują na istnienie wyróżnionego układu odniesienia, a symetriami trzech zasad dynamiki, które stanowią istotę newtonowskiej teorii ruchu, są symetrie „GAL". Ponieważ koncepcja absolutnego położenia nie jest potrzebna do konstrukcji adekwatnych teorii fizycznych, możemy odrzucić, korzystając z brzytwy Ockhama, istnienie takiego układu. Ale chociaż ruch tym samym przestaje być absolutny w oryginalnym sensie newtonowskim, polegającym na zmianie absolutnego położenia, po poszerzeniu symetrii z (NEW) do (GAL) pozostaje w dalszym ciągu absolutny, ponieważ w czasoprzestrzeni Galileusza mamy w teorii ruchu absolutną (nierelacyjną) wielkość, którą jest przyspieszenie. Mylili się zatem ci krytycy Newtona, którzy sądzili, że wystarczy odrzucić istnienie absolutnej przestrzeni (w sensie wyróżnionego układu odniesienia), aby tym samym zanegować absolutność ruchu. Zanegować tę absolutność można było tylko w jeden możliwy sposób - tworząc dobrą relacjonistyczną teorię ruchu. Ani Leibniz, ani Huygens, ani Berkeley ani Mach takiej teorii jednak nie stworzyli.

Jest rzeczą ciekawą, że pierwsze relacjonistyczne teorie ruchu powstała dopiero w II połowie XX w., czyli mniej więcej 250 lat po tym, jak wysunięto postulat relacjonistycznego opisu ruchu. Stało się to tak późno prawdopodobnie dlatego, że do stworzenia teorii tego typu potrzebny jest formalizm hamiltonowski oraz świadomość, że ma on szersze zastosowania niż tylko do mechaniki newtonowskiej. Chociaż na obecnym etapie teorie te nie stanowią żadnej przeciwwagi dla teorii Newtona, czy też tym bardziej dla teorii względności, są one ciekawe filozoficznie jako próby wcielenia w życie idei relacjonistycznych. Twórcami tych pierwszych relacjonistycznych teorii ruchu są J. B. Barbour oraz jego współpracownicy[6].

Relacjonista poszukujący nierelatywistycznej teorii ruchu spełniającej jego postulaty ma do wyboru dla swojej teorii dwa rodzaje symetrii czasoprzestrzennych: szersze, dla

[6] Ograniczę się tutaj do krótkiego omówienia dwóch prac Barbour (1974), Barbour i Bertotti (1977), które są dobrą ilustracją stosowanej przez autorów metody. Koncepcje te były potem rozwijane w kolejnych pracach.

których jedynymi niezmiennikami byłyby równoczesność absolutna i względna odległość obiektów, lub węższe, dla których dochodzi dodatkowy obiekt absolutny (niezmiennik odwzorowań symetrii) w postaci interwału czasowego[7]. Te pierwsze można nazwać symetriami Macha, drugie symetriami Leibniza. Odwzorowania symetrii Macha mają postać:

$$x^{\alpha} \rightarrow x'^{\alpha} = R^{\alpha}{}_{\beta}(t)\, x^{\beta} + a^{\alpha}(t) \qquad \text{(MACH)}$$
$$t \rightarrow t' = f(t), \qquad df/dt > 0$$

gdzie $R^{\alpha}{}_{\beta}(t)$ jest zależną od czasu macierzą ortogonalną, $a^{\alpha}(t)$ i $f(t)$ dowolnymi gładkimi funkcjami czasu. Czas w teorii o takich symetriach nie ma metrycznego znaczenia i dlatego każda inna funkcja czasu $f(t)$ zachowująca uporządkowanie zdarzeń ($df/dt>0$) jest równie dobra. Czas jest tu tylko parametrem, który służy do „etykietowania" kolejnych zmieniających się konfiguracji. Czas w ten sposób określony wciela w życie ideę Leibniza i Macha, zgodnie z którą ma być tylko następstwem zdarzeń. Symetrie Leibniza mają z kolei postać:

$$x^{\alpha} \rightarrow x'^{\alpha} = R^{\alpha}{}_{\beta}(t)\, x^{\beta} + a^{\alpha}(t) \qquad \text{(LEIB)}$$
$$t \rightarrow t' = t + const$$

Warto w tym miejscu zwrócić uwagę na dwie rzeczy. Po pierwsze, wprowadzone wyżej odwzorowania są tylko symetriami pewnych potencjalnych teorii ruchu, podobnie jak wprowadzone wcześniej obiekty absolutne (niezmienniki symetrii) są tylko pewnymi szczególnymi obiektami pojawiającymi się w modelach tych teorii. Wynika stąd, że nie ma w ogóle potrzeby wprowadzania czegoś takiego jak czasoprzestrzeń Macha czy czasoprzestrzeń Leibniza. Wprowadzanie ich może sugerować traktowanie czasoprzestrzeni jako substancji i jest potencjalnie mylące. Jeżeli jednak mimo wszystko ktoś wprowadza takie byty, tak jak np. Earman (1989b, s. 27 - 31), powinien zastrzec się, że nie traktuje w tym momencie czasoprzestrzeni jako substancji a jego rozważania nie powinny być interpretowane dosłownie.

Druga moja uwaga dotyczy dopuszczalnych dla relacjonisty interpretacji odwzorowań symetrii. Chcący zachować konsekwencję relacjonista musi powyższe odwzorowania symetrii interpretować biernie, nie może natomiast, jeśli nie chce popaść w substancjalizm, interpretować ich czynnie. Wynika to stąd, iż odwzorowania symetrii interpretowane biernie oznaczają tylko równoważność opisu tego samego układu ciał w różnych układach

[7] Zmniejszającej się liczbie symetrii odpowiada zwiększająca się liczba elementów absolutnych. Będę się trzymał terminologii Earmana (1989b). Barbour i Bertotti (1977) używają nieco innej terminologii; odwzorowania symetrii (Mach) nazywają *grupą Leibniza*.

współrzędnych i jako takie nie niosą ze sobą żadnych zobowiązań ontologicznych w stosunku do czasu i przestrzeni. Zupełnie inaczej wygląda sytuacja w przypadku zastosowania interpretacji aktywnej. Interpretacja aktywna transformacji oznacza - odwołując się do intuicji - możność (w sensie dopuszczenia przez prawa fizyczne odpowiednich rozwiązań) zmiany położenia, orientacji lub prędkości układu ciał w czasoprzestrzennym „pojemniku”. Ujmując rzecz inaczej, standardowa interpretacja transformacji aktywnej zakłada, iż punkty czasoprzestrzeni zachowują swoją identyczność mimo tego, że zmieniają się obiekty materialne zlokalizowane w nich. Wynika stąd, że interpretacja aktywna zakłada substancjalność czasoprzestrzeni i nie może być stosowana przez kogoś, kto jest relacjonistą lub atrybutywistą.

Mogłoby się wydawać, że odwzorowania symetrii (LEIB) są ciekawsze niż (MACH) ze względu na to, iż relacjonista poszukujący równań ruchu o takich właśnie symetriach, ma prawo wykorzystać w tych równaniach względne prędkości i względne przyspieszenia ciał, jako że są to niezmienniki (LEIB). Okazuje się jednak, że odwzorowania (MACH) również posiadają atrakcyjne własności, które sprawiły, że to je właśnie Barbour wybrał jako symetrie poszukiwanych przez siebie równań. Atrakcyjność odwzorowań (MACH) polega na tym, że zagwarantowana dowolnością *f(t)* duża dowolność w ustalaniu parametru spełniającego rolę czasu pozwala na uproszczenie niektórych równań pojawiających się w teorii.

Idea stworzenia alternatywnej w stosunku do mechaniki newtonowkiej, relacjonistycznej teorii ruchu, wyrażonej w języku względnych odległości obiektów, została przedstawiona przez Barboura w 1974r. W części kinematycznej tej koncepcji autor wprowadza relacyjną przestrzeń konfiguracyjną (RPK), której punktami będą w przypadku wszechświata składającego się z N punktowych cząstek możliwe konfiguracje tych cząstek. Możliwą kinematyczną historię świata tworzyłaby wtedy dowolna ciągła krzywa w RPK a każdy punkt na takiej krzywej określałby pewną chwilę czasu. Czas byłby w ten sposób zdefiniowany przez historię świata jako całości. Dynamikę do przestrzeni konfiguracyjnej wprowadza Barbour w standardowy sposób, poprzez zasadę najmniejszego działania dla pewnej funkcji Lagrange’a L. W pracy (1974) funkcja L dla układu N punktowych cząstek o masach m_i ($\sum m_i = M$), odległościach wzajemnych $r_{ij}(\lambda)$ i prędkościach wzajemnych $r_{ij}' = d\, r_{ij} / d\lambda$ („ ’ ” będzie oznaczało również w dalszej części tego paragrafu różniczkowanie względem λ, gdzie λ - dowolny parametr czasowy mierzony wzdłuż krzywej w RPK) ma postać (Barbour 1974, s. 328):

$$L = \Psi \cdot \Gamma \qquad (3)$$

gdzie $\Gamma = (\sum_{i<j} m_i\, m_j\, r_{ij}'^{\,2})^{1/2}$, $i,j = 1,...,N$

$\Psi = \sum_{i<j} m_i\, m_j / r_{ij}$

Wprowadzona wzorem (3) funkcja Lagrange'a L ma postać iloczynu dlatego, aby zapewnić niezmienniczość $Ld\lambda$ względem transformacji symetrii $\lambda \to f(\lambda)$, gdzie λ jest parametrem czasu. W funkcji L mamy tutaj wyłącznie względne odległości (w 3 - wymiarowej przestrzeni euklidesowej) i względne prędkości.

Równania ruchu dla przypadku 1-wymiarowego (przypadek 3-wymiarowy jest w pracy (1974) pominięty) otrzymuje Barbour z (3) poprzez równania Eulera- Lagrange'a. Przy założeniu, że we wszechświecie istnieje niewielka liczba cząstek, równania te prowadzą do ruchu, który jest zupełnie inny niż ten wynikający z teorii newtonowskiej. Zupełnie inaczej sytuacja wygląda, jeżeli założymy warunki zbliżone do rzeczywistych - duża liczba cząstek (gwiazd) rozłożonych równomiernie we wszechświecie. Ψ staje się wówczas efektywnie stałe, parametr λ przestaje być odróżnialny od czasu newtonowskiego t a równania ruchu przyjmują postać:

$$m_i\, d\, x_i' / dt = (1 / M\Psi) \cdot \partial\Psi / \partial x_i \qquad (4)$$

Tym, co zwraca uwagę w powyższym równaniu, jest jego newtonowska forma ze współczynnikiem $\gamma = 1 / M\Psi$, który ma być - jak pisze Barbour - „grawitacyjną stałą", która jest określona przez rzeczywisty rozkład materii we Wszechświecie. Drugim ciekawym wynikiem, który osiągnął Barbour w swojej pracy z 1974r., jest to, że „wyjaśnia bezwładność (opór ciała poddanego prostoliniowemu przyspieszeniu względem pozostałych ciał we Wszechświecie) wyłącznie w terminach względnych odległości i względnych prędkości oraz pokazuje, że zupełna dynamika może być wyrażona w takich terminach" (Barbour 1974, s.329). Słabą natomiast stroną tej pracy, na co zwraca uwagę Earman (1989b, s. 93), jest to, że Barbour ogranicza się w niej do jednego tylko przestrzennego wymiaru, eliminując w ten sposób rotację, która jest piętą achillesową relacjonizmu.

W późniejszej pracy Barbour i Bertotti (1977) rozszerzają analizę Barboura na 3 wymiary przestrzenne i modyfikują funkcję Lagrange'a L w taki sposób, aby odległe ciała miały mniejszy wpływ na bezwładność danego ciała niż te, które są w pobliżu.

Jeżeli chodzi o przewidywania omawianych teorii, to niektóre z nich są niesprawdzalne, jak np. nienewtonowskie zachowanie układu składającego się z małej liczby ciał, znajdujących się w pustym Wszechświecie. Z kolei te, które są sprawdzalne, w niektórych przypadkach zgodne są z doświadczeniem, w innych zaś nie. Teoria Barboura i Bertotti'ego (1977, s. 15) przewiduje przesunięcie peryhelium Merkurego, w czym ma przewagę nad teorią Newtona, ale za to przewiduje zmianę w czasie „stałej” grawitacyjnej G (w granicach trudnych obecnie do sprawdzenia: $G' / G \sim 10^{-10}$ /*rok*), co jest sprzeczne z OTW. Teoria ta przewiduje również inny efekt (1977, s. 20), który jest niezgodny z teorią Newtona i z OTW, chociaż na razie niesprawdzony; mianowicie grawitacyjne oddziaływanie skończonego, sferycznego ciała znajdującego się w spoczynku ma być inne niż w przypadku, gdyby jego masa była skoncentrowana w środku. Najbardziej rażącym odstępstwem zarówno od teorii (Newtona i Einsteina), jak i eksperymentu, jest efekt anizotropii masy (1977, s.21).

Oceniając teorie Barboura i Bertotti’ego można się zgodzić z Earmanem, że potrzebne są dłuższe badania nad teoriami z czasoprzestrzynnymi symetriami (MACH), aby można było taką ocenę oprzeć na solidnych podstawach. W szczególności konieczne byłoby przedstawienie elektromagnetyzmu i mechaniki kwantowej o tego typu symetriach. Największą wartością prac Barboura i Bertotti’ego jest udowodnienie, że możliwe są interesujące klasyczne relacjonistyczne teorie ruchu i pokazanie, jak takie teorie mogą wyglądać.

Do czasu powstania elektrodynamiki Maxwella wydawało się, że zasada względności Galileusza obowiązuje dla wszystkich zjawisk fizycznych. Po jej odkryciu okazało się jednak, że równania Maxwella nie są niezmiennicze względem przekształceń (GAL). Wynik ten zinterpretowano najpierw w ten sposób, iż uznano, że równania te wyróżniają pewien układ odniesienia. Układ ten miał być związany z hipotetycznym ośrodkiem wypełniającym przestrzeń - eterem - uważany za konieczny do tego, aby fale elektromagnetyczne, takie jak światło, mogły rozchodzić się w przestrzeni. Równania Maxwella miały obowiązywać tylko w tym wyróżnionym układzie odniesienia, w pozostałych zaś układach powinny mieć inną postać. Co więcej w każdym z układów poruszających się względem eteru światło powinno mieć różną prędkość w różnych kierunkach. Wydawało się, że porównując prędkości światła w różnych kierunkach na powierzchni Ziemi można będzie odkryć względny ruch Ziemi i eteru. Celowi temu miało służyć słynne doświadczenie Michelsona - Morleya. Stwierdzona eksperymentalnie izotropowość prędkości rozchodzenia się światła świadczyła jednak przeciwko koncepcji eteru. Doświadczenie to zdawało się również wskazywać na to, że równania elektrodynamiki mają tę samą maxwellowską postać we wszystkich układach inercjalnych. Koncepcję eteru próbowano jeszcze ratować przy pomocy różnych dodatkowych hipotez. Najbardziej znane z nich to hipoteza zakładająca, iż eter jest unoszony przez obiekty poruszające się, takie jak Ziemia, oraz hipoteza Lorentza, przyjmująca skrócenie długości oraz dylatację czasu dla obiektów poruszających się względem eteru. Hipoteza Lorentza umożliwiała utrzymanie koncepcji absolutnego układu odniesienia, z tym że, zgodnie z wynikami doświadczenia Michelsona - Morleya, był to układ, którego nie dawało się wykryć eksperymentalnie.

Nowe odkrycia sprawiły jednak już wkrótce, cała koncepcja eteru przestała być potrzebna. Najpierw Larmor i Poincaré znaleźli odwzorowania symetrii dla równań Maxwella. Z przekształceń znalezionych przez Larmora i Poincarégo wynikały również wzory Lorentza na kontrakcję długości i dylatację czasu, jednakże ze względu na radykalną odmienność tych przekształceń od dotychczas stosowanych symetrii czasoprzestrzennych (GAL), uważano je tylko za pewną formalną własność równań Maxwella. Sytuację zmieniło diametralnie dopiero zaproponowanie przez Einsteina w 1905 r. STW.

3. Fizyka relatywistyczna

Tworząc STW, Einstein przyjął dwa podstawowe założenia. Po pierwsze, uznał, że światło ma tę samą prędkość we wszystkich inercjalnych układach odniesienia. Po drugie zaś założył obowiązywanie zasady względności, zwanej obecnie szczególoną zasadą względności, a mówiącej, iż prawa fizyki (w tym również równania elektrodynamiki) mają tę samą postać we wszystkich układach inercjalnych. Opierając się na tych założeniach Einstein wykazał, iż newtonowskie pojęcie równoczesności absolutnej powinno zostać zastąpione równoczesnością względną (tzn. zrelatywizowaną do układu odniesienia) oraz wyprowadził wzory na przekształcenia wiążące ze sobą czas i przestrzeń w różnych układach inercjalnych. Wzory te okazały się być identyczne ze wzorami znalezionymi przez Larmora i Poincarégo, co oznaczało, iż elektrodynamika maxwellowska spełnia szczególną zasadę względności. Przekształcenia znalezione przez Larmora, Poincarégo i Einsteina w swojej najogólniejszej postaci zwane są przekształceniami Poincarégo[8] i wyglądają następująco (łacińskie indeksy i, j, k, l przebiegają zbiór $1, 2, 3, 4$):

$$x^i \to x'^{\,i} = R^i{}_k\, x^k + a^i \qquad \text{(POINC)}$$

gdzie a^i, $R^i{}_k$ stałe, przy czym $R^i{}_k\, g'_{ij}\, R^j{}_l = g_{kl}$ oraz $g_{11}=-g_{22}=-g_{33}=-g_{44}=1$, zaś $g_{ij}=0$ gdy $i\neq j$ (g_{ij} jest tensorem metrycznym czasoprzestrzeni).

[8] Grupa przekształceń Poincarégo powstaje jako złożenie węższej - i bardziej znanej - grupy przekształceń Lorentza z trójwymiarowymi obrotami, odbiciami i translacjami czasoprzestrzennymi. Przekształcenia Lorentza w przypadku ruchu układów wzdłuż wspólnej osi x mają postać: $t' = (t - vx/c^2)/\sqrt{1-v^2/c^2}$, $x' = (x - vt)/\sqrt{1-v^2/c^2}$, $y' = y$, $z' = z$

Elektrodynamika Maxwella była pierwszą teorią spełniającą nową szczególną zasadę względności. Mechanika newtonowska spełniała ją tylko w przybliżeniu, przy założeniu, że prędkości są małe w porównaniu z prędkością światła. Einstein już w pierwszych swoich pracach poświęconych STW zaproponował jednak nową mechanikę, niezmienniczą względem (POINC).

Przekształcenia (POINC) tworzą grupę i wprowadzają do czasoprzestrzeni pewną czterowymiarową geometrię, od nazwiska jej twórcy zwaną geometrią Minkowskiego. Minkowskiemu udało się poprzez wprowadzenie czterowymiarowego rachunku tensorowego zaproponować taki formalizm, dzięki któremu sama postać praw gwarantuje niezmienniczość względem (POINC). Rachunek ten jest odpowiednikiem trójwymiarowego rachunku wektorowego i tensorowego dla zwykłej przestrzeni.

Czasami uważa się, że to dopiero STW wprowadziła czterowymiarową czasoprzestrzeń. Pojęcie czterowymiarowej czasoprzestrzeni wprowadzić jednak można również do fizyki newtonowskiej tyle tyko, że hiperpowierzchnie jednoczesności (czyli trójwymiarowe momentalne przestrzenie, na których ulokowane są zdarzenia jednoczesne względem siebie) są wówczas absolutne (niezależne od wyboru układu odniesienia) i czterowymiarowy sposób patrzenia na czasoprzestrzeń nie narzuca się jako konieczny. W przypadku czasoprzestrzeni Minkowskiego czasu i przestrzeni nie da się w ten sposób oddzielić. Musimy je odtąd uważać za jeden obiekt - *czterowymiarową czasoprzestrzeń* - i zgodnie z zaleceniem Minkowskiego zrezygnować z poglądu, że czas i przestrzeń są niezależne od siebie.

Podstawową rolę w geometrii Minkowskiego odgrywa niezmiennik $\Delta\tau$ grupy (POINC), zwany interwałem czasoprzestrzennym, spełniający równanie:

$$\Delta\tau^2 = g_{ij}\,\Delta x^i\,\Delta x^j = c^2 (t - t_0)^2 - (x - x_0)^2 - (y - y_0)^2 - (z - z_0)^2 = c^2\Delta t^2 - \Delta\mathbf{r}^2 \qquad (5)$$

gdzie $x^1 = ct,\ x^2 = x,\ x^3 = y,\ x^4 = z$.

Interwał czasoprzestrzenny spełnia w tej geometrii podobną rolę, jak zwykła odległość w przestrzeni Euklidesa ($\Delta\mathbf{r}^2 =(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2$), jednak w odróżnieniu od niej wartość kwadratu interwału może być również ujemna.

Jeżeli ustalimy punkt O (o współrzędnych ($t_0,\ x_0,\ y_0,\ z_0$)), to wartości kwadratu interwału $\Delta\tau$ dzielą czasoprzestrzeń Minkowskiego na trzy rozłączne klasy punktów, znajdujące się z punktem O w relacjach *czasowych* (gdy $\Delta\tau^2 > 0$), *zerowych* (gdy $\Delta\tau^2 = 0$) lub *przestrzennych* (gdy $\Delta\tau^2 < 0$). Sens fizyczny tego podziału jest następujący. Pierwsza klasa punktów składa się z punktów, które można osiągnąć wysyłając w ich kierunku lub wysyłając z nich w kierunku *O* sygnały świetlne. Zbiór takich punktów nazywamy stożkiem świetlnym punktu *O*. W skład drugiej klasy wchodzą punkty, które można osiągnąć wysyłając w ich kierunku lub wysyłając z nich w kierunku *O* cząstkę z prędkością mniejszą niż prędkość światła *c*. Te punkty, należące do obu wymienionych klas, które można osiągnąć wysyłając w ich kierunku sygnały z prędkością nie przekraczającą prędkości światła, nazywamy *absolutną przyszłością* punktu *O*. Te zaś, które posiadają tę własność, że wysłany z nich sygnał z prędkością nie przekraczającą prędkości światła, może dotrzeć do punktu *O*, nazywamy absolutną przeszłością punktu *O*. Trzecia klasa wreszcie, zwana względną teraźniejszością punktu *O*, składa się z takich punktów, że dla każdego z nich istnieje pewien układ inercjalny, w którym jest on równoczesny z *O* (dla żadnego z punktów klasy pierwszej i drugiej taki układ nie istnieje). Ponieważ żadne sygnały nie mogą się rozchodzić z prędkością większą od prędkości światła, zdarzenia zlokalizowane we względnej teraźniejszości punktu *O*, w przeciwieństwie do zdarzeń zlokalizowanych w pierwszych dwóch klasach, nie mogą wchodzić w relacje przyczynowe ze zdarzeniami zlokalizowanymi w punkcie *O*.

Weźmy pod uwagę zegar spoczywający w układzie *S’* ($\Delta \mathbf{r}' = 0$), poruszającym się ze stałą prędkością *v* względem układu *S* i obliczmy wartość interwału $\Delta\tau$ najpierw w układzie *S’* a następnie w *S*:

$$\Delta\tau = \sqrt{c^2 \Delta t'^2} = c\Delta t' \tag{6}$$

$$\Delta\tau = \sqrt{c^2 \Delta t^2 - \Delta r^2} = \Delta t\sqrt{c^2 - \Delta r^2 / \Delta t^2} = c\Delta t\sqrt{1 - v^2 / c^2} \tag{7}$$

Ze wzoru (6) wynika, iż interwał $\Delta\tau$ pokrywa się (z dokładnością do stałej multiplikatywnej *c*) z czasem mierzonym przez zegar poruszający się wraz z układem *S’*. Z tego też powodu nazywa się go *czasem własnym*. Z porównania wzorów (6) i (7) wynika z kolei, iż

$$\Delta t' = \Delta t\sqrt{1 - v^2 / c^2} \tag{8}$$

co oznacza, że czas $\Delta t'$ mierzony przez zegar znajdujący się w ruchu (względem *S*), jest krótszy niż czas Δt mierzony przez zegary spoczywające w układzie *S*. Zjawisko to nazywamy *dylatacją czasu*[9].

[9] Drugim znanym efektem pojawiającym się w STW jest tzw. skrócenie Lorentza - Fitzgeralda; weźmy pod uwagę pręt spoczywający w układzie *X’Y’Z’* o długości $l_0 = \Delta x'$. Z drugiego wzoru składającego się na transformację Lorentza (przyp. 10) wynika, iż $\Delta x' = (\Delta x - v\Delta t) / \sqrt{1 - v^2 / c^2}$. Długość *l* pręta w układzie *XYZ* wyznacza nam różnica współrzędnych Δx przy założeniu, że $\Delta t = 0$. Zatem $l = l_0\sqrt{1 - v^2 / c^2}$.

Historia dowolnej cząstki, przedstawiona w czasoprzestrzeni, tworzy tzw. *linię świata* tej cząstki. Długość tej linii, mierzona przy pomocy tej miary, którą jest interwał $\Delta\tau$, wynosi[10]:

$$\tau(t) = \int_{t_0}^{t} c\sqrt{1-v^2/c^2}\,dt' \tag{9}$$

i ma sens czasu własnego odmierzanego wzdłuż linii świata rozważanej cząstki, czyli tego czasu, którego upływu doświadcza ta cząstka (v jest jej prędkością). Jeżeli teraz porównamy dwa obiekty, z których jeden spoczywa, drugi zaś wyrusza w podróż ($v \neq 0$), po czym wraca i ponownie spotyka się z pierwszym, to stosując (9) otrzymujemy:

$$\int_{t_0}^{t} c\sqrt{1-v^2/c^2}\,dt' \leq \int_{t_0}^{t} c\,dt' \tag{10}$$

Nierówność ta tłumaczy, skąd bierze się słynny paradoks bliźniąt; czas własny poruszającego się (i doznającego przyspieszeń) bliźniaka jest krótszy, niż tego, który spoczywał.

Dynamiczne równanie ruchu w STW, odpowiednik II zasady dynamiki Newtona, ma następującą formę:

$$F^i = dp^i/d\tau = m_0\, d^2x^i/d\tau^2 \tag{11}$$

gdzie p^i czterowektor energii-pędu danej cząstki, m_0 jej masa spoczynkowa zaś τ czas własny,. Podobnie jak zasady newtonowskie równanie to obowiązuje w układach inercjalnych. Aby odnieść je do układów nieinercjalnych, trzeba w równaniu tym uwzględnić dodatkowe pseudo-siły, takie jak siły bezwładności czy siły Coriolisa, a równanie ruchu uzyskuje wtedy ogólnie współzmienniczą postać:

$$F^i = m_0\,[d^2x^i/d\tau^2 + \Gamma^i_{jk}(dx^j/d\tau)(dx^k/d\tau)] \tag{12}$$

gdzie Γ^i_{jk} - współczynniki płaskiej koneksji afinicznej, czyli takiej, która spełnia warunek, że istnieje globalny układ współrzędnych, w którym $\Gamma^i_{jk}=0$. Układy spełniające ten warunek są układami inercjalnymi. Wspomniane wcześniej pseudo-siły zawarte są w drugim członie równania po prawej stronie. Ponieważ w ramach STW nie ma możliwości, aby związać strukturę inercjalną (czy też afiniczną) z rozkładem mas, musimy przypisywać ją czasoprzestrzeni i musimy tym samym interpretować przedstawioną wyżej teorię ruchu jako absolutystyczną.

---

[10] Por. np. Kopczyński, Trautman 1992, p. 60-61.

Tak samo, jak w przypadku zasady Galileusza, chcąc precyzyjnie sformułować szczególną zasadę względności, musimy wyrazić ją w języku elementów absolutnych STW i ich symetrii. Elementami absolutnymi STW są koneksja afiniczna Γ^i_{jk} oraz metryka g_{ij}, zaś ich grupą symetrii grupa Poincarégo (POINC)[11]. Szczególna zasada względności mówi nam, iż grupą symetrii STW $\langle M, \Gamma^i_{jk}, g_{ij} \rangle$ jest grupa (POINC). Symetrie te informują nas o tak istotnych własnościach czasoprzestrzeni, jak jednorodność (wyrażona przez niezmienniczość STW względem translacji czasoprzestrzennych), izotropowość przestrzeni (wyrażona przez niezmienniczość STW względem obrotów przestrzennych), izotropowość czasoprzestrzeni (wyrażona przez niezmienniczość STW względem szczególnej grupy Lorentza) oraz symetria względem odbić przestrzennych. Wymienionym symetriom odpowiadają na mocy twierdzenia Noether następujące zasady zachowania (odpowiednio): zasada zachowania energii i pędu układu, zasada zachowania momentu pędu całego układu oraz prawo zachowania środka masy układu (środek masy izolowanego układu porusza się ruchem jednostajnym prostoliniowym).

STW nie podobała się Einsteinowi z dwóch powodów[12]. Po pierwsze, nie dawało się do niej włączyć w zadowalający sposób teorii grawitacji. Po drugie zaś - i tu zaznaczył się wpływ Macha - STW wprowadzała odpowiednik newtonowskiej przestrzeni absolutnej w postaci klasy układów inercjalnych. Układy inercjalne mianowicie wpływają na ruch ciał same nie doznając wpływów z ich strony. Wyeliminować taką przestrzeń absolutną można było w dwojaki sposób. Można było w konstruowanej teorii potraktować strukturę inercjalną czasoprzestrzeni jako element dynamiczny, zależny od rozkładu mas (chociaż nie zdeterminowany przez niego). Można też było starać się zrealizować w przyszłej teorii bardziej ambitny postulat wysuwany przez Macha, a mówiący, iż bezwładność ciał opierać się musi na oddziaływaniu mas. Postulat ten w innym swoim sformułowaniu głosi, że lokalne układy inercjalne zdeterminowane są przez rozkład materii we Wszechświecie i tej właśnie postaci pojawił się już we wstępie mojej pracy jako tzw. zasada Macha. Einstein wybrał drugi ze wspomnianych wariantów.

Warto w tym miejscu zwrócić uwagę na to, że oba omawiane wyżej postulaty, wysuwane wobec przyszłej teorii, mimo pewnych zachodzących pomiędzy nimi podobieństw, zakładają zasadniczo odmienne podejścia filozoficzne do czasoprzestrzeni. Pierwszy postulat mówi, iż materia we Wszechświecie *tylko wpływa* na strukturę inercjalną czasoprzestrzeni, a

[11] Obie te wielkości,tzn. metryka i koneksja afiniczna ,nie są od siebie niezależne; pierwsza z nich wyznacza jednoznacznie drugą. Por. np. Kopczyński, Trautman 1992, p. 115, Friedman 1983, p. 355.

[12] Por. Einstein (1949).

ponieważ mamy również wpływ czasoprzestrzeni i jej struktury inercjalnej na obiekty materialne (chociażby w zjawisku ruchu) podejście to zakłada równorzędność ontologiczną czasoprzestrzeni oraz świata materialnego. Pierwszy postulat zakłada tym samym substancjalne podejście do czasoprzestrzeni i prowadzi do absolutystycznej teorii ruchu pomimo obecności pewnych „wątków" antyabsolutystycznych związanych ze zmianą statusu struktury inercjalnej, czy też afinicznej, z obiektu absolutnego (absolutnego w sensie niezależności od ciał opisywanych przez tę teorię) na obiekt dynamiczny. Zupełnie inaczej sytuacja przedstawia się w przypadku drugiego postulatu. Zdeterminowanie struktury inercjalnej czasoprzestrzeni przez rozkład materii we Wszechświecie umożliwiałoby nie tylko potraktowanie struktury inercjalnej jako obiektu dynamicznego, ale również relacjonistyczne podejście do czasoprzestrzeni, zarówno w sporze ontologicznym, jak i w przypadku sporu o naturę ruchu. Jeżeli się weźmie pod uwagę ogólnie antyabsolutystyczne nastawienie Einsteina, nie jest niczym zaskakującym to, że starał się zrealizować ten drugi postulat.

Punktem wyjścia dla Einsteina w jego pracy nad równaniami OTW było spostrzeżenie, iż równość masy grawitacyjnej i bezwładnej pociąga jako swoją konsekwencję to, że lokalnie siły grawitacji, występujące w układzie inercjalnym, nie są odróżnialne od sił bezwładności występujących w układzie odniesienia przyspieszającym względem układu inercjalnego. Układy takie są zatem sobie fizycznie równoważne. Wynikało stąd, że postulowana w STW niezmienniczość praw fizyki względem transformacji Poincarégo jest za wąska i należy postulować także niezmienniczość praw względem nieliniowych transformacji współrzędnych. Powstała w ten sposób nowa, ogólna zasada względności. Zasada ta, wraz z założeniem mówiącym, iż poszukiwane równania pola grawitacyjnego powinny przechodzić w granicy nierelatywistycznej w równania newtonowskiej teorii grawitacji, doprowadziły Einsteina do sznalezienia nowych równań pola grawitacyjnego:

$$R_{ij} - (1/2)\, g_{ij}\, R = (8\pi G / c^4)\, T_{ij} \qquad (13)$$

gdzie R_{ij} oznacza tensor Ricciego, R skalar krzywizny, G stałą grawitacji, c prędkość światła, g_{ij} metrykę a T_{ij} tensor energii-pędu. Równania te są układem równań nieliniowych 2 - go rzędu na składowe tensora metrycznego g_{ij} . Ponieważ tensor ten określa geometrię czasoprzestrzeni a występujący z prawej strony tensor energii-pędu T_{ij} reprezentuje energię i pęd układów fizycznych, to równania pola (13) określają wpływ rozkładów i ruchów ciał na geometrię czasoprzestrzeni. Czasoprzestrzeń ta, chociaż jest zakrzywiona, lokalnie ma geometrię czasoprzestrzeni Minkowskiego, czyli jest lokalnie (w przybliżeniu) płaska.

W ten oto sposób czasoprzestrzeń wraz z określającym ją obiektem, którym jest metryka g_{ij} , przestała być w OTW elementem absolutnym. Tak więc w OTW nie ma żadnych elementów absolutnych a grupą symetrii tak określonej teorii jest grupa wszystkich przekształceń różniczkowalnych (klasy C^2). Ostatnie zdanie wyraża precyzyjnie treść ogólnej zasady względności.

Jak wynika z powyższych rozważań, poprzez zmianę statusu metryki z obiektu absolutnego na dynamiczny udało się Einsteinowi zrealizować słabszy z dwóch omawianych wcześniej programów antyabsolutystycznych. Pierwotnym jego zamiarem była jednak realizacja drugiego programu, bardziej ambitnego, wyrażającego się zasadą Macha. Czy ten plan mu się powiódł?

Po znalezieniu równań pola w 1915 r. Einstein sądził, że tak jest istotnie. Już wkrótce okazało się jednak, że zasada Macha nie jest spełniona przez OTW. Decydującego argumentu dostarczył tu Wilhelm de Sitter w 1917 r.. De Sitter znalazł „puste" rozwiązanie równań pola Einsteina, opisujące czasoprzestrzeń pozbawioną mas ($T_{i\ j} = 0$)[13]. Należy podkreślić, że pustość świata, założona w rozwiązaniach de Sittera, nie oznacza niemożności znajdowania się w nim żadnych ciał a tylko nieobecność takich ciał, które mogą wpływać na strukturę Wszechświata. Można przyjmować istnienie w nim cząstek próbnych, które nie wpływają na metrykę w dużej skali, i analizować różne ich własności, min. ich bezwładność. Nie można uznać, że bezwładność tychże ciał powstaje jako wynik ich oddziaływania z ciałami wypełniającymi Wszechświat, skoro z założenia jest on pusty. Wynika stąd, że zasada Macha nie jest spełniona przez OTW.

Jeżeli chodzi o problem ruchu, to w OTW zachodzi jedna istotna zmiana w porównaniu z teoriami wcześniejszymi. Otóż w teoriach wcześniejszych równania ruchu źródeł pola były *dołączane* do równań pola danej teorii, np. do równań pola grawitacyjnego Newtona czy też do równań Maxwella. W równaniach pola OTW natomiast równania ruchu są już zawarte[14]. Tę własność równań pola, objawiającą się ich nieliniowością, Einstein (1949) uważał za bardzo ważną ich cechę. Sądził, że przyszła, bardziej ogólna teoria pola musi tę cechę zachować. Ponieważ równania ruchu zawarte w równaniach pola OTW okazują się być w pierwszym przybliżeniu newtonowskie[15], można się spodziewać, że relatywistyczne

[13] De Sitter znalazł swoje rozwiązanie dla równań pola (13) z dołączonym członem kosmologicznym: $R_{i\,j} - (1/2)\, g_{i\,j}\, R = (8\pi G / c^4)\, T_{i\,j} - \Lambda\, g_{i\,j}$, gdzie Λ to tzw. stała kosmologiczna. Zadaniem członu kosmologicznego jest wprowadzenie do równań pola (13) dodatkowego pola sił kosmicznych przyciągania lub odpychania, w zależności od znaku Λ. Einsten wprowadził w 1917 r. człon kosmologiczny do swoich równań, aby uratować statyczność rozwiązań kosmologicznych.
[14] Por. np. Einstein 1949, Infeld, Plebański 1960, Kopczyński, Trautman 1992, Wald 1984.
[15] Por. np. Infeld, Plebański 1960, rozdz. 2,3.

równania ruchu będą również równaniami absolutystycznymi (w sensie wyjaśnionym na str. 6 i 7). I rzeczywiście bliższa analiza relatywistycznych równań ruchu pokazuje ich absolutyzm.

OTW wyjaśnia fizyczne własności ruchu w terminach geometrycznych własności krzywych na rozmaitości czasoprzestrzennej[16]. Wprowadzona na rozmaitości koneksja afiniczna umożliwia podział wszystkich ruchów na dwie klasy; ruchy, których trajektorie w czasoprzestrzeni są liniami geodezyjnymi przy zadanej koneksji (ruchy inercjalne) oraz ruchy, których tory nie są liniami geodezyjnymi (ruchy nieinercjalne). Linie geodezyjne, które są torami cząstek próbnych spadających swobodnie, określone są równaniami:

$$d^2x^i/d\tau^2 + \Gamma^i_{jk}(dx^j/d\tau)(dx^k/d\tau) = 0 \qquad (14)$$

Powyższe równanie ruchu upraszcza się w lokalnym układzie inercjalnym, spadającym wraz z cząstką, w którym współczynniki $\Gamma^i_{jk} = 0$. Ma ono wtedy postać:

$$d^2x^i/d\tau^2 = 0 \qquad (15)$$

Fiasko zasady Macha sprawiło, że nie da się lokalnych układów inercjalnych oraz całej struktury afinicznej jednoznacznie związać z rozkładem materii we Wszechświecie i musimy ją wiązać z czasoprzestrzenią. Jest to zatem absolutystyczna teoria ruchu.

Jak wynika z powyższych rozważań, w teorii względności, zarówno szczególnej jak i ogólnej, ruch jest absolutny. Nie wyklucza to jednak istnienia innej teorii, obowiązującej dla wszystkich możliwych prędkości, w której ruch mógłby być relacyjny. Przeciw takiej właśnie możliwości występuje Earman w dwóch swoich pracach, poświęconych zjawisku ruchu (1989a, s.85, 1989b, s.102). Earman formułuje, powołując się na pracę Malamenta (1985), pewien argument, który ma pokazywać, że nie jest możliwa żadna relatywistyczna, relacjonistyczna teoria ruchu. Argument ten wygląda następująco. Earman przyjmuje najpierw, bez dowodu, że każda czasoprzestrzeń, która ma posiadać rozpoznawalną strukturę relatywistyczną, musi klasyfikować wszystkie wektory styczne do czasoprzestrzennej rozmaitości na trzy wzajemnie wykluczające się kategorie wektorów czasowych, przestrzennych i zerowych albo, w innym równoważnym ujęciu, musi posiadać strukturę stożka świetlnego albo też, w jeszcze innym ujęciu, równoważnym poprzednim, musi mieć określoną w zbiorze swoich punktów relację możliwej łączności przyczynowej[17]. Jak

---

[16] Por. np. Friedman 1983, rozdz. 2, 5.

[17] Relacja *możliwej łączności przyczynowej* (*causal connectibility*) wprowadzona jest w następujący sposób: punkty $x,y \in M$ pozostają ze sobą w relacji możliwej łączności przyczynowej wtedy i tylko wtedy, gdy istnieje gładka krzywa przyczynowa (tzn. taka, że wektory styczne do niej ξ^i spełniają warunek $g_{ik}\,\xi^i\,\xi^k \geq 0$) łącząca x i y. Por. Malament 1985, s.617, Hawking, Ellis 1973, s.103. Przyczynową strukturę czasoprzestrzeni analizuje również Heller 1991.

odnotowuje Malament, struktura stożka świetlnego określa metrykę czasoprzestrzeni z dokładnością do konforemnej równoważności[18] a istnienie ruchu obrotowego jest konforemnie niezmiennicze. Wynika stąd, że jeżeli w relatywistycznej czasoprzestrzeni o określonej strukturze przyczynowej mamy ruch obrotowy przy pewnej metryce *g*, to przy każdej innej *g'* , która jest zgodna z *g* na poziomie lokalnej struktury przyczynowej (należy do tej samej klasy równoważności konforemnej), ruch obrotowy również będzie niezerowy. Earman wyciąga stąd wniosek, że „w dowolnej czasoprzestrzeni, którą chcielibyśmy uważać za relatywistyczną, istnieje absolutne pojęcie ruchu obrotowego" (Earman 1989a, s. 85). Oznaczać ma to, że nie jest możliwa żadna relatywistyczna, relacjonistyczna teoria ruchu. W następstwie tego w fizyce relatywistycznej mamy znajdować się w sytuacji jakościowo odmiennej niż w przypadku fizyki nierelatywistycznej[19] - w ramach fizyki nierelatywistycznej nie da się bowiem dowieść nieistnienia relacjonistycznych teorii ruchu.

Czy jednak Ermanawi udało się rzeczywiście dowieść nieistnienia relatywistycznych, relacjonistycznych teorii ruchu? Odpowiedź na to pytanie zależy od tego, co rozumie się przez teorię relatywistyczną i jej czasoprzestrzeń. Jeżeli Earman przez czasoprzestrzeń relatywistyczną rozumie czasoprzestrzeń o strukturze wyznaczonej przez teorię względności Einsteina, to twierdzenie Earmana, zgodnie z którym czasoprzestrzeń relatywistyczna ma nie dopuszczać relacjonistycznych teorii ruchu, mówiłoby nam tylko tyle, że teoria względności Einsteina oraz teorie zakładające identyczne symetrie czasoprzestrzenne nie dają się zinterpretować relacjonistyczne. W takim przypadku twierdzenie Earmana byłoby tylko analogiczne do twierdzenia obowiązującego dla teorii Newtona i mówiącego, że newtonowska teoria ruchu nie da się interpretować relacjonistycznie. Nie byłoby zatem prawdą w tym przypadku, że mamy tu sytuację jakościowo odmienną niż w przypadku nierelatywistycznym. Jeżeli natomiast przez relatywistyczną czasoprzestrzeń rozumie Earman czasoprzestrzeń dowolnej teorii obowiązującej w całym możliwym zakresie prędkości, to popełnia tym samym błąd *petitio principi*, ponieważ w żaden sposób nie próbuje dowieść tego, co powinien dowieść, a mianowicie, że każda taka teoria musi albo klasyfikować wszystkie wektory styczne do czasoprzestrzennej rozmaitości na trzy wzajemnie wykluczające się kategorie wektorów czasowych, przestrzennych i zerowych albo musi posiadać strukturę stożka świetlnego albo też musi mieć określoną w zbiorze swoich punktów

---

[18] Malament 1985, s. 619. Dwie metryki $g_{a\,b}$ i $g'_{a\,b}$ są *konforemnie równoważne* (*conformal equivalent*), jeżeli istnieje gładkie odwzorowanie $\Phi\colon M \to R$ takie, że $g'_{a\,b} = \Phi^2 g_{a\,b}$.

[19] Earman 1989b, s. 102, 108; 1989a, s. 85.

relację możliwej łączności przyczynowej[20]. Co więcej, jak się zdaje, żaden taki dowód istnieć nie może, ponieważ nie jesteśmy w stanie z góry przewidzieć, jakimi cechami muszą odznaczać się wszystkie potencjalne teorie ruchu obowiązujące dla wszystkich możliwych prędkości, tak jak trudno było przewidzieć własności teorii względności na podstawie teorii newtonowskiej. W tym przypadku zatem również nie ma podstaw do twierdzenia, że w zakresie relatywistycznym mamy zasadniczo odmienną sytuację niż w przypadku nierelatywistycznym. Prawdopodobnie jest tak, jak twierdzi Earman, że każda teoria ruchu musi być teorią absolutystyczną, ale teza taka nie została niestety przez niego dowiedziona.

[20] Warto tu zaznaczyć, że sam Malament nie miał aż takich ambicji, aby dowieść, iż w przypadku każdej potencjalnej teorii ruchu, obowiązującej w całym możliwym zakresie prędkości, ruch jest absolutny. Jego rozważania ograniczają się do OTW.