Jerzy Gołosz

Ruch, przestrzeń, czas

Filozofia Nauki 10/1, 7-31

2002

Filozofia Nauki
Rok X, 2002, Nr 1(37)

Jerzy Gołosz

Ruch, przestrzeń, czas*

1. WSTĘP

Ponieważ czas i przestrzeń nie są bezpośrednio dostępne naszym zmysłom, zmuszeni jesteśmy poznawać je pośrednio poprzez zjawiska rozgrywające się w nich. Takiego uzasadnienia, właściwego dla substancjalisty, uznającego niezależne od świata materialnego istnienie czasu i przestrzeni, nie potrzebują relacjoniści i zwolennicy atrybutywizmu, negujący substancjalność czasu i przestrzeni i sprowadzający je do relacji pomiędzy zdarzeniami[1] (w pierwszym przypadku) lub też do własności lokalizacji czasoprzestrzennej zdarzeń (w drugim). Dla nich konieczność odwołania się do zjawisk fizycznych w celu badania własności czasoprzestrzennych naszego świata jest naturalną konsekwencją przyjętych założeń ontologicznych.

Jednym z ciekawszych zjawisk, mogących dostarczyć nam informacji na temat własności czasu i przestrzeni, jest zjawisko ruchu. Poszukiwanie właściwej teorii opisującej ruch pomaga nam w zrozumieniu, jaką naturę mają czas i przestrzeń, jakie są relacje pomiędzy nimi i w jakie struktury są wyposażone. W pracy niniejszej chciałbym przeanalizować to zagadnienie najpierw w ramach fizyki nierelatywistycznej, potem w fizyce relatywistycznej. Na zakończenie zaś chciałbym omówić wnioski, ja-

* Autor pragnie podziękować Prof. Helenie Eilstein za inspirację oraz cenne uwagi do pierwszej wersji tej pracy.

[1] W pracy tej będę używał terminu „zdarzenie" w sensie właściwym, na oznaczenie tego, co zachodzi czy też wydarza się w jakimś punkcie czasoprzestrzennym. Fizycy relatywiści używają terminu „zdarzenie" („*event*") dwuznacznie; rozumiejąc go albo w sensie właściwym, albo też posługując się nim dla oznaczenia punktu czasoprzestrzeni, w którym zachodzi zdarzenie w sensie właściwym.

Stanowiska substancjalizmu, relacjonizmu i atrybutywizmu zostaną precyzyjniej zdefiniowane w dalszej części pracy.

kie wynikają z analizy zjawiska ruchu, dotyczące problemu ontologicznego statusu czasu i przestrzeni.

Jeżeli chcemy opisywać ruch, musimy zdecydować się na pewne zasadnicze wybory. Musimy mianowicie zdecydować się na to, względem czego chcemy opisywać ruch oraz jakie cechy chcielibyśmy mu przypisać. Drugi ze wspomnianych wyborów dotyczy symetrii czasoprzestrzennych zamierzonej teorii ruchu, pierwszy zaś tego, czy chcemy opisywać ruch relacyjnie, odnosząc ruchy ciał do siebie, czy też absolutnie, odnosząc ruch do czasu i przestrzeni (ew. czasoprzestrzeni). Każdy z tych wyborów zakłada pewne własności czasu i przestrzeni, zaś adekwatność uzyskanej teorii ruchu (przez adekwatność teorii rozumiem tutaj zdolność teorii do wyjaśniania i przewidywania zjawisk fizycznych) mówi nam o tym, czy przyjęte założenia są właściwe, czy też nie, dostarczając tym samym poszukiwanych informacji na temat czasu i przestrzeni.

Chciałbym omówić teraz dokładniej alternatywne drogi, jakimi można postępować, chcąc stworzyć jakąś teorię ruchu. Rozpocznę przy tym od prezentacji relacjonistycznej i absolutystycznej koncepcji ruchu. Stanowisko relacjonistyczne można precyzyjniej wyrazić w następujący sposób:

REL Każdy ruch jest względnym ruchem ciał lub też odbywa się względem pewnej struktury, np. inercjalnej, która to struktura jest jednoznacznie wyznaczona przez rozkład materii we Wszechświecie.

Tezę powyższą należy rozumieć w ten sposób, że, zdaniem relacjonisty, adekwatna teoria ruchu powinna zawierać w swoich równaniach wyłącznie wielkości takie jak *względne* odległości ciał, *względne* prędkości ciał czy *względne* przyspieszenia ciał, lub też powinna odwoływać się do pewnej struktury, np. tworzonej przez klasę układów inercjalnych, jednoznacznie wyznaczonej przez rozkład materii we Wszechświecie.

Relacjonistycznej koncepcji ruchu (REL) odpowiadają zatem dwie alternatywne strategie. Pierwsza z nich jest strategią klasyczną, przedstawioną konsekwentnie dopiero w pismach Huygensa, a nie, jak można by sądzić, Leibniza.[2] Drugą z możliwych strategii rozważał już sam Newton we wczesnej pracy *De Gravitatione*, napisanej około roku 1668, ale odrzucił ją jako niemożliwą do przyjęcia. Idea ta została potem podjęta przez Berkeleya (1752) i Macha (1883), a sprowadza się ona do tego, aby wyjaśniać istnienie bezwładnościowych efektów ruchu niejednostajnego przez odnoszenie ruchu do gwiazd stałych. Ze względu na to, że strategia taka wcielałaby

---

[2] Chociaż Leibniz był przeciwnikiem koncepcji substancjalności czasu i przestrzeni, to jednak zdawał się, dość paradoksalnie, dopuszczać, że istnieje coś takiego jak ruch absolutny i że jest on czymś innym niż zwykły, względny ruch ciał. Świadczą o tym fragmenty jego piątego pisma do Clarke'a: „Przyznaję wszelako, że istnieje różnica pomiędzy absolutnym i prawdziwym ruchem ciała a zwykłą względną zmianą jego położenia wobec innego ciała. Kiedy bowiem bezpośrednia przyczyna zmiany tkwi w ciele, znajduje się ono w ruchu i wtenczas położenie innych ciał względem niego ulega w następstwie zmianie, mimo że przyczyna tej zmiany nie tkwi w nich wcale" ([Leibniz 1969], s. 391).

w życie zasadę Macha, zgodnie z którą lokalne układy inercjalne zdeterminowane są przez rozkład materii we Wszechświecie, można by ją nazwać strategią machowską. Dopiero ogólna teoria względności (OTW) dała zwolennikom zasady Macha szansę na realizację tej strategii. Na ile nadzieje te były uzasadnione, spróbuję pokazać w dalszej części pracy.

Zwolennik absolutystycznej koncepcji ruchu, taki jak np. Newton, będzie oczywiście negował (REL) twierdząc, że

ABS Każda adekwatna teoria ruchu musi zawierać w swoich równaniach co najmniej jedną spośród *absolutnych* (odnoszących się do czasoprzestrzeni, a nie do innych ciał) wielkości, takich jak położenie, prędkość czy przyspieszenie.

To, które z tych wielkości będzie chciał absolutysta wykorzystać w swojej teorii ruchu, będzie zależało od własności czasoprzestrzennych — mówiąc językiem fizyki *symetrii czasoprzestrzennych* — które zechce przypisywać ruchowi. Ponieważ żądanie, aby teoria ruchu była relacjonistyczna, narzuca również pewnego rodzaju symetrie na wielkości czasoprzestrzenne występujące w takiej teorii, spór o naturę ruchu pomiędzy relacjonizmem i absolutyzmem jest powiązany z drugim rozważanym problemem dotyczącym tego, jakiego typu symetrie czasoprzestrzenne powinny obowiązywać w teoriach ruchu.

2. FIZYKA NIERELATYWISTYCZNA

W wypadku 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*, 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:

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

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[3] i postuluje ich istnienie, przy czym każde dwa takie układy związane są ze sobą pewnym przekształceniem (GAL), interpretowanym biernie. Transformacja, interpretowana 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:

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

(gdzie m — masa ciała, F^{α} — przyłożona siła, x^{α} — położenie ciała).

Równanie (1) stwierdza, iż przyspieszenie d^2x^{α}/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;[4] 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.

---

[3] 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.

[4] Np. Reichenbach (1957) traktuje zaproponowane przez Macha wyjaśnienie doświadczenia z wiaderkiem za równouprawnione w stosunku do tego, które podał Newton.

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.[5] Np. newtonowska II zasada dynamiki (1) miałaby następującą współzmienniczą postać:

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

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 wypadku 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:

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

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, które odwzorowują M na siebie w ten sposób, że $\Psi{*}A_i = A_i$ dla wszystkich i.[6]

---

[5] Por. [Friedman 1973], [Kopczyński, Trautman 1992], [Earman 1989b], [Heller 1993].

[6] 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].

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).

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.[7]

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 tę 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).

---

[7] 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].

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:

> 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:

$$\text{(NEW)} \quad \begin{aligned} x^{\alpha} &\rightarrow x'^{\alpha} = R^{\alpha}{}_{\beta} x^{\beta} + const \\ t &\rightarrow t' = t + const \end{aligned}$$

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 powstały 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.[8]

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

Relacjonista poszukujący nierelatywistycznej teorii ruchu spełniającej jego postulaty ma do wyboru dla swojej teorii dwa rodzaje symetrii czasoprzestrzennych: szersze, dla 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.[9] Te pierwsze można nazwać symetriami Macha, drugie symetriami Leibniza. Odwzorowania symetrii Macha mają postać:

$$\text{(MACH)} \quad \begin{aligned} & x^\alpha \to x'^\alpha = R^\alpha{}_\beta(t)\, x^\beta + a^\alpha(t) \\ & t \to t' = f(t),\ df/dt > 0 \end{aligned}$$

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:

$$\text{(LEIB)} \quad \begin{aligned} & x^\alpha \to x'^\alpha = R^\alpha{}_\beta(t)\, x^\beta + a^\alpha(t) \\ & t \to t' = t + const \end{aligned}$$

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 ([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. Chcąc 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 współrzędnych i jako takie nie niosą ze sobą żadnych zobowiązań ontologicznych w stosunku do czasu i przestrzeni. Zupełnie inaczej wygląda sytuacja w wypadku zastosowania interpretacji aktywnej. Interpretacja aktywna

---

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

transformacji oznacza — intuicyjnie — 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 1974 r. W części kinematycznej tej koncepcji autor wprowadza relacyjną przestrzeń konfiguracyjną (RPK), której punktami będą w wypadku 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. 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 [Barbour 1974] funkcja L dla układu N punktowych cząstek o masach m_i ($\sum m_i = M$), odległościach wzajemnych $r_{ij}(\lambda)$ i prędkościach wzajemnych $r_{ij}' = dr_{ij}/d\lambda$ („'" 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):

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

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

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

Wprowadzona wzorem (3) funkcja Lagrange'a L ma postać iloczynu po to, by 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 z 1974 r. 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:

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

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 omawianej pracy 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 ([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 [Barbour, 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 wypadkach zgodne są z doświadczeniem, w innych zaś nie. Teoria Barboura i Bertotti'ego 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 (s. 15). Teoria ta przewiduje również inny efekt, 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 wypadku, gdyby jego masa była skoncentrowana w środku (s. 20). Najbardziej rażącym odstępstwem zarówno od teorii (Newtona i Einsteina), jak i eksperymentu, jest efekt anizotropii masy (s. 21).

Oceniając teorie Barboura i Bertottiego można się zgodzić z Earmanem, że potrzebne są dalsze 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 Bertottiego 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, że 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 szczególną 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 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[10] i wyglądają następująco (łacińskie indeksy i, j, k, l przebiegają zbiór 1, 2, 3, 4):

(POINC) $x^i \rightarrow x'^i = R^i{}_k x^k + a^i$

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).

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 tylko, 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 wypadku 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:

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

[10] 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: $t' = (t - vx/c^2)/\sqrt{1 - v^2/c^2}$, $x' = (x - vt)/\sqrt{1 - v^2/c^2}$, $y' = y$, $z' = z$

Interwał czasoprzestrzenny spełnia w tej geometrii podobną rolę, jak zwykła odległość w przestrzeni Euklidesa ($\Delta r^2 = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2$), 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 *zerowych* (gdy $\Delta\tau^2 = 0$), *czasowych* (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' ($\Delta r' = 0$), 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.*[11]

---

[11] Drugim znanym efektem pojawiającym się w STW jest tzw. skrócenie Lorentza—Fitzgeralda;

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:[12]

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

i ma sens czasu własnego odmierzanego wzdłuż linii świata rozważanej cząstki, czyli tego czasu, którego upływu doświadcza ta cząstka (υ 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:

(10) $$\int_{t_0}^{t} c\sqrt{1 - \upsilon^2 / c^2}\, dt' \leq \int_{t_0}^{t} c\, dt'$$

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:

(11) $$F^i = dp^i / d\tau = m_0 d^2x^i / d\tau^2$$

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:

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

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.

---

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 $\Delta x' = (\Delta x - \upsilon\Delta t) / \sqrt{1 - \upsilon^2 / c^2}$. Długość l pręta w układzie XYZ wyznacza nam różnica współrzędnych Δx przy założeniu, że $\Delta t = 0$. Zatem $l = l_0 \sqrt{1 - \upsilon^2 / c^2}$.

[12] Por. np. Kopczyński, Trautman 1992, p. 60—61.

Tak samo, jak w wypadku 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).[13] 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.[14] 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 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

---

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

[14] Por. [Einstein 1949].

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 znalezienia nowych równań pola grawitacyjnego:

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

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 ($T_{ij} = 0$).[15] 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, m.in. 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.[16] Tę własność równań pola, objawiającą się ich nieliniowością, Einstein (por. [Einstein 1949]) uważał za bardzo ważną ich cechę. Sądził, że przyszła ogólniejsza teoria pola musi tę cechę zachować. Ponieważ równania ruchu zawarte w równaniach pola OTW okazują się w pierwszym przybliżeniu newtonowskie,[17] można się spodziewać, że relatywistyczne 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.[18] 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:

---

[15] De Sitter znalazł swoje rozwiązanie dla równań pola (13) z dołączonym członem kosmologicznym: $R_{ij} - (1/2)\, g_{ij}\, R = (8\pi G / c^4)\, T_{ij} - \Lambda g_{ij}$, 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.

[16] Por. np. [Einstein 1949], [Infeld, Plebański 1960], [Kopczyński, Trautman 1992], [Wald 1984].

[17] Por. np. [Infeld, Plebański 1960], rozdz. 2, 3.

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

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

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

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

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 ([Earman 1989a], s. 85, [Earman 1989b], s. 102). Earman formułuje, powołując się na pracę Malamenta [Malament 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, musi mieć określoną w zbiorze swoich punktów relację możliwej łączności przyczynowej.[19] Jak odnotowuje Malament, struktura stożka świetlnego określa metrykę czasoprzestrzeni z dokładnością do konforemnej równoważności[20] 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 niere-

[19] 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 [Heller 1991].

[20] [Malament 1985], s. 619. Dwie metryki g_{ab} i g'_{ab} są *konforemnie równoważne* (*conformal equivalent*), jeżeli istnieje gładkie odwzorowanie Φ: $M \rightarrow R$ takie, że $g'_{ab} = \Phi^2 g_{ab}$.

latywistycznej[21] — w ramach fizyki nierelatywistycznej nie da się bowiem dowieść nieistnienia relacjonistycznych teorii ruchu.

Czy jednak Ermanowi 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 relacjonistycznie. W takim wypadku 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 wypadku, że mamy tu sytuację jakościowo odmienną niż w wypadku 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, 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 relację możliwej łączności przyczynowej.[22] 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 wypadku zatem również nie ma podstaw do twierdzenia, że w zakresie relatywistycznym mamy zasadniczo odmienną sytuację niż w zakresie nierelatywistycznym. Prawdopodobnie jest tak, jak twierdzi Earman, że każda teoria ruchu musi być teorią absolutystyczną, ale teza taka nie została przez niego dowiedziona.

4. ONTOLOGICZNE IMPLIKACJE SPORU O NATURĘ RUCHU

Na zakończenie mojej pracy chciałbym przeanalizować związki logiczne, które łączą spór o naturę ruchu z problemem ontologicznego statusu czasoprzestrzeni. Przyjmijmy, że substancjalizm jest poglądem głoszącym substancjalność czasoprzestrzeni, rozumianą w następujący sposób:

---

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

[22] 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.

SUB Punkty czasoprzestrzeni są indywiduami zaś czasoprzestrzeń jest teoriomnogościowym zbiorem takich punktów.[23]

Jako uzupełnienie powyższej definicji oraz przedstawionych poniżej pozostałych stanowisk ontologicznych zakładam *realizm naukowy*, zgodnie z którym należy uznawać istnienie tych bytów, do których w nieeliminowalny sposób odnoszą się nasze najlepsze teorie naukowe. Przez *relacjonizm* będę rozumiał stanowisko określone przez dwie tezy, z których pierwsza jest negacją ontologicznej tezy substancjalizmu (SUB), druga zaś głosi, że punkty czasoprzestrzeni nie są własnościami lokalizacji zdarzeń. Tego typu podział nie jest dychotomią, możliwe jest bowiem stanowisko pośrednie pomiędzy substancjalizmem i relacjonizmem — atrybutywizm — zgodnie z którym punkty czasoprzestrzeni są własnościami lokalizacji zdarzeń. Atrybutywizm, jako stanowisko pośrednie, posiada pewne cechy wspólne z oboma pozostałymi stanowiskami. Z relacjonizmem łączy go negowanie substancjalności czasoprzestrzeni, z substancjalizmem zaś odrzucenie możliwości ograniczenia się w opisie zjawisk do relacji (dwu- lub więcej członowych) pomiędzy zdarzeniami lub ciałami.

Tradycyjnie przyjmuje się, że pomiędzy sporem o naturę ruchu i ontologicznym sporem relacjonizm — substancjalizm zachodzi następujący związek logiczny:

(16) $\sim REL \Rightarrow SUB$

co uzasadnia się w ten sposób, że jeżeli ruch jest absolutny, to musi odbywać się względem substancjalnej przestrzeni. Przedstawione powyżej rozstrzygnięcie sporu o naturę ruchu na korzyść absolutyzmu (~REL) prowadziłoby, w przypadku uznania (16), przez *modus ponens* do tezy o substancjalności czasoprzestrzeni (SUB). Ponieważ substancjalność czasoprzetrzeni negowana jest zarówno przez relacjonizm, jak i atrybutywizm, absolutność ruchu oraz (16) pozwalałyby na jednoznaczne rozstrzygnięcie sporu ontologicznego w duchu substancjalizmu.

Przeciwko inferencji tego typu wystąpił Sklar ([Sklar 1976], s. 229—232). Pomysł Sklara polega na tym, aby zanegować relacyjność ruchu (~REL) przy jednoczesnym negowaniu substancjalności czasoprzestrzeni (~SUB). Można sensownie takie stanowisko utrzymywać, twierdzi Sklar, o ile uzna się absolutność przyspieszenia ale jednocześnie będzie się uważało to absolutne przyspieszenie za pierwotną, monadyczną własność cząsteczek. Standardowo przyjmuje się, że przyspieszenie jest zawsze wielkością odniesioną do czegoś, np. do innych cząsteczek, do gwiazd stałych lub też do układów inercjalnych. Propozycja Sklara zmierza do tego, aby uznać wyrażenia typu „*A* jest absolutnie przyspieszone" za wyrażenie kompletne, tak jak np. „*A* jest czerwone". Sklar tej — co trzeba przyznać — oryginalnej propozycji nie uzasad-

[23] Problemy związane z odróżnianiem indywiduów od własności w teorii naukowej omawiam w swojej pracy z 1997 r. Różne możliwe rozumienia substancjalizmu analizuje Augustynek w pracy z 1994 r. Przyjęcie, że podstawowymi składnikami czasoprzestrzeni są nie punkty a pewne obiekty rozciągłe, wymagałoby w powyższej definicji tylko jednej zmiany; zastąpienia punktów czasoprzestrzeni tymi obiektami.

nia, przyznając wprost, że w ramach jego koncepcji nie da się wyjaśnić tego, iż siły bezwładności występują w niektórych tylko przypadkach.

Propozycja Sklara spotkała się z różnym przyjęciem. Np. Hoefer i Ray ([Hoefer, Ray 1992], s. 575, 579) traktują ją jako czysto spekulatywną, a Teller ([Teller 1991], s. 370) krytykuje ją jako hipotezę *ad hoc*. Akceptują propozycję Sklara Friedman oraz, pod pewnymi warunkami, Earman. W odróżnieniu od Sklara Friedman ([Friedman 1983], s. 232—236) przypisuje absolutne przyspieszenie w postaci pierwotnej, monadycznej własności nie ciałom materialnym, tylko konkretnym torom ciał fizycznych. Jednakże, na co zwraca uwagę Earman ([Earman 1989b], s.163—166), Friedman nie zaproponował żadnych alternatywnych teorii, wykraczających poza instrumentalistyczne wykorzystanie już istniejących, używanych obecnie teorii ruchu.

Znacznie bardziej wyrafinowaną interpretację idei Sklara proponuje Earman ([Earman 1989b], s. 126—128, 154, 214). Earman uważa, że w tej postaci, w jakiej idea ta została przedstawiona przez Sklara, jest ona tylko „sprytnym kuglarskim trikiem" (*ibidem*, s. 214, p. 10), z drugiej jednak strony uważa, że pomysł Sklara można rozwinąć w taki sposób, aby stał się możliwy do zaakceptowania. Earman proponuje mianowicie tzw. *manewr reprezentacjonistyczny*.[24] Manewr ten polegać ma na tym, aby uznać, że rzeczywistość fizyczna jest u swych podstaw relacjonistyczna, tzn. jest opisana przez relacjonistyczne teorie fizyczne, a substancjalistyczne opisy tej rzeczywistości, proponowane przez teorie, których używamy obecnie, przypisane są rzeczywistości fizycznej przez relację, która wiąże jedną określoną, relacjonistyczną rzeczywistość z wieloma możliwymi, równoważnymi opisami substancjalistycznymi. Substancjalistyczne opisy rzeczywistości byłyby w tej koncepcji jedynie pewnymi *reprezentacjami* prawdziwej, relacjonistycznej rzeczywistości. Np. znany argument Leibniza przeciwko substancjalizmowi można interpretować w tym duchu mówiąc, że ten sam układ ciał, stanowiący pewną określoną rzeczywistość fizyczną dla relacjonisty, substancjalista może opisywać na wiele różnych sposobów po wprowadzeniu fikcyjnej (według relacjonisty) czasoprzestrzeni w wyniku „przesuwania" lub „obracania" tego układu względem „czasoprzestrzeni" (cudzysłowy ilustrują tu sposób myślenia relacjonisty).

W odniesieniu do ruchu manewr reprezentacjonistyczny Earmana polega na potraktowaniu absolutnego przyspieszenia, występującego w istniejących absolutystycznych teoriach ruchu, np. absolutnego przyspieszenia z czasoprzestrzeni Galileusza, jako reprezentacji absolutnego, pierwotnego przyspieszenia Sklara. Relacjonista nie może wprost stosować istniejących teorii ruchu (newtonowskiej czy relatywistycznej), ponieważ teorie te substancjalizują czasoprzestrzeń, odwołując się do nie dającej się zredukować do rozkładu mas struktury inercjalnej czasoprzestrzeni. Może się natomiast starać stworzyć teorię ruchu z absolutnym przyspieszeniem jako pierwotną, monadyczną własnością cząstek. Teoria taka powinna zawierać, według Earmana (*ibidem*, s. 128), pewne zasady ruchu, które byłyby analogiami absolutystycz-

[24] [Earman 1989b], s. 120, 127—128, 170—171.

nych praw ruchu (np. newtonowskich) i które powinny pozwalać na wyjaśnianie i przewidywanie ruchów cząstek a jednocześnie nie powinny zawierać zobowiązań ontologicznych w stosunku do punktów czasoprzestrzeni. Analogie z absolutystycznymi prawami ruchu muszą być wystarczająco bliskie, aby można było zobaczyć, że reprezentacjami pewnego modelu tej nowej teorii są elementy pewnej ściśle określonej klasy równoważnych modeli absolutystycznej teorii ruchu. Earman uważa, że gdyby udało się stworzyć teorię spełniającą powyższe warunki, wówczas fakt istnienia i stosowania absolutystycznych teorii ruchu nie pociągałby za sobą substancjalizowania czasoprzestrzeni.

Po przedstawieniu powyższego projektu manewru reprezentacjonistycznego dla problemu ruchu, Earman zapowiada (*ibidem*, s.128) częściową realizację tego projektu w końcowej części swojej pracy. Niestety w końcowych rozdziałach wspomnianej pracy trudno jest znaleźć częściową choćby realizację owego projektu. Rozwijany jest tam tylko manewr reprezentacjonistyczny dla OTW, a problem znalezienia praw ruchu z wykorzystaniem absolutnego przyspieszenia jako pierwotnej, monadycznej własności cząstek w ogóle nie jest poruszany. Sam zaś Earmanowski manewr reprezentacjonistyczny w odniesieniu do OTW jest trudny do przyjęcia.[25]

Czy jednak sama potencjalna możliwość istnienia teorii, która byłaby realizacją Earmanowskiego manewru reprezentacjonistycznego w odniesieniu do problemu ruchu, nie uchyla ważności (16)? Sądzę, że nie, gdyż można argumentować ogólnie, że żadna zadowalająca teoria tej postaci istnieć nie może. Aby jakaś teoria ruchu mogła zostać zaakceptowana w fizyce, musi umożliwiać ilościowe opisywanie zjawiska ruchu, np. położeń czy prędkości, która jest istotna przy obliczaniu energii i pędu. W takiej teorii przyspieszenie musi być określane liczbowo, tak jak ma to miejsce np. w teorii Newtona, gdzie przyspieszenie obliczane jest względem klasy układów inercjalnych. Nie może to być tylko czysto jakościowa teoria stwierdzająca istnienie absolutnego przyspieszenia. W teorii, która zawierałaby absolutne przyspieszenie jako pierwotną, monadyczną własność cząsteczek, przyspieszenie nie mogłoby być określone ilościowo, gdyż nie ma względem czego go policzyć. Propozycję Sklara trudno zatem uznać za coś więcej niż „sprytny kuglarski trik", i to bez czynienia żadnych wyjątków dla ewentualnego manewru reprezentacjonistycznego. Warto tu jeszcze dodać, że pomysł Sklara jest sprzeczny z tą podstawową cechą ruchu, którą fizycy nazywają *względnością*, a która polega na tym, że ruch należy zawsze odnosić do pewnego układu odniesienia.

Należy zatem uznać ważność (16) i potraktować absolutność ruchu jako ważny argument na rzecz substancjalizmu. Nie stawia to jednak relacjonisty w sytuacji beznadziejnej, gdyż nieistnienie relacjonistycznej teorii ruchu nie zostało jak dotąd dowiedzione. Relacjonista może więc w dalszym ciągu szukać teorii ruchu spełniającej

---

[25] Earmanowski manewr reprezentacjonistyczny w odniesieniu do OTW opiera się na idei Gerocha [Geroch 1972] dokonania takiej modyfikacji standardowej wersji OTW, aby teoria ta mogła obywać się bez punktów czasoprzestrzeni. Por. [Gołosz 1997, 2000].

(REL) lub też skupić się na poszukiwaniu ogólniejszej, *nie-substancjalistycznej* teorii zjawisk fizycznych, z której relacjonistyczna teoria ruchu będzie wynikała, zgodnie z równoważną dla (16) tezą:

(17) $\sim SUB \Rightarrow REL$

Przeciwko substancjalizmowi wysuwa się ostatnio zarzut, odwołujący się do tzw. argumentu dziury,[26] a mający pokazywać, iż substancjalizmu nie da się pogodzić z determinizmem. Zarzut ten ma prowadzić do uznania za indeterministyczne takich podstawowych teorii fizycznych, jak mechanika newtonowska, czy też teoria względności, które powszechnie uznawane są za deterministyczne. Argument ten jednak nie trafia w esencjalistyczną wersję substancjalizmu, w której uznaje się za esencjalne własności punktów czasoprzestrzeni własności takie, jak metryczne i/lub absolutne (niezmiennicze względem transformacji symetrii), o ile tylko weźmie się pod uwagę ograniczenia, jakie nakłada wspomniana esencjalność na aktywną interpretację ogólnej współzmienniczości.[27]

5.WNIOSKI

W swojej pracy starałem się pokazać, czego możemy się nauczyć o czasie i przestrzeni studiując zjawisko ruchu. Problemami, które mnie szczególnie interesowały, były symetrie czasu i przestrzeni, struktury, w które są wyposażone, oraz ich status ontologiczny. Problemy te analizowałem w oparciu o klasyczne teorie ruchu, jakie zawarte są w fizyce newtonowskiej oraz szczególnej i ogólnej teorii względności. Przypominając krótko, czasoprzestrzennymi symetriami wyżej wymienionych teorii są (odpowiednio) przekształcenia Galileusza, Poincarégo oraz najogólniejsza grupa wszystkich przekształceń różniczkowalnych. Wymienione przekształcenia symetrii umożliwiają wprowadzenie odpowiednich struktur dla czasu i przestrzeni i dokonanie w nich podziału na obiekty absolutne (niezmienniki przekształceń symetrii) oraz dynamiczne. Istotnym faktem, zasługującym w tym momencie również na przypomnienie, jest to, że wraz z teorią względności czas i przestrzeń, rozpatrywane osobno, zostały skazane — by użyć słów Minkowskiego — na odejście w cień, a na arenie pojawił się nowy twór, którym jest czasoprzestrzeń.

W pracy swojej argumentowałem na rzecz tezy, iż wszystkie trzy teorie ruchu są absolutystycznymi teoriami ruchu i pociąga to jako swoją konsekwencję substancjalność przestrzeni (w teorii newtonowskiej) lub czasoprzestrzeni (w teorii względności). Starałem się również pokazać, że Earmanowska próba uniknięcia powyższej inferencji przy pomocy tzw. manewru reprezentacjonistycznego, przeprowadzonego w oparciu o propozycję Sklara potraktowania absolutnego przyspieszenia jako pier-

[26] Argument ten przedstawiony został przez Earmana i Nortona [Earman, Norton 1987]. Por. również [Earman 1989b].

[27] Por. Gołosz (2000).

wotnej, monadycznej własności cząsteczek, jest, w przedstawionej postaci, niemożliwa do zaakceptowania.

BIBLIOGRAFIA

Augustynek, Z. (1994), „Z ontologii czasoprzestrzeni", *Filozofia nauki* **2**, 5—13.

Barbour, J. B. (1974), „Relative — Distance Machian Theories", *Nature* **249**, 328—329, erratum *Nature* **250**, 606.

Barbour, J. B., Bertotti, B. (1977), „Gravity and Inertia in a Machian Framework", *Nuovo Cimento* **38B**, 1—27.

Berkeley, G. (1752), „De motu", [w:] D. M. Jesseph (red.) *De motu and the Analyst*, Kluwer Akademik Press, Dordrecht 1992.

Crawford, F. S., Cresti, M., Good, M. L., Gottstein, K., Lyman, E. M., Solmitz, F. T., Stevenson, M. L., Ticho, H. K. (1957), „Detection of Parity Nonconservation in Λ Decay", *Physical Review* **108**, 1102—1103.

Earman, J. (1989a), „Remarks on Relational Theories of Motion", *Canadian Journal of Philosophy* **19**, 83—87.

Earman, J. (1989b), *World Enough and Space-Time*, Cambridge: MIT Press.

Earman, J., Norton, J. (1987), „What Price Space-Time Substantivalism? The Hole Story", *British Journal for the Philosophy of Science* **38**, 515—525.

Einstein, A. (1949), *Autobiographical Notes*, [w:] P. A. Schlipp (red.), *Albert Einstein: Philosopher — Scientist*, Evanstone Illinois: North Western University Press.

Friedman, M. (1973), „Relativity Principles, Absolute Objects, and Symmetry Group", [w:] P. Suppes (red.), *Space, Time, and Geometry*, Dordrecht: D. Reidel.

Friedman, M. (1983), *Foundation of Space-Time Theories*, Princeton: Princeton University Press.

Galileo, G. (1632), *Dialogue Concerning the Chief World Systems — Ptolemaic & Copernican*, University of California Press, Berkeley 1967.

Geroch, R. (1972), „Einstein Algebras", *Communication in Mathematical Physics* **26**, 271—279.

Gołosz, J. (1997), „O pewnym argumencie na rzecz substancjalizmu", *Filozofia Nauki* **3**, 15—27.

Gołosz, J. (2000), „O tzw. argumencie dziury", *Filozofia Nauki* **1**, 35—72.

Hawking, S. W., Ellis, G. F. R. (1973), *The Large Scale Structure of Space-Time*, Cambridge: Cambridge University Press.

Heller, M. (1991), *Osobliwy Wszechświat*, Warszawa: PWN.

Heller, M. (1993), *Fizyka ruchu i czasoprzestrzeni*, Warszawa: PWN.

Hoefer, C., Ray, C. (1992), „Review of Earman (1989)", *British Journal for the Philosophy of Science* **43**, 573—580.

Horwich, P. (1978), „On the existence of Times, Space, and Space-Times", *Nous* **12**, 396—419.

Infeld, L., Plebański, J. (1960), *Motion and Relativity*, Oxford — Warszawa: Pergamon Press — PWN.

Kopczyński, W., Trautman, A. (1992), *Spacetime and Gravitation*, Warszawa — Chichester: PWN — John Wiley.

Leibniz, G. W. (1969), „Polemika z S. Clarke'iem", *Wyznanie wiary filozofa*, Warszawa: PWN.

Mach, E. (1883), *Die Mechanik in ihrer Entwiklung*, 9 Auflage, Leipzig 1993.

Malament, D. (1985), „A Modest Remark about Reichenbach, Rotation and Relativity", *Philosophy of Science* **52**, 615—620.

Newton, I. (1668?), „De Gravitatione", [w:] A. R. Hall, M. B. Hall (red.), *Unpublished Scientific Papers of Isaac Newton*, Cambridge University Press, Cambridge 1962.

Newton, I. (1729), *Mathematical Principles of Natural Philosophy*, University of California Press, Berkeley 1947.

Reichenbach, H. (1957), *The Philosophy of Space and Time*, New York: Dover.

Sklar, L. (1976), *Space, Time and Spacetime*, Berkeley: University of California Press.

Teller, P. (1991), „Substance, Relations and Arguments about the Nature of Space-Time", *The Philosophical Review*, 3 Vol. C, 363—397.

Wald, R. M. (1984), *General Relativity*, Chicago: University of Chicago Press.