Andrzej Krasiński

Za kosmicznym horyzontem zdarzeń

Tytułem tego artykułu mogłoby być pytanie: „Czy jest możliwy ruch z prędkością większą od prędkości światła?", ale wolałem nie eksponować tej drugiej wersji, aby nie budzić złych skojarzeń. To będzie zupełnie poważny wywód i w pełni zgodny ze wszystkimi wynikami teorii względności. Odpowiedź na to pytanie brzmi: tak, jest możliwy i naprawdę musiał się odbywać we Wszechświecie przynajmniej przez pewien czas po Wielkim Wybuchu. Jeśli prawdziwe jest głoszone ostatnio przez niektórych astronomów twierdzenie, że Wszechświat rozszerza się ruchem przyspieszonym, to dalekie regiony Wszechświata stale oddalają się od nas z prędkością większą niż c = 300 000 km/s. Znane wszystkim stwierdzenie, że teoria względności nie dopuszcza ruchu z prędkością większą niż prędkość światła, jest przy tym również prawdziwe i nie jest sprzeczne z poprzednim. Jak to możliwe? Te pozornie sprzeczne ze sobą stwierdzenia zostały powyżej wypowiedziane w formie skrótowej, która pomija istotne szczegóły. Zapamiętywanie ważnych twierdzeń w postaci krótkich uproszczonych haseł i dogmatów często prowadzi do nieporozumień. Błędne rozumienie twierdzeń, spowodowane takim uproszczonym zapamiętaniem, bywa prawdziwą plagą, kiedy jest lansowane przez ludzi o dużym autorytecie. Niniejszy artykuł powstał w odpowiedzi na jedną z takich plag. Aby wyjaśnić nieporozumienie, musimy cofnąć się do podstaw

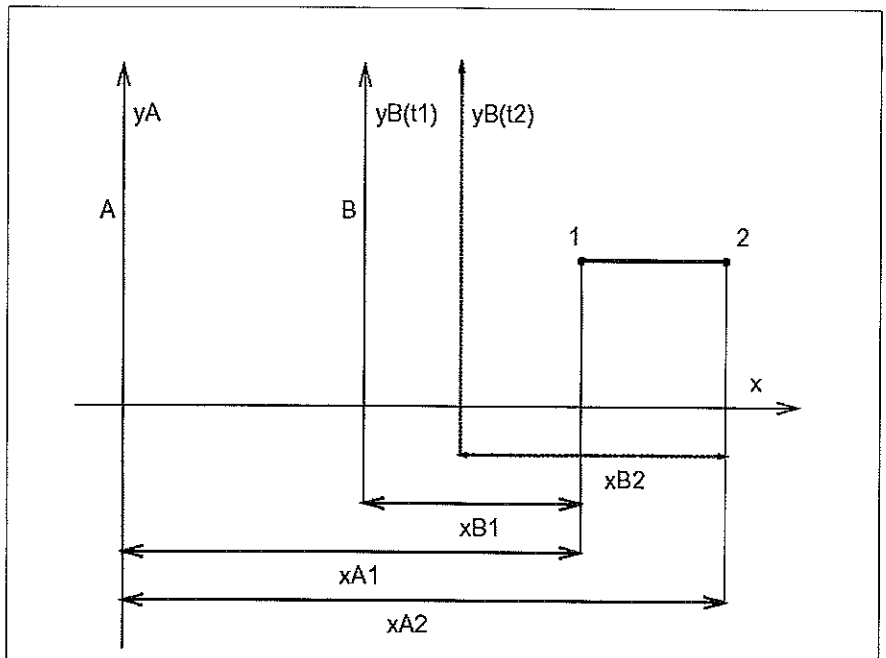
Szczególna teoria względności

Jest faktem doświadczalnym, że prędkość światła mierzona *w układzie inercjalnym* nie zależy od stanu ruchu mierzącego ją obserwatora. Co to jest układ inercjalny? Taki, w którym obowiązują trzy prawa dynamiki Newtona, a więc nie doznający przyspieszeń ani nie podlegający działaniu zewnętrznych sił. Istnienie takiego układu jest postulatem mechaniki Newtona, ale w przyrodzie nie jest on nigdzie ściśle zrealizowany. Nie jest jego realizacją powierzchnia Ziemi, bo tu wszędzie działa jej przyciąganie grawitacyjne. Dla potrzeb teorii często wyobrażamy sobie, że oddalamy się „do nieskończoności", czyli tak daleko od wszystkich ciał masywnych, że ich pole grawitacyjne staje się zaniedbywalnie małe. Ta realizacja układu inercjalnego ma ograniczoną dokładność: w pewnej odległości od Słońca zacznie przecież działać siła grawitacyjna najbliższej leżącej w tym kierunku gwiazdy i przy dalszym posuwaniu się w dal od Słońca będzie ona rosnąć. Nie da się uciec z pola grawitacyjnego naszej Galaktyki (bo życia by nie starczyło), a gdyby nawet — to przecież gdzieś tam daleko są inne galaktyki...

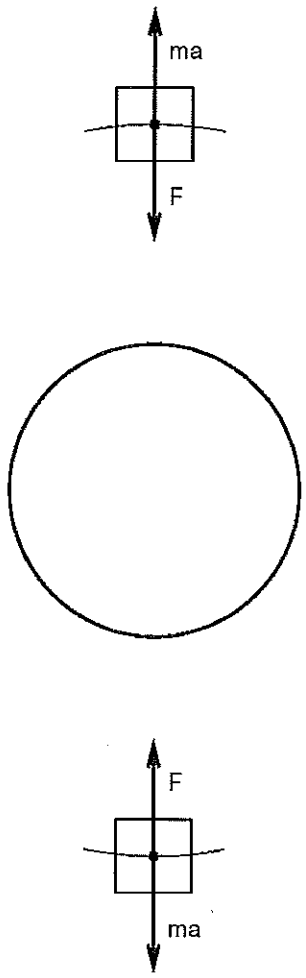
Najlepszą w praktyce, choć ograniczoną przestrzennie, realizacją układu inercjalnego jest układ swobodnie spadający w polu grawitacyjnym lub krążący po orbicie (rys. 1). Podczas takiego ruchu pojawia się siła bezwładności równa $-m\mathbf{a}$, gdzie m jest masą ciała, zaś $\mathbf{a}$ — jego przyspieszeniem. W polu grawitacyjnym siła bezwładności ma ten sam kierunek i wartość, co siła grawitacyjna, ale przeciwny zwrot. (Na orbicie kołowej siłą bezwładności jest siła odśrodkowa, na innych orbitach siła odśrodkowa jest składową siły bezwładności). Równoważy ona dokładnie siłę grawitacyjną *wzdłuż orbity* i całkowita siła działająca na ciało w jego układzie spoczynkowym staje się równa zeru. Stąd bierze się „stan nieważkości" podczas lotu orbitalnego. Podkreślamy jednak, że dzieje się tak tylko wzdłuż orbity. Jeśli chcielibyśmy rozszerzyć taki układ na zbyt duże odległości, np. w dal od źródła pola grawitacyjnego, to siła ciężkości zmalałaby, a siła odśrodkowa wzrosła i pojawiłaby się siła wypadkowa. W dalszej odległości od źródła układ przybliżający inercjalny (zwany fachowo *lokalnie inercjalnym*) musiałby poruszać się po orbicie z mniejszą prędkością.

Niezależność prędkości światła od ruchu obserwatora wydaje się w pierwszej chwili zaskakująca, ale też, w zestawieniu z innymi faktami, jest najbardziej logiczną możliwością. Bo względem czego mielibyśmy tę prędkość mierzyć? Gdyby światło miało swój ośrodek, w którym się rozchodzi, tak jak np. dźwięk, to można by mówić o prędkości względem ośrodka. Postulowano kiedyś istnienie takiego ośrodka, otrzymał on nawet swoją nazwę („eter"), ale wszystkie doświadczenia bezlitośnie wykazywały, że nic takiego nie istnieje. Światło, tak samo jak fale elektromagnetyczne o innych zakresach długości, potrafi rozchodzić się w próżni. Czy światło miałoby się poruszać ze stałą prędkością względem źródła? Wtedy każda wiązka światła miałaby inną prędkość.

Aby uwzględnić fakt, że prędkość obserwatora (inercjalnego! — a więc poruszającego się ruchem jednostajnym względem układu inercjalnego) nie ma wpływu na zmierzoną wartość prędkości światła, trzeba było uznać, że przy przejściu do układu ruchomego zmieniają się nie tylko współrzędne przestrzenne ciała, ale też mierzony przez nie czas. Wzór na odpowiednią transformację odgadł w roku 1895, przez uważną analizę równań Maxwella, holenderski fizyk Hendrik A. Lorentz. Zakładając, że układ B porusza



Rys. 2. Ilustracja do transformacji Lorentza. 1 — punkt początkowy toru ciała poruszającego się, ma on w układzie A współrzędną czasową t_{A1} i współrzędne przestrzenne (x_{A1}, y, z). W układzie B (poruszającym się względem A w kierunku osi x z prędkością v) współrzędna czasowa wynosi t_{B1}, współrzędne przestrzenne (x_{B1}, y, z). 2 — punkt końcowy toru, dla którego odpowiednie wielkości otrzymujemy, zamieniając wskaźnik "1" na "2". Współrzędnej z nie uwzględniono na rysunku, współrzędna y jest taka sama w obu układach. Podczas gdy badane ciało przemieściło się z punktu 1 do 2, układ B też się przesunął względem A — położenia osi y układu B w tych dwu chwilach są oznaczone przez $y_B(t_1)$ i $y_B(t_2)$



Rys. 1. Lokalne układy inercjalne na orbitach wokół Ziemi. Wzdłuż orbity siła ciężkości F jest równa co do wartości sile odśrodkowej *ma* (a jest przyspieszeniem), ale przeciwnie skierowana. Obie siły znoszą się w układzie odniesienia związanym z orbitującym ciałem i dzięki temu układ ten staje się w przybliżeniu inercjalny. Kwadratami zaznaczono obszary, w których przybliżenie można stosować. Obszar taki jest ograniczony — układ położony niżej na rysunku porusza się względem układu położonego wyżej ruchem przyspieszonym, mimo że obydwa są lokalnie inercjalne

się względem układu A z prędkością v w kierunku osi x (patrz rys. 2) i że osie obu układów pokrywają się w chwili $t = 0$, współrzędne przestrzenne (x_B, y_B, z_B) i czas t_B mierzone w układzie B wiążą się z odpowiednimi wielkościami układu A za pomocą następujących wzorów (zwanych *transformacją Lorentza*):

$$y_A = y_B,\ z_A = z_B,$$

$$x_A = \frac{x_B + vt_B}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

$$t_A = \frac{t_B + x_B v/c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \qquad (1)$$

Używając tych wzorów, można znaleźć wzór na składanie (nie dodawanie! — to będzie operacja nieliniowa) prędkości. Przypuśćmy, że punkt początkowy toru jakiegoś ciała miał współrzędne (t_{A1}, x_{A1}, y, z) w układzie A i (t_{B1}, x_{B1}, y, z) w układzie B. Przypuśćmy, że punkt końcowy miał współrzędne, odpowiednio, (t_{A2}, x_{A2}, y, z) w układzie A i (t_{B2}, x_{B2}, y, z) w układzie B. Odległość przebyta w układzie A w czasie ($t_{A2} - t_{A1}$) wynosi wtedy ($x_{A2} - x_{A1}$), a więc prędkość ruchu w układzie A wynosi

$$v_A = \frac{x_{A2} - x_{A1}}{t_{A2} - t_{A1}} \qquad (2)$$

Aby obliczyć odpowiednią prędkość w układzie B, równą z definicji

$$v_B = \frac{x_{B2} - x_{B1}}{t_{B2} - t_{B1}} \qquad (3)$$

podstawiamy wzory (1) do (2) i dostajemy (w drugim kroku dzielimy licznik i mianownik przez ($t_{B2} - t_{B1}$)):

$$v_A = \frac{x_{B2} + vt_{B2} - (x_{B1} + vt_{B1})}{t_{B2} - t_{B1} + (x_{B2} - x_{B1})v/c^2} =$$

$$= \frac{v_B + v}{1 + v_B v/c^2}. \qquad (4)$$

Można teraz łatwo sprawdzić, że jeśli $v_B = c$, to $v_A = c$. Można też sprawdzić, że jeśli $v_B < c$ i $v < c$, to $v_A < c$, a więc nie da się przekroczyć prędkości światła przez składanie prędkości mniejszych niż c.

Wynik ten uzyskaliśmy jednak przy założeniu, że doświadczenie wykonujemy w inercjalnym układzie odniesienia, zaś układy A i B poruszają się względem siebie ruchem jednostajnym prostoliniowym. W układzie nieinercjalnym (np. spoczywającym w polu grawitacyjnym) lub w przypadku, gdy układ B porusza się względem A ruchem przyspieszonym, wszystko się komplikuje. Prędkość światła mierzona przez jednego lub drugiego ob-

serwatora może wtedy okazać się inna niż c i może też okazać się zmienna od punktu do punktu. Nie jest to wcale nowe, rewolucyjne odkrycie. Wiedział o tym fakcie już sam Einstein, gdy w roku 1911 próbował obliczyć kąt ugięcia promienia świetlnego w polu grawitacyjnym [1].

A więc, jeśli ktoś chce zacytować wynik szczególnej teorii względności w sposób ścisły i prawidłowy, a nie tylko błysnąć hasełkową pseudoerudycją, powinien powiedzieć:

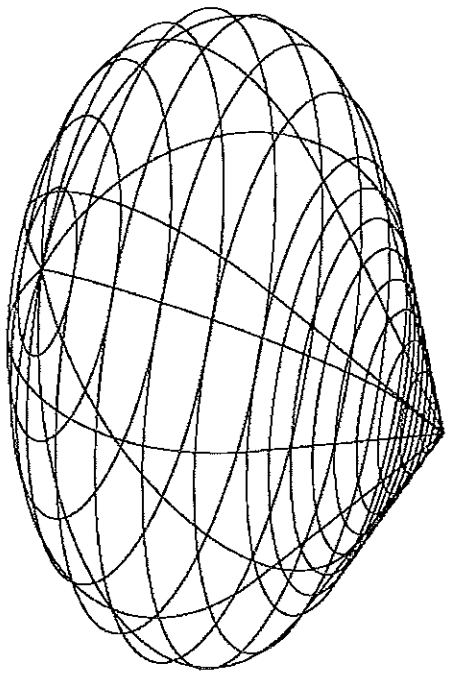
Prędkość światła jest taka sama dla wszystkich obserwatorów ***inercjalnych*** *i nie da się jej przekroczyć przez składanie ruchów* ***jednostajnych w tym samym układzie inercjalnym.***

Komplikacje w polu grawitacyjnym

Jak już wspomniano, przybliżoną realizacją układu inercjalnego w polu grawitacyjnym jest układ lokalnie inercjalny — swobodnie spadający lub krążący po orbicie. Obszar, w którym układ lokalnie inercjalny jest dobrym przybliżeniem idealnego układu inercjalnego z fizyki Newtona, zależy od dokładności używanych przyrządów pomiarowych. Im dokładniejsze przyrządy, tym mniejszy obszar stosowalności. Nawet jednak z całkiem mało dokładnymi przyrządami obszar ten ma ograniczone rozmiary — wystarczy wyobrazić sobie dwa układy swobodnie spadające po przeciwnych stronach Ziemi. Każdy z nich porusza się ruchem przyspieszonym względem drugiego, choć w każdym z nich suma działających sił jest równa zeru.

Pole grawitacyjne w języku teorii względności opisuje się inaczej, niż w fizyce Newtona. W fizyce Newtona wyobrażamy sobie, że płaska przestrzeń jest wypełniona materią i że porcje materii działają na siebie siłami grawitacyjnymi. W teorii względności wyobrażamy sobie, że nasz świat jest 4-wymiarową czasoprzestrzenią — czas jest jedną z czterech współrzędnych. Jest ona w niektórych miejscach prawie płaska — tam, gdzie, mówiąc po newtonowsku, siły grawitacyjne są małe, w niektórych zaś zakrzywiona — np. w pobliżu Słońca, innych gwiazd albo czarnych dziur.

Niektóre własności krzywej czasoprzestrzeni można zilustrować za pomocą krzywych powierzchni dwuwymiarowych. Krzywa powierzchnia może zawierać punkty osobliwe, takie np. jak wierzchołek stożka, gdzie płaszczyzna styczna do powierzchni nie ma dobrze określonego położenia (rys. 3). W każdym punkcie nieosobliwym powierzchni istnieje jednoznacznie wyznaczona płaszczyzna styczna (rys. 4). Podobnie jest z zakrzywioną czasoprzestrzenią — w każdym jej nieosobliwym punkcie istnieje styczna do niej czasoprzestrzeń płaska, fachowo nazywana czasoprzestrzenią Minkowskiego. W każdej pojedynczej czasoprzestrzeni Minkowskiego obowiązują wszystkie prawa szczególnej teorii względności, między innymi niezależność prędkości światła od ruchu obserwatora inercjalnego i nieprzekraczalność prędkości światła za pomocą składania ruchów jednostajnych. Prawa te nie obowiązują jednak, gdy obserwator z jednej czasoprzestrzeni Minkowskiego M_1 obserwuje zjawiska zachodzące w drugiej czasoprzestrzeni Minkowskiego M_2, stycznej do innego punktu krzywej czasoprzestrzeni [2]. Nie ma on nawet możliwości, aby zmierzyć prędkość wiązki światła biegnącej w czasoprzestrzeni M_2 — może tylko *obliczyć* tę prędkość, jeśli zna geometrię krzywej czasoprzestrzeni.



Rys. 3. Wierzchołek stożkowatego „dziobu" na powierzchni jest punktem osobliwym — położenie płaszczyzny stycznej do powierzchni nie jest w tym punkcie jednoznacznie określone. Czterowymiarowe czasoprzestrzenie mogą zawierać analogiczne punkty osobliwe. W punktach nieosobliwych położenie płaszczyzny stycznej jest jednoznacznie określone. Dla krzywej czasoprzestrzeni analogiem płaszczyzny stycznej jest czasoprzestrzeń Minkowskiego, w której obowiązują prawa szczególnej teorii względności

Jeśli punkty styczności krzywej czasoprzestrzeni z M_1 i M_2 są bliskie siebie, to szczególną teorię względności można stosować w przybliżeniu, ale dokładność tego przybliżenia maleje z odległością. Nie można podać uniwersalnej reguły mówiącej, która odległość jest jeszcze dostatecznie mała, a która już za duża, aby uważać M_2 za przedłużenie M_1 — to zależy od dokładności używanych przyrządów. Na przykład dla celów nawigacji lotniczej i rakietowej cała przestrzeń wokół Ziemi aż do orbity Księżyca a nawet dalej jest „wystarczająco płaska", do obliczania położeń i czasu można w niej stosować prawa szczególnej teorii względności tak, jakby to była jedna czasoprzestrzeń Minkowskiego. Ale dla systemu nawigacyjnego GPS krzywizna czasoprzestrzeni w pobliżu Ziemi jest wyraźnie widoczna już w odległościach mniejszych niż 25 000 km (w takiej odległości od środka Ziemi krążą satelity systemu). Bez uwzględnienia poprawek wymaganych przez teorię względności, które kumulują się z czasem, system ten byłby całkiem bezużyteczny: już po upływie jednej doby błąd wyznaczenia

[1] A. Einstein, *Annalen der Physik* **35** (1911); przedruk w A. Einstein. H. A. Lorentz, H. Weyl, H. Minkowski, *The principle of relativity*, Dover Publications 1923. Einstein uzyskał wtedy nieprawidłowy wynik, ponieważ nie wziął pod uwagę krzywizny czasoprzestrzeni.

[2] Te styczne czasoprzestrzenie Minkowskiego to odpowiednik, w teorii względności, newtonowskich układów lokalnie inercjalnych.

pozycji odbiornika GPS na Ziemi wyniósłby 18 km.

I tu dochodzimy do głównego punktu obecnego artykułu.

Rozszerzanie się Wszechświata

Jak wiadomo z obserwacji, Wszechświat się rozszerza. Dalekie galaktyki uciekają od naszej z prędkościami w przybliżeniu proporcjonalnymi do ich odległości. Tak wygląda opis tego procesu w fizyce newtonowskiej — wyobrażamy sobie, że cała materia Wszechświata jest zanurzona w jednej przestrzeni euklidesowej i porusza się w niej. Według (ogólnej) teorii względności sytuacja wygląda inaczej. Wiemy tylko, że odległość między każdą parą galaktyk rośnie z czasem. Nie możemy jednak stwierdzić faktu ruchu, bo nie dysponujemy wzorcem odległości w takiej skali ani wzorcem ciała spoczywającego w pobliżu oddalającej się galaktyki. Odległość się zmienia, bo ewoluuje geometria krzywej czasoprzestrzeni. Możemy wyobrazić sobie, że ta krzywa czasoprzestrzeń jest zanurzona w płaskiej czasoprzestrzeni o większym wymiarze — podobnie, jak oglądamy krzywe powierzchnie w przestrzeni euklidesowej [3]. Takie zanurzenie jest dobrze określoną operacją matematyczną; ta, jak mówimy, płaska przestrzeń zanurzenia jest co najwyżej 10-wymiarowa. Jeśli geometria naszego Wszechświata jest wystarczająco prosta, to wymiar przestrzeni zanurzenia może być mniejszy od 10 [4]. Przestrzeń zanurzenia nie jest jednak obserwowana w eksperymentach i nie są znane prawa ruchu, które miałyby w niej obowiązywać. Nie mamy podstaw, by oczekiwać, że obowiązuje w niej szczególna teoria względności.

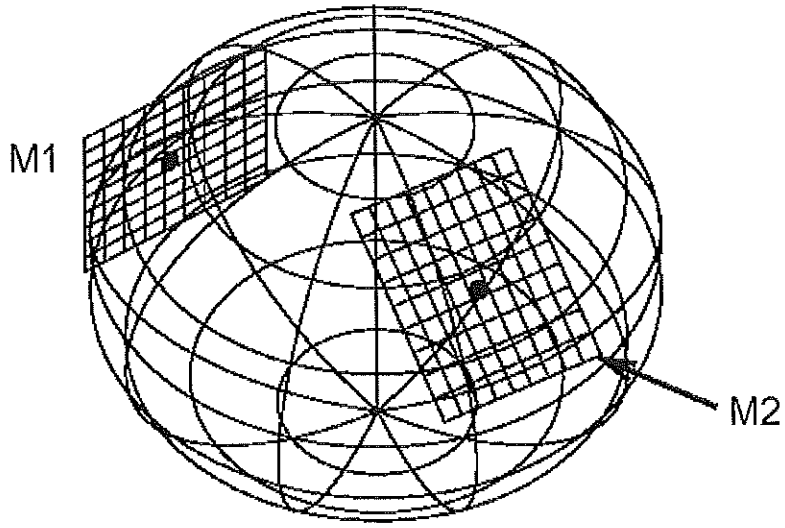
Dalekie galaktyki wysyłają światło w kierunku naszej. W momencie emisji wiązki fotonów F z galaktyki G_1, jej odległość od naszej Galaktyki G_0 ma pewną wartość L. Gdy fotony biegną ku nam, odległość L rośnie, przy czym prędkość wzrastania L jest proporcjonalna do L, w przybliżeniu zgodnie z wzorem

$$\frac{\Delta L}{\Delta t} = HL, \qquad (5)$$

gdzie Δt jest czasem, w ciągu którego odległość zmieniła się o ΔL, zaś współczynnik proporcjonalności H nazywa się tradycyjnie „stałą Hubble'a", chociaż wszyscy wiedzą, że zmienia się on z czasem. Przy odpowiednio dużym L, iloczyn HL staje się większy od lokalnie mierzonej prędkości światła c i dla tak dalekich obiektów prędkość ucieczki od naszej Galaktyki jest też większa od c. Fotony wysłane z nich w naszym kierunku, mimo że biegną ku nam, to oddalają się od nas. Zjawisko to można objaśnić przez proste porównanie. Wyobraźmy sobie biegacza sprintera, który rozpoczyna bieg na 100 m z maksymalną możliwą dla człowieka prędkością ok. 10 m/s. (Zakładamy, że biegacz będzie mógł utrzymać tę prędkość przez dowolnie długi czas. To jest oczywiście nieprawdziwe założenie, ale przecież wyobraźnia nie zna granic). Wyobraźmy sobie następnie, że meta też zaczyna poruszać się w tym samym kierunku co biegacz i oddala się od niego z prędkością większą niż 10 m/s. Jest oczywiste, że jeśli prędkość ucieczki mety nie zmaleje poniżej 10 m/s, to biegacz nigdy mety nie osiągnie, choć przecież biegnie w jej kierunku.

Prędkość ucieczki mety w podanym przykładzie może rosnąć lub maleć z czasem. Jeśli systematycznie maleje, to biegacz w końcu metę osiągnie. Czy może się zdarzyć, że w rzeczywistym Wszechświecie odległość L, przy której $\Delta L/\Delta t > c$, będzie wzrastać z czasem i wysłana stamtąd „do nas" wiązka fotonów nigdy do nas nie dobiegnie? To zależy od szczegółów mechanizmu rozszerzania się Wszechświata.

W swojej klasycznej wersji, teoria względności przewiduje, że oddziaływanie grawitacyjne jest jedynym od-



Rys. 4. Kula wyobraża krzywą czasoprzestrzeń. Dwie płaszczyzny styczne do kuli, M_1 i M_2, wyobrażają (płaskie) czasoprzestrzenie Minkowskiego styczne do krzywej czasoprzestrzeni w dwu różnych punktach. Szczególna teoria względności obowiązuje tylko w małym otoczeniu każdego punktu styczności. Nie należy oczekiwać, że ruchy w czasoprzestrzeni M_2 obserwowane z M_1 będą podlegać prawom szczególnej teorii względności. Podobieństwo do sytuacji układów lokalnie inercjalnych z rys. 1 jest nieprzypadkowe. W odróżnieniu jednak od newtonowskiego układu lokalnie inercjalnego, który pozostaje dobrym przybliżeniem układu inercjalnego w sąsiedztwie swojej orbity przez dowolnie długi czas, styczna czasoprzestrzeń Minkowskiego (czterowymiarowa! — czas jest jednym z wymiarów) jest dobrym przybliżeniem krzywej geometrii tylko *w ciągu ograniczonego czasu*

[3] Pozostając stale wewnątrz krzywej czasoprzestrzeni 4-wymiarowej, jesteśmy w podobnej sytuacji, co starożytni geografowie i astronomowie. Ludzie wyobrażali sobie wtedy, że Ziemia jest płaska i wymagało to sporego wysiłku wyobraźni i sporej porcji matematyki, żeby *udowodnić teoretycznie*, że Ziemia jest kulą. Dziś umiemy oddalać się w trzeci wymiar i wystarczy popatrzeć na Ziemię z Kosmosu.

[4] Najczęściej używane w astrofizyce modele kosmologiczne klasy Friedmanna — Robertsona — Walkera można zanurzyć w płaskiej przestrzeni 5-wymiarowej.

działywaniem obserwowanym w skali kosmicznej[5]. Wiadomo jednak, już od czasów Einsteina, że teoretycznie możliwe jest jeszcze jedno długozasięgowe oddziaływanie, opisywane *stałą kosmologiczną*. Zależnie od znaku stałej kosmologicznej jest to przyciąganie lub odpychanie. Jego siła zależy od odległości między badanymi obiektami (rośnie z odległością), ale nie zależy od gęstości materii we Wszechświecie.

Jeśli to kosmologiczne oddziaływanie nie istnieje (stała kosmologiczna $\Lambda = 0$), to rozszerzanie się Wszechświata odbywa się ruchem opóźnionym, zgodnie z newtonowską intuicją (grawitacyjne przyciąganie zmniejsza prędkość ucieczki). Wtedy prędkość ucieczki każdej konkretnej galaktyki jest nieskończona w momencie wybuchu początkowego, a potem maleje z czasem (współczynnik Hubble'a H maleje z czasem). Można by wprawdzie wyobrazić sobie, że w nieskończenie wielkim Wszechświecie stale istnieją galaktyki uciekające od naszej z prędkościami większymi od c i niektórych nigdy nie zobaczymy. Nieskończone granice mają jednak swoje figle i tajemnice — jest to nieoczywisty wynik matematyczny, ale okazuje się, że nawet w nieskończonym Wszechświecie rozszerzającym się nieskończenie długo w przyszłości, jeśli $\Lambda = 0$, to po odpowiednio długim czasie prędkość ucieczki każdej galaktyki stanie się mniejsza od c i wysłany z niej ku nam front świetlny zawsze w końcu do nas doleci. Fachowo mówimy o tym zjawisku tak: „Przy zerowej stałej kosmologicznej nie istnieje we Wszechświecie horyzont zdarzeń".

Sytuacja jest całkiem inna, gdy stała kosmologiczna jest ujemna, czyli istnieje kosmologiczne odpychanie. Wtedy Wszechświat rozszerza się ruchem przyspieszonym — współczynnik Hubble'a H jest rosnącą funkcją czasu. Wtedy, jeśli w momencie emisji fotonu w naszym kierunku galaktyka G_2 oddalała się od naszej z prędkością większą niż lokalnie mierzona prędkość światła c, to prędkość ta będzie stale większa od c i foton będzie stale w sytuacji sfrustrowanego biegacza z naszego przykładu.

W takim Wszechświecie prędkość ucieczki *każdej* galaktyki rośnie z czasem i po odpowiednio długim czasie przekroczy c. Oznacza to, że galaktyki, które już były dla nas widoczne, będą stopniowo uciekać z naszego pola widzenia i pozostawać stale niewidoczne potem. A więc, liczba obiektów uciekających od nas z prędkościami większymi od c będzie systematycznie wzrastać. Będzie istniał we Wszechświecie zbiór zdarzeń, które nigdy nie były widoczne dla obserwatora w naszej Galaktyce i nigdy nie będą mogły zostać zaobserwowane, nawet w zasadzie. Granica pomiędzy tymi zawsze niewidocznymi zdarzeniami a zdarzeniami, które już były albo będą mogły być zaobserwowane, nazywa się *kosmicznym horyzontem zdarzeń*.

Na koniec zajmiemy się pytaniem istotnym, ale z obserwacyjnego punktu widzenia najtrudniejszym:

Czy nasz realny Wszechświat naprawdę rozszerza się ruchem przyspieszonym?

Czy pewne obiekty zawsze będą od nas uciekać z prędkością już teraz większą niż c i rosnącą z czasem?

Pewna grupa ambitnych obserwatorów twierdzi, że znalazła obserwacyjne potwierdzenie przyspieszonej ekspansji Wszechświata. Twierdzą oni mianowicie, że gdyby Wszechświat rozszerzał się ruchem opóźnionym, to supernowe w najdalszych widocznych galaktykach znajdowałyby się bliżej nas, niż to wynika z prostej ekstrapolacji prawa Hubble'a (5) w przeszłość — bo wskutek spowalniającej ekspansji światło miałoby do przebycia krótszą drogę. Powinny więc wydawać się jaśniejsze, niż to wynika z geometrycznego wyliczenia opartego na obserwowanej jasności supernowych w bliskich galaktykach. Tymczasem są ciemniejsze niż wskazują obliczenia. Autorzy obserwacji wyciągają stąd wniosek, że Wszechświat musiał rozszerzać się ruchem przyspieszonym.

Twierdzenie to opiera się na kilku, oględnie mówiąc, śmiałych założeniach. Zakłada się, że wszystko, co istotne, wiemy o generacji błysku supernowej, nawet takiej, która wybuchła przed kilkoma miliardami lat. Zakłada się, że prawo Hubble'a (5) obowiązuje z tą samą wartością współczynnika H dla dowolnych odległości, tzn. że H zależy tylko od czasu, a nie od zmiennych przestrzennych. Zakłada się, że obserwowane względne pociemnienie zostało spowodowane w całości podczas wędrówki światła przez przestrzeń międzygalaktyczną, a nie wewnątrz galaktyki zawierającej supernową. Zważywszy rewolucyjność wniosku, większa ostrożność w przyjmowaniu takich założeń byłaby bardzo wskazana. Szczególnie ryzykowne jest to w odniesieniu do prawa Hubble'a: wartość współczynnika H wyznacza się metodami czysto newtonowskimi dla małych (w sensie kosmologicznym) odległości, a następnie przenosi się ją bez zmian do teorii względności i stosuje do dowolnie dużych odległości. I wreszcie największa wątpliwość: szum wokół odkrycia przyspieszonej ekspansji Wszechświata nie został wywołany bezinteresownie. Odkrycie to i ten reklamowy szum pojawiły się w odpowiedzi na zapotrzebowanie modelu inflacyjnego, który już od 20 lat utrzymuje się na rynku z silną pomocą metod marketingowych i kampanii prasowych...

Pozostawiając tę sprawę w zawieszeniu, podkreślmy podstawową konkluzję z niniejszego tekstu:

Odległe obiekty we Wszechświecie ***mogą*** *(a może nawet muszą) oddalać się od nas z prędkościami większymi niż lokalnie mierzona prędkość światła c = 300 000 km/s i nie jest to w żaden sposób sprzeczne z prawami szczególnej teorii względności.*

Andrzej Krasiński jest pracownikiem naukowym PAN w warszawskim Centrum Astronomii Mikołaja Kopernika. Jego prace w dziedzinie teorii grawitacji koncentrują się na konstruowaniu niejednorodnych modeli kosmologicznych oraz jednorodnych modeli kosmologicznych z rotacją

[5] Oddziaływanie elektrostatyczne zależy od odległości w ten sam sposób, co grawitacyjne. Mimo to, z powodu istnienia ładunków o przeciwnych znakach, każda porcja materii jest z dobrą dokładnością neutralna elektrycznie. Nie obserwuje się pól elektrostatycznych o zasięgu międzygwiazdowym albo międzygalaktycznym. Inaczej jest z grawitacją — „ładunek grawitacyjny", czyli masa, ma tylko jeden znak i pola grawitacyjne kumulują się w wielkich objętościach.