

W.L. WOJAS*

B. SEROCZYŃSKA**

*Katedra Zastosowań Matematyki SGGW

** Instytut Fizyki PW

O czasoprzestrzeniach i zjawisku grawitacji

Wstęp

Mechanika newtonowska jest przypisana do określonej rzeczywistości fizycznej o następujących cechach:

1. zjawiska fizyczne zachodzą w czasoprzestrzeni Galileusza,
2. prawa ruchu są spełnione w wyróżnionych układach odniesienia zwanych układami inercyjnymi,
3. czasoprzestrzeń jest izotropowa,
4. prawo grawitacji wyraża się:

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2},$$

gdzie G jest stałą uniwersalną.

We wszystkich znanych doświadczeniach i obliczeniach (dotyczących ruchów w układzie słonecznym) wymienione cztery cechy występują łącznie. Według opinii wyrażonej w [1] trudno byłoby wykazać prawdziwość jednej z nich niezależnie od pozostałych. Na początku XX wieku zaczęto posługiwać się innymi pojęciami czasoprzestrzeni, a mianowicie czasoprzestrzenią Minkowskiego, jako jednym z pojęć szczególnej teorii względności (STW) oraz czasoprzestrzenią Riemanna w ogólnej teorii względności (OTW). Przestrzeń riemanowska nie jest euklidesowa i afiniczna. Wymienione poprzednio założenia 2 i 3 nie są spełnione w tym przypadku.

Zdaniem autorów niniejszej pracy, cechy czasoprzestrzeni Galileusza warunkują wystąpienie zjawisk będących treścią założeń 2 i 3; gdy upada założenie 1, znikają 2 i 3. Będzie to omawiane w kolejnych rozdziałach niniejszej pracy. Odnośnie do założenia 4, przy obecnym stanie wiedzy nie można mieć pewności, czy pozostaje ono prawdziwe w każdych warunkach. Autorzy niniejszej pracy przedstawiają swój punkt widzenia tego problemu na podstawie dostępnych danych literaturowych.

1. Przestrzenie euklidesowe

Czasoprzestrzeń Galileusza ma określoną strukturę afiniczną, która polega na tym, że wyróżnione linie w tej przestrzeni są liniami prostymi, a pewne pary prostych są równoległe. Wykonując przecięcie czasoprzestrzeni prostopadle do osi t , otrzymuje się „hiperpowierzchnię równoczesności”, która jest trójwymiarową przestrzenią euklidesową. Przestrzenie te mają dwie istotne cechy. Kwadrat odległości r między dwoma punktami, wyraża się:

$$r^2 = (x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2 \quad (1)$$

temu wyrażeniu odpowiada kwadrat interwału w czasoprzestrzeni Minkowskiego:

$$\Delta s^2 = c^2 \Delta t^2 - \Delta x^2 - \Delta y^2 - \Delta z^2 \quad (2)$$

gdzie Δs jest interwałem między dwoma zdarzeniami. Moduły r i Δs nie zależą od wyboru układu współrzędnych.

Drugą cechą jest możliwość tworzenia nieskończenie rozciągniętych układów kartezjańskich, trójwymiarowych w przestrzeniach Euklidesa i czterowymiarowych w czasoprzestrzeniach Galileusza i Minkowskiego. Nie jest to spełnione w „scenerii zjawisk” opisaney przez ogólną teorię względności. W czasoprzestrzeniach OTW tensor krzywizny jest różny od zera; są one zakrzywione.

2. Układy inercyjne i nieinercyjne

Układy inercyjne są to układy, w których równania Newtona mają najprostszą postać. W układzie inercyjnym żaden obiekt nie zmienia kierunku ani wartości swojej prędkości jeśli nie podlega bezpośredniemu¹, zewnętrznemu działaniu. Na obiekty znajdujące się w układach nieinercyjnych (np. w przyspieszonym pociągu) działają siły pozorne, do których należą: siła bezwładności oraz siły odśrodkowa i Coriolisa. Ciała reagują na siły pozorne

¹ Działanie bezpośrednie — przyczyna zmiany ruchu nie pochodzi spoza układu.

poprzez swe masy bezwładne m_i . Przyczyny tych reakcji nie są dotychczas jednoznacznie określone; w fizyce newtonowskiej m_i nie ma związku z m_g . Ciekawe jest zestawienie m_g i m_i na gruncie kolejnych teorii, co uczyniono w tabeli 1.

W czasoprzestrzeniach Galileusza i Minkowskiego różne układy współrzędnych, posiadają jednakowe własności w każdym punkcie i w dowolnie wybranym kierunku. Każdy z tych układów jest inercyjny. Gdy (zgodnie z OTW) znajdujemy się w czasoprzestrzeni zakrzywionej, nie istnieje inercyjny układ odniesienia rozciągający się na cały Wszechświat. W takim układzie swobodna cząstka, lub sygnał świetlny musiałby poruszać się w nieskończoność po liniach prostych, co — z punktu widzenia teorii Einsteina — nie jest możliwe. Natomiast w małych „obszarach czasoprzestrzeni” (oznaczymy je OC)² nie jest możliwe określenie czy wybrany układ jest inercyjny, czy nie — takie układy nazwano lokalnymi. Odpowiednio powiększając OC badanych obiektów, zawsze otrzymujemy układy nieinercyjne.

3. Pojęcie koneksji afinicznej. Przestrzenie afiniczne

W celu opisanie większej liczby zjawisk wprowadzono dodatkową strukturę geometryczną wspólną dla wszystkich czasoprzestrzeni, zwaną koneksją afiniczną lub przeniesieniem równoległym. Jest ona związana z operacją równoległego przenoszenia wektorów wzdłuż krzywych, na których zostały zaczepione. Jeśli w punkcie końcowym przeniesienia kierunek wektora jest taki sam, jak w początkowym, to wybrana krzywa jest geodetyką.

Pojęciem węższym od przestrzeni z koneksją afiniczną (PKA) jest przestrzeń afiniczna (PA), którą określamy jako parę (E, V) , gdzie E jest pewnym zbiorem, V zaś — przestrzenią wektorową. W przestrzeni PA nie ma sposobu na uwzględnienie zjawisk grawitacji. Można je uwzględniać w przestrzeni PKA, wprowadzając koneksję Γ i tworząc czasoprzestrzeń (E, Γ) na miejsce (E, V) . Od pierwszej z nich do drugiej można przejść po nałożeniu warunku płaskości na Γ co wyraża schemat podany w [2]:

$$(E, \Gamma) \rightarrow (E, \Gamma_{\text{płaska}}) \leftrightarrow (E, V) \quad (3)$$

Czasoprzestrzenie Minkowskiego i Riemanna mają charakter różniczkowej, której bazami są wektory e_i , e_j i e_k . Przykładowe związki między nimi wyrażają się — w notacji Einsteina — jako $e_i = a_i^j \cdot e_j$ i analogicz-

² Objętość obszaru czasoprzestrzeni określamy jako czterowymiarowy iloczyn: $(\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \cdot c \Delta t)$.

nie. Wprowadzenie tych baz ma na celu odpowiednie wyrażenie składowych obiektu koneksji, a mianowicie:

$$\Gamma_{jk}^i, \Gamma_{ki}^j, \Gamma_{ij}^k \quad (4)$$

gdzie np. Γ_{jk}^i jest i-tą składową pochodnej wektora e_j w wybranym kierunku k .

Tabela 1. Porównanie dwu fizycznych cech materii, nazywanych masą grawitacyjną (m_g) i masą bezwładną (m_i), w kolejnych teoriach

Mechanika Newtona	$m_i = m_g$; ta równość jest przypadkowa
Szczególna teoria względności A. Einstein (1905)	Nie ma możliwości porównania tych mas w tym samym układzie z powodów: 1) w układach inercyjnych nie działają siły pozorne, nie można więc zmierzyć m_i 2) nie można ustanowić układu nieinercyjnego z takim kierunkiem w czasoprzestrzeni, w którym działałaby tylko niezrównoważona siła grawitacji.
Ogólna teoria względności A. Einstein (1916) [3] A. Friedmann (1922) [4]	W każdym lokalnym układzie można określić taki obszar czasoprzestrzeni, w którym nie jest możliwe odróżnienie sił grawitacyjnych od sił pozornych, a stąd nie odróżnia się m_g od m_i .
Teoria C. Bransa i R. Dicke (1961–1988) [5, 6]	Natura m_g i m_i jest identyczna. Przyczyną cechy ciała próbnego oznaczonej m_g jest działanie „bliskich” mas, przyczyną m_i jest działanie pochodzące od sumy mas Wszechświata.
Uogólniona teoria grawitacji Jai-chan Hwang (1990–1998) [7, 8]	Nieistotne jest pojęcie masy ciała (obiektu fizycznego). Operuje się polem gęstości materii w dużej skali. Równania opisujące tę teorię ogólnie zapewniają zachowanie energii – pędu, momentu pędu i stacjonarność działania S .

W sensie fizycznym, te składowe są współczynnikami zewnętrznych oddziaływań na przenoszony obiekt.

Koneksja afiniczna określa sposób przeniesienia wektora $\bar{K}$ wzdłuż krzywej. Równoległe przeniesienie wektora $\bar{K}$ jest możliwe wtedy, gdy istnieje pochodna absolutna, która definiuje się:

$$\frac{d\bar{K}}{d\lambda} = \lim_{\Delta\lambda \rightarrow 0} \left(\frac{\bar{K}(\lambda + \Delta\lambda) - \bar{K}(\lambda)}{\Delta\lambda} \right) \quad (5)$$

gdzie λ jest parametrem afinicznym i wyraża np. długość łuku krzywej.

Korzystając ze wzoru (5) i nie wyprowadzanych tutaj wyrażeń na składowe Γ , zwane także współczynnikami koneksji [2] doprowadzono do podstawowego równania, opisującego poruszanie się wektora U stycznego do linii geodezyjnej w przestrzeni nieeuklidesowej.

$$\frac{dU^i}{dt} = -\Gamma_{jk}^i U^j U^k \quad (6)$$

Równanie (6) ze względu na swoją ogólną postać jest spełnione we wszystkich znanych czasoprzestrzeniach i jest odpowiednikiem newtonowskich równań ruchu:

$$a) \quad \frac{d^2 r}{dt^2} = 0 \quad (\text{ruch cząstki swobodnej}) \quad (7)$$

$$b) \quad \frac{d^2 r}{dt^2} = -\text{grad}\varphi \quad (\text{obecność pola grawitacyjnego, układ nieinercyjny}) \quad (8)$$

Z analogii między równaniami (6) oraz (8) widać, że ich prawe strony wyrażają podobne, zewnętrzne działania. Według [2] można napisać przybliżoną zależność:

$$\Gamma_{jk}^i U^j U^k \sim \text{grad}\varphi + \Sigma F \text{ inercji} \quad (9)$$

Jak wspomniano, równanie (6) jest ogólne, lecz w przestrzeni afinicznej przyjmuje się:

$$\Gamma_{jk}^i = 0 \quad (10)$$

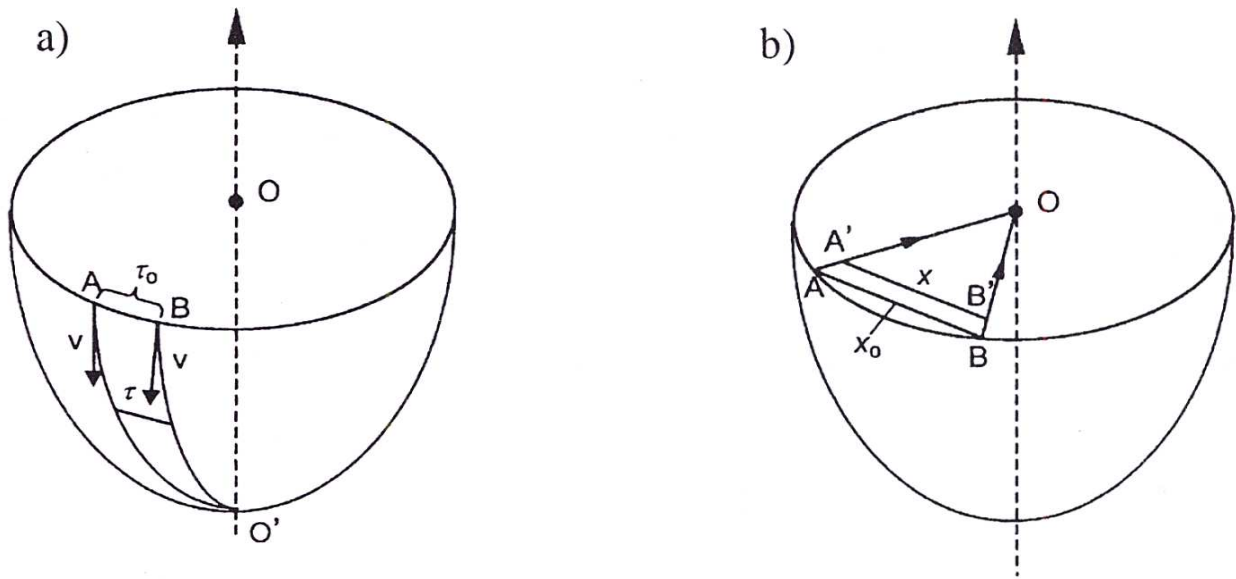
Co odpowiada sytuacji, gdy $\text{grad}\varphi = 0$ i $\Sigma F_{in} = 0$. Stąd wniosek, że czasoprzestrzeń w której działa pole grawitacyjne nie może być afiniczna.

4. Czasoprzestrzeń w ogólnej teorii względności i linie geodezyjne

Istotne cechy tej czasoprzestrzeni można ująć w następujących punktach:

1. Czasoprzestrzeń jest zakrzywiona, a wprowadzony promień krzywizny Wszechświata zastępuje i odpowiada pojęciu pola grawitacyjnego. Wyrażając to w skrócie: „pole grawitacyjne jest krzywizną czasoprzestrzeni” [9, 10].
2. Ruch punktu w polu grawitacyjnym (np. spadanie) traktuje się jako doskonale swobodny. Spadający punkt porusza się po linii geodezyjnej, czyli po odcinku koła na powierzchni kuli, której promień określamy w danym układzie odniesienia.

Równoważność ruchu jednostajnego w przestrzeni Riemanna i ruchu jednostajnie przyspieszonego w przestrzeni euklidesowej zilustrujemy następującym przykładem. Powierzchnia kuli jest zakrzywioną, dwuwymiarową przestrzenią Riemanna, w której nie można ustanowić kartezjańskiego układu współrzędnych. Linie proste w tej przestrzeni są odcinkami koła wielkiego na powierzchni półkuli o promieniu R (Rys. 1a). Płaszczyzna odcinająca tę półkulę jest dwuwymiarową przestrzenią Euklidesa. Na płaszczyźnie, w środku koła o promieniu R istnieje centrum grawitacyjne, do którego dążą cząstki materii, początkowo znajdujące się w punktach A i B (Rys. 1b). Podobne cząstki na sferze poruszają się z prędkością v po liniach geodezyjnych do punktu O' . W obu przypadkach cząstki zbliżają się do siebie, zatem mają przyspieszenia względne (względem siebie nawzajem). Można obliczyć te przyspieszenia, wprowadzając do równań drogi S między aktualnymi położeniami cząstek a punktem O lub O' . W przypadku ruchu przyspieszonego po promieniach R (Rys. 1b), początkowa odległość cząstek $x_0 \equiv \tau_0 \ll R$. Gdy cząstki znajdą się w położeniach A' i B' , odległość między nimi wyniesie x , a drogi do przebycia: $A'O = B'O = S$.



Rys. 1. Przedstawienie ruchów cząstek materialnych po płaszczyźnie oraz po powierzchni kuli o promieniu R : a) cząstki poruszają się po południkach ze stałą prędkością v ; b) cząstki poruszają się do środka kuli od punktów A i B . W założeniu, że przebyte drogi: $AA' = BB' \ll R$, można przyjąć: $g \sim \frac{1}{R^2}$

Przyspieszenie względne cząstek jest drugą pochodną zmiany odległości Δx względem czasu, gdzie $\Delta x = [x_0 - x(t)]$. Stosując proporcje w trójkącie AOB oraz wzór:

$$S = R - \frac{gt^2}{2} \quad (11)$$

Otrzymuje się:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{x_0 g}{R} t \quad (12)$$

Ponieważ $g = \frac{GM}{R^2}$ przyspieszenie względne wyrazi się:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{GMx_0}{R^3} \quad (13)$$

Gdy cząstki poruszają się po południkach kuli ze stałą prędkością v (Rys. 1a), ich przyspieszenie względne omówiono w podręczniku [11]. Równaniem wyjściowym do rozpatrzenia tego przyspieszenia jest:

$$\tau(t) = \tau_0 \sin \frac{S}{R}, \quad \text{gdzie} \quad S = \frac{\Pi R}{2} - vt \quad (14)$$

Po rozłożeniu $\sin \frac{S}{R}$ na szereg i zaniedbaniu dalszych wyrazów, zmiana odległości cząstek wyrazi się:

$$\Delta\tau = \tau_0 - \tau \cong \tau_0 \left(1 - \frac{S}{R} + \frac{S^3}{6R^3}\right) \quad (15)$$

przyspieszenie względne:

$$\frac{d^2 \tau}{dt^2} \cong \frac{\tau_0 v^3}{R^3} t \quad (16)$$

Z porównania wzorów (13) i (16) widać, że oba przyspieszenia w ten sam sposób zależą od parametru R ; w pierwszym przypadku jest on związany z centralnym polem grawitacyjnym, a w drugim — z zakrzywieniem przestrzeni w Ogólnej Teorii Względności. Geodetyki w czasoprzestrzeni Riemanna należą do grupy czasopodobnych linii świata, dla których $ds^2 > 0$, co oznacza że interwały ds na tych liniach są rzeczywiste. Czasopodobna linia świata jest taką drogą punktu, do której promień światła jest w każdym punkcie styczny, aczkolwiek przebiega on po innej linii zwanej zerową linią świata.

Matematyczna definicja linii geodezyjnej ma charakter zasady wariacyjnej, a mianowicie:

$$\delta \int ds = 0, \text{ gdzie } ds = \sqrt{g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu} \quad (17)$$

Znakowanie w wyrażeniach $g_{\mu\nu}$ i dx wynika z wprowadzenia składowych kontrawariantnych x^μ i kowariantnych x_μ , gdzie $\mu = 0, 1, 2, 3$. W szczególnej teorii względności mamy związki [11]:

$$x_0 = x^0; x_1 = -x^1; x_2 = -x^2; x_3 = -x^3 \quad (18)$$

oraz
$$ds^2 = n_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (19)$$

Stąd powstaje możliwość wprowadzenia nowych współrzędnych punktu poruszającego się po geodetyce w przestrzeni zakrzywionej. Geodezyjne współrzędne Fermiego wprowadza się przez żądanie, aby w każdym punkcie geodetyki były spełnione równania:

$$g_{\mu\nu} = n_{\mu\nu} \quad \frac{\partial^2 g_{\mu\nu}}{\partial x^\mu \partial x^\nu} = 0 \quad (20)$$

Współrzędne te umożliwiają działania w układach lokalnych, w obecności pola grawitacyjnego, w czasoprzestrzeni Riemanna co stanowi „płynne” przejście do nowych warunków fizycznych z poprzednio znanych układów odniesienia w STW [11].

Podsumujemy podstawowe cechy ruchu po liniach geodezyjnych (w czasoprzestrzeni Riemanna) w następujących punktach:

1. Geodezyjne współrzędne Fermiego opisują ruch punktów swobodnych po liniach o najmniejszej krzywiznie. Wprowadza to analogię do przestrzeni Minkowskiego i umożliwia posługiwanie się lokalnymi układami kartezjańskimi w obecności pola grawitacyjnego.
2. Prawa fizyki ciał poruszających się wzdłuż czasopodobnych linii geodezyjnych mają tę samą postać co w przestrzeniach euklidesowych.
3. Na każdej linii odbiegającej od geodetyki ruch jest wymuszony, a więc może być zmienny. Zgodnie z teorią względności, ta zmienność ruchu (np. przyspieszenie i hamowanie) warunkuje skracanie się czasu ruchu. Punkt poruszający się po czasopodobnej linii świata ma swój zegar (czas własny), który wskazuje najdłuższe odstępy czasu — po linii geodezyjnej punkt porusza się najwolniej.

Z powyższego (z punktu 3) widać także różnicę między geometrią riemanską a euklidesową, w której „prosta droga jest najkrótsza”.

Równanie pola grawitacyjnego w ogólnej teorii względności ma postać:

$$G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = x T_{\mu\nu} \quad (21)$$

Zawiera ono następujące składniki:

- $G_{\mu\nu}$ jest tensorem krzywizny — grawitacji,
- tensor energii — pędu $T_{\mu\nu}$ wyraża oddziaływania materii rozłożonej we Wszechświecie i pól elektromagnetycznych, a x jest stałą grawitacji Einsteina,
- w wyrażeniu $\Lambda g_{\mu\nu}$ zwanym „członem kosmologicznym” współczynniki $g_{\mu\nu}$ są proporcjonalne do potencjałów grawitacyjnych.

W miarę rozwoju teorii dotyczącej równania (21), np. przyjmując zasadę jednorodności materii (pył kosmiczny), równanie to uproszczono i przekształcono. Ograniczając tensor $G_{\mu\nu}$ przez zmniejszenie ilości składowych, nie uwzględniając tensora skręceń i pomijając Λ otrzymuje się:

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R \quad (22)$$

gdzie $R_{\mu\nu}$ jest „zwężonym” tensorem (tensorem Ricciego) a R jest skalar krzywizny.

O roli i sensie fizycznym Λ będzie mowa dalej.

5. Problem izotropowości Wszechświata

Przyjmując czterowymiarową czasoprzestrzeń, w której znajduje się materia, należy rozważyć czy Wszechświat jest izotropowy przestrzennie oraz względem osi czasu. Możliwy jest wybór takiego kosmicznego układu odniesienia, który rozszerza się (lub kurczy) razem z Wszechświatem, nazwanego układem współporuszającym się [12]. Wtedy można rozłożyć czasoprzestrzeń na czas kosmiczny (odmierzany na osi t) i prostopadłe do tej osi trójwymiarowe przestrzenie równoczesności (hiperpowierzchnie stałego czasu). Jeśli z upływem czasu zmieniają się geometryczne własności tych przestrzeni, to Wszechświat nie jest izotropowy względem współrzędnej czasowej. Według wielu badaczy-kosmologów ewolucja Wszechświata przedstawia się tak, że Wszechświat silnie zmienia się w czasie poczynając od Wielkiego Wybuchu, który przyjmujemy za początek osi czasu ($t = 0$). Od tej chwili do epoki „teraz” ogromnie zmniejszyła się gęstość materii Wszechświata, a zatem zmieniały się krzywizny przestrzeni geometrycznych prostopadłych do osi czasowej, gdyż obecność materii warunkuje krzywiznę przestrzeni. Silnie zmieniające się formy istnienia materii, poczynając od Wielkiego Wybuchu, zostały

nazwane erami Wszechświata. W najwcześniejszych erach (hadronowa, leptonowa i promienista) gęstość materii zmalała od przybliżonej wartości 10^{93} g/cm³ do 10^4 g/cm³ [12]. Po upływie około miliarda lat od Wielkiego Wybuchu galaktyki i gwiazdy były wykształconymi tworami [12, 13] i dokonała się synteza wszystkich pierwiastków chemicznych. Od tej ery, zwanej erą galaktyczną do obecnego stulecia gęstość materii we Wszechświecie zmalała od 10^{-21} g/cm³ do około 10^{-30} g/cm³; odpowiadający temu przedział czasu jest rzędu 10 miliardów lat. Tempo zmian kosmicznych struktur i ich gęstości było więc nieporównywalnie szybsze we wczesnym Wszechświecie niż w epoce po wytworzeniu się galaktyk. W związku z tym wielu badaczy przyjęło założenie, że w epoce „teraz” nastąpiła przestrzenna izotropizacja Wszechświata [np. 12]. Założenie to budzi wątpliwości, gdyż można przytoczyć argumenty za, jak i przeciw niemu. Te pierwsze pochodzą z obserwacji, a mianowicie:

- a) galaktyki oddalają się (od obserwatora) z prędkościami rosnącymi tak samo we wszystkich kierunkach, zgodnie z prawem Hubble:

$$v = H \cdot d \quad (23)$$

gdzie H jest stałą Hubble,

- b) pole promieniowania mikrofalowego³ przenikającego Wszechświat jest izotropowe.

Żaden z tych faktów nie stanowi dowodu na przestrzenną izotropowość Wszechświata. Zaczniemy od krótkiego omówienia mikrofalowego promieniowania tła. Promieniowanie to pochodzi z bardzo odległych (obecnie) części kosmosu, które bezpośrednio po Wielkim Wybuchu tworzyły plazmę produkującą wysokoenergetyczne fotony γ . Na skutek bardzo szybkiej ekspansji Wszechświata⁴ i związanego z tym wpływu zjawiska Dopplera na promieniowanie, strumienie „gorących fotonów” zostały zastąpione przez fale radiowe o długościach milimetrowych. Ze względu na skończoną prędkość światła, promieniowanie to może dostarczyć informacji o cechach materii, które posiadała po upływie około miliona lat od Wielkiego Wybuchu [13], a nie o aktualnym jej rozkładzie we Wszechświecie. Po upływie wspomnianego czasu „gorący Wszechświat” składający się (między innymi) z jąder wodoru i helu oraz fotonów, skutkiem rozszerzenia zamienił się w pełen złożonych struktur kosmos (epoka rozprzęgania). Gorące fotony, które w pierwszych minutach miały energię dostateczną do rozbijania jąder, potem przez wiele tysięcy lat mogły jeszcze wybijać elektrony z atomów, wreszcie — tracąc energię

³ Zwane także promieniowaniem tła, o widmie Plancka i $T \cong 2,7$ K.

⁴ Na przykład obiekty zwane kwazarami oddalają się z prędkością $v > 0,9 c$ [13].

— oddziaływały tylko ze swobodnymi elektronami. Tak więc epoka rozprężania była ostatnią, w której promieniowanie elektromagnetyczne oddziaływało z materią i dlatego może ono dostarczyć informacji o ówczesnym rozkładzie tej materii we Wszechświecie. Jeśli zatem promieniowanie tła jest doskonale izotropowe, wczesny Wszechświat musiałby także być izotropowy i jednorodny, bez zagęszczeń materii. Ogólnie uważa się, że bez tych zagęszczeń nie mogłyby powstać galaktyki i ich skupiska, dlatego sukcesywnie prowadzono coraz bardziej wnikliwe badania promieniowania tła. Na początku lat 80. stwierdzono dipolową anizotropię promieniowania tła⁵ [14]. Na początku 1990 r. Satelita COBE zakończył pomiary widma tego promieniowania przeprowadzone z bardzo dużą dokładnością. W 1992 r., po długiej analizie otrzymanych danych, przedstawiono mapę nieregularnych odchyleń od średniej temperatury promieniowania tła, na dwu półkulach nieba, prostopadłych do dysku Drogi Mlecznej [13]. Był to doświadczalny dowód istnienia zaburzeń gęstości materii w różnych obszarach Wszechświata. Zatem po upływie około miliona lat od Wielkiego Wybuchu Wszechświat nie był izotropowy, a czy jest taki obecnie?

Argument o izotropowym oddalaniu się galaktyk nie przesądza tego, gdyż wzór (23) przestaje obowiązywać dla odległości $d > 1,2 \cdot 10^{26}$ m (v byłoby większe od c). Ponadto z założenia, że Wszechświat stale rozszerza się wynika, że do naszego „stożka świetlnego” w przyszłości trafi materia o nieznanym obecnie rozkładzie przestrzennym. Nie ma informacji, że rozkład ten będzie izotropowy i jednorodny; warto zacytować opinię wyrażoną w monografii B. Schutza [14]: „dla uniknięcia tych trudności, znaczna liczba naukowców wierzy w jednorodność i izotropię Wszechświata”. Dla uproszczenia rozważań i możliwości posługiwania się pojęciem średniej gęstości materii przyjęto kosmiczną skalę odległości oraz to, że materia jest jednorodnym pyłem, którego cząstkami są galaktyki [12, 14]; jest to obraz przybliżony.

Podsumowując powyższe — nie ma pewności co do przestrzennej izotropii Wszechświata, a na pewno nie jest spełniony warunek izotropowości względem współrzędnej czasowej.

6. Stała kosmologiczna i przyszłość Wszechświata

Stała kosmologiczna Λ została wprowadzona przez Einsteina w 1917 r. jako czynnik równoważący grawitacyjne skupianie się mas we Wszechświecie, a więc zapewniający stacjonarność Wszechświata. W kilka lat później większość kosmologów z interpretacji faktów obserwacyjnych uznała, że

⁵ W określonym kierunku względem ziemskiej osi występują różnice temperatur promieniowania przy zmianie zwrotu ruchu miernika.

Wszechświat rozszerza się (ucieczka galaktyk, wzór Hubble), zatem jest niestacjonarny. W związku z tym przyjęto, że stała $\Lambda = 0$. Według pracy [15] podsumowującej niektóre osiągnięcia w kosmologii z ostatnich lat, trzecim (oprócz H i Λ) parametrem, istotnym dla struktury i przyszłości Wszechświata jest gęstość krytyczna jego masy ϑ_c . Autor cytowanej pracy [15] wprowadza ponadto: przybliżoną całkowitą (z uwzględnieniem CDM⁶) gęstość Wszechświata oraz „gęstość energii⁷ próżni”, która istnieje we Wszechświecie, jeśli $\Lambda \neq 0$. Gęstość ta, oznaczamy ją ϑ_Λ , związana jest ze stałą kosmologiczną wzorem [15]:

$$\frac{\vartheta_\Lambda}{\vartheta_c} = \frac{\Lambda}{3H^2} = 0,7 \quad (24)$$

Autorzy niniejszej pracy przyjęli wartość H (w jednostkach zgeometryzowanych) jako $8,3 \cdot 10^{-27} \text{ m}^{-1}$, która pokrywa się z wartościami H i wiekiem Wszechświata T cytowanymi w literaturze jako najbardziej prawdopodobne [12, 14]. Po podstawieniu do wzoru (24) otrzymaliśmy:

$$\Lambda \cong 1,5 \cdot 10^{-52} \text{ m}^{-2} \quad \text{lub} \quad \Lambda \cong 1,3 \cdot 10^{-37} \text{ s}^{-2} \quad (25)$$

co można skomentować następująco:

- znikoma wartość Λ sugeruje, że można ją zaniedbać w równaniu (21)
- otrzymane Λ nie pozostaje w sprzeczności z danymi literaturowymi, na przykład górną granicę wartości Λ w układzie słonecznym oszacowano jako $4 \cdot 10^{-35} \text{ m}^{-2}$ [14].

Wracając do równania (22), z rozdziału 4, przekształcono je w celu przystosowania do zagadnień kosmologii. Przystosowanie to polega — między innymi — na wyborze takiego układu odniesienia, który rozszerza się wraz ze Wszechświatem, wobec czego każda cząstka „pyłu kosmicznego” jest w spoczynku. Czasoprzestrzeń w tym układzie można rozłożyć na uniwersalny czas kosmiczny t i prostopadłe do niego przestrzenie równoczesności.

W powyższych założeniach, z równania (22) wyprowadzono zależność promienia Wszechświata (zwanego też czynnikiem skali) R od czasu t . Jest to równanie Friedmanna:

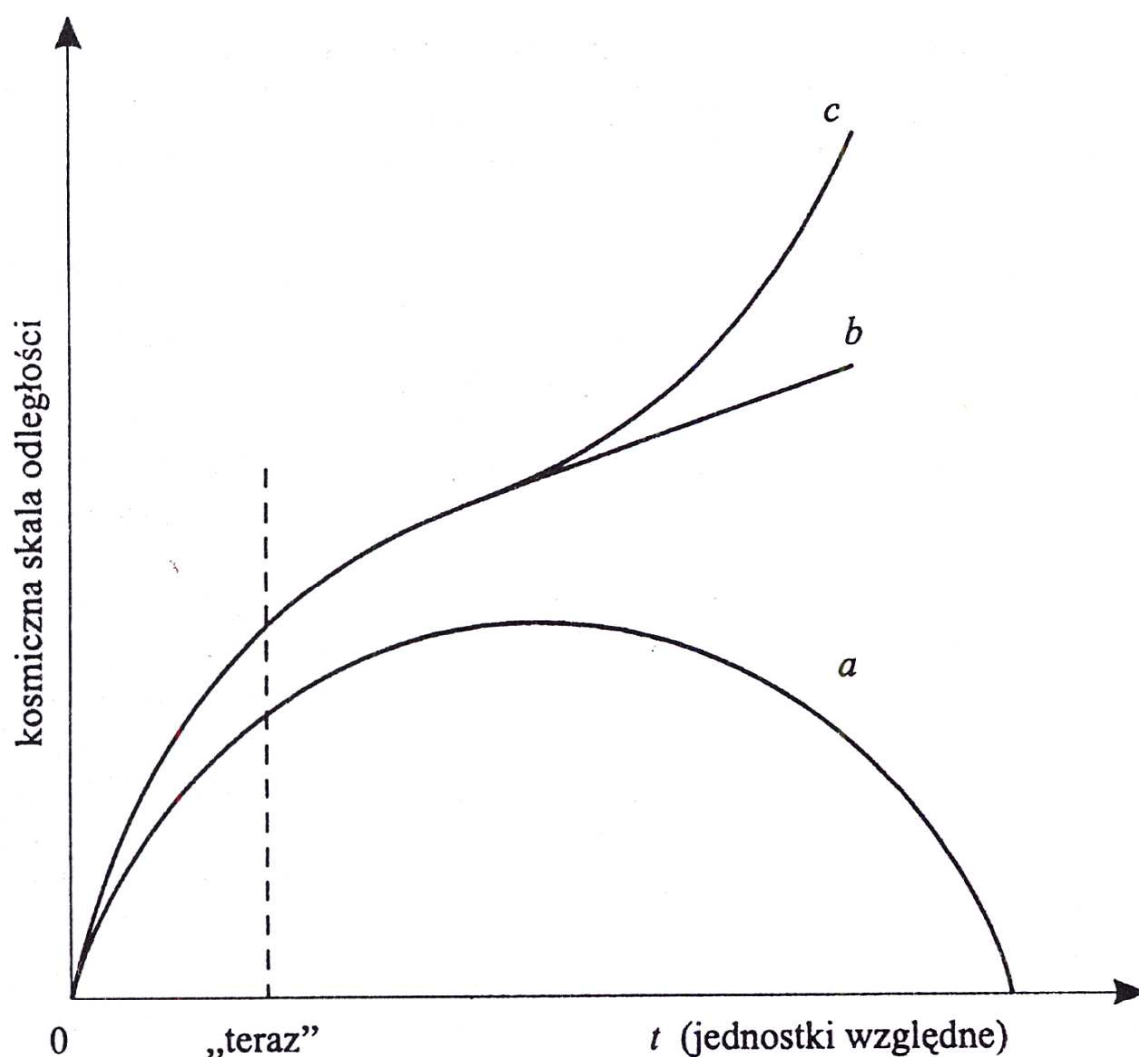
$$(\dot{R})^2 - \frac{2MG}{R} = -\varepsilon c^2 \quad (26)$$

Gdzie M jest masą zawartą w kuli o promieniu R , a parametr $\varepsilon = 0, \pm 1$ [2].

⁶ CDM — cold, dark matter.

⁷ Energia ta nie jest związana z materią, lecz istnieje w „pustej” przestrzeni, jeśli istnieją w niej cząstki wirtualne, czyli cząstki elementarne mające nadzwyczaj krótki czas życia [16, 17].

Dla każdej z trzech wartości tego parametru jest inne rozwiązanie równania (26) — modele Friedmanna. Funkcja $R(t)$ znika dla tej wartości czasu t , dla której gęstość materii staje się nieskończona. Czas t jest tu parametrem afinicznym i metryka wspomnianych modeli jest określona dla $t > 0$. Ponieważ nie ma gładkiego przejścia do ujemnych chwil czasowych, wartość $t = 0$ jest punktem osobliwym zwanym „początkiem Wszechświata” (Rys. 2). Na podstawie teorii grawitacji Einsteina nie można opisać momentu Wielkiego Wybuchu ani określić, co było „przedtem”. Dynamika przebiegów funkcji $R(t)$ jest zależna od gęstości materii i określona przez krzywizny wykresów na Rys. 2.



Rys. 2. Trzy modele przeszłości i przyszłości Wszechświata: a) model o dodatniej krzywiznie z rokowaniem zapadnięcia się Wszechświata; b) model z przyspieszoną inflacją (we wczesnych erach), która przechodzi w inflację „standardową”, czyli w liniowe rozszerzanie się Wszechświata; c) model o ujemnej krzywiznie — coraz szybsze rozszerzanie się Wszechświata (na podstawie pracy [15])

Z tą krzywizną jest związany parametr deceleracji Wszechświata, zdefiniowany [14] jako

$$q = -R \frac{\ddot{R}}{(\dot{R})^2} \quad \text{lub} \quad q = \frac{\vartheta_0}{2\vartheta_c} \quad (27)$$

Informacje o powyższym parametrze oraz o innych podstawowych w kosmologii danych zestawiono w tabeli 2.

Tabela 2. Zestawienie niektórych parametrów kosmologicznych

Parametr Friedmana	Całkowite gęstości materii we Wszechświecie (z przedziałami niepewności)	Parametr decelacji (w obecnej epoce)	Komentarz
$\varepsilon = -1$	$\vartheta_0 \cong 5,8 \cdot 10^{-27} \text{ kgm}^{-3}$ $3,0 \cdot 10^{-27} \text{ kgm}^{-3} \leq \vartheta_0 \leq 8,7 \cdot 10^{-27} \text{ kgm}^{-3}$ $\vartheta_c \cong 1 \cdot 10^{-26} \text{ kgm}^{-3}$ [14]	$q_0 = 0,280$ wg [2] $0,115 \leq q_0 \leq 0,445$	Wszechświat otwarty, Rys. 2b i c, Zależność $R(t)$ może mieć: c) przebieg „siodłowy” — ekspansja coraz szybsza, b) kształt odcinka krzywej hiperbolicznej, która dąży do przebiegu liniowego, gdy $t \rightarrow \infty$
$\varepsilon = 0$	$7,0 \cdot 10^{-27} \text{ kgm}^{-3} \leq \vartheta_0 \leq 1,3 \cdot 10^{-26} \text{ kgm}^{-3}$	$q_0 = ?$	W tym modelu ϑ_0 jest bardzo bliskie ϑ_c . Z powodu fluktuacji gęstości galaktyk, w pewnych obszarach Wszechświata może być $\vartheta_0/\vartheta_c > 1$, a w innych < 1 . Wtedy model Friedmanna jest nieprzydatny.
$\varepsilon = +1$	$\vartheta_0 > 1,3 \cdot 10^{-26} \text{ kgm}^{-3}$	$q_0 > 0,50$	Wszechświat zamknięty. Rozszerza się do pewnej, maksymalnej objętości, a następnie kurczy się aż do zapadnięcia (kollapsu).
Za podstawę przyjęto wartości: $H = 8,3 \cdot 10^{-27} \text{ m}^{-1}$ lub $[75 \text{ kms}^{-1} (\frac{1}{\text{Mps}})]$, $\vartheta_c = 10^{-26} \text{ kgm}^{-3}$, $\Lambda = 0$. Sposób obliczenia przedziałów niepewności wokół podanych w tabeli wartości, przedstawiono w tekście pracy. ($1 \text{ Mps} \cong 3 \cdot 10^{22} \text{ m}$)			

Omówienie danych tabeli 2.

W literaturze omawiającej obserwacje kosmologów z ostatnich lat [12, 13, 14] powtarzające się wartości stałej Hubble'a H wynosiły lub były bliskie $\sim 75 \text{ km/s} \left(\frac{1}{\text{Mps}} \right)$. Dla powyższego H przyjęto obszar niepewności jako $\pm 5 \text{ km/s} \left(\frac{1}{\text{Mps}} \right)$. Stąd autorzy niniejszej pracy przyjęli niepewność $\frac{\Delta H}{H} = \pm 6,5\%$. Następnie korzystając ze wzoru:

$$\frac{\Delta \vartheta_c}{\vartheta_c} = \frac{2\Delta H}{H} \quad (28)$$

ustalono niepewność krytycznej gęstości Wszechświata jako $\pm 13\%$. Większe trudności sprawiło określenie przedziału niepewności q_o , czyli aktualnej wartości parametru deceleracji $q(q_o = q$ w epoce „teraz”). Wykonując dyskusję błędów na q , na podstawie wzoru (27) otrzymuje się:

$$\frac{\Delta q_o}{q_o} = \frac{\Delta \vartheta_o}{\vartheta_o} + \frac{\Delta \vartheta_c}{\vartheta_c} \quad (29)$$

Trudniejsze jest wyznaczenie pierwszego składnika prawej strony równania; ϑ_o — jest aktualną całkowitą gęstością materii. Ogólnie przyjmuje się, że istnieją dwa rodzaje materii we Wszechświecie — materia widoczna, której gęstość $(\vartheta') \cong 6 \cdot 10^{-28} \text{ kgm}^{-3}$ [14], oraz materia ciemna (CDM) o gęstości co najmniej czterokrotnie wyższej niż ϑ' [13]. Przyjmując te dane za wskazówkę, oszacowaliśmy najniższą gęstość ϑ_o całkowitej materii Wszechświata jako $(\vartheta_o)_{\min} \cong 3,0 \cdot 10^{-27} \text{ kgm}^{-3}$. Górna natomiast granica winna być

$$(\vartheta_o)_{\max} = \vartheta_c - \Delta \vartheta_c \cong 8,7 \cdot 10^{-27} \text{ kgm}^{-3}$$

(w założeniu, że Wszechświat jest otwarty). Stąd średnia wartość:

$$(\vartheta_o)_{\text{ir}} = 5,8 \cdot 10^{-27} \text{ kgm}^{-3} \pm 47\% \quad (30)$$

Podstawiając wartości liczbowe do wzoru (29) otrzymujemy przedział niepewności parametru q_o jako $\pm 60\%$. Mało dokładną wartość $q_o = 0,280$ dla otwartego Wszechświata podano w podręczniku [2].

Obecnie, z powodu niedoskonałej czułości aparatury astronomicznej oraz niewystarczającej ilości obserwacji (mimo znacznego ich zwiększania w ostatnich latach) [13, 15] nie ma pewnych dowodów potwierdzających hipotezy dotyczące przyszłości Wszechświata. Popularne są dwa modele, z których każdy dotyczy Wszechświata otwartego, o małej gęstości materii.

W jednym z nich, Wszechświat po Wielkim Wybuchu przechodził przez okres przyspieszonej bądź rozszerzonej (w odróżnieniu od zwykłej) inflacji [18, 19]. Miała ona wystąpić w erze wczesnego Wszechświata, a czasy jej trwania były różne w różnych obszarach (stąd Wszechświat nie jest jednorodny). Po jej zakończeniu nastąpił okres „standardowej” inflacji, w której promień Wszechświata R powiększa się w przybliżeniu liniowo (Rys. 2b). Nie ma pewnych metod sprawdzenia, która z teorii inflacji (rozszerzonej lub zwykłej) w istocie opisuje historię Wszechświata. Być może odpowiedzi udzielać pomiary wykonane przez sondę MAP [19].

Inna hipoteza struktury rozszerzającego się Wszechświata pochodzi z obserwacji i pomiarów jasności supernowych w latach 1997 – 1998 [14, 20]. Okazało się, że odległe supernowe mają natężenie światła o $\sim 25\%$ słabsze niż przewidywano. Po analizie odrzucono wyjaśnienie, że gwiazdy te znajdują się dalej niż zakładano, a przyjęto że w przeszłości Wszechświat rozszerzał się wolniej niż obecnie. W dodatku wspomniane wyżej natężenia światła są słabsze niż przewidziane dla pustego Wszechświata. Ponieważ Wszechświat zbudowany ze „zwykłej”, przyciągającej się materii nie może rozszerzać się tak szybko, powrócono do istnienia członu kosmologicznego w równaniu Einsteina. Stała kosmologiczna Λ fizycznie oznaczałaby gęstość „energii próżni” obdarzonej ujemnym ciśnieniem i powodującej odpychanie się elementów materii.

Wreszcie P. Coles [15], powołując się na wiele innych obserwacji wyraża opinię, że „Wszechświat może być aktualnie przyspieszony”, o czym mają świadczyć parametry gęstości:

$\vartheta_0 = 0,3\vartheta_C$ i $\vartheta_\Lambda = 0,7\vartheta_C$. Dane te pasują do pomiarów fluktuacji promieniotęcia tła otrzymanych przez satelitę COBE [13, 15].

Jak wynika z powyżej przedstawionych opisów, preferowany jest model otwartego Wszechświata z oziębianą i rozpraszającą się materią, a mało prawdopodobna — możliwość rekollapsu.

7. Stała grawitacyjna G

Zdaniem autorów niniejszej pracy, wprowadzenie „klasycznej” stałej grawitacyjnej do nie-euklidesowej, czterowymiarowej przestrzeni jest nieuzasadnione. Komentarz dotyczący tej hipotezy przedstawiono w punktach 1 i 2. W dalszej części tekstu (punkt 3) przedstawiono wniosek wynikający z kosmologicznej teorii Brans’a i Dicke, a w punktach 4 i 5 zacytowano fizyczne przesłanki świadczące na korzyść hipotezy, że $G = f(t)$.

- 1) W opisach współczesnych teorii grawitacji i kosmologii trzy spośród czterech założeń mechaniki klasycznej nie są spełnione; Wszechświat nie jest euklidesowy ani jednorodny przestrzennie a tym bardziej czasoprzestrzennie, nie jest więc też izotropowy. Traktowanie skupisk galaktyk jako „cząstek” pyłu kosmicznego [12] jest grubym uproszczeniem. W okresie wczesnego Wszechświata wystąpiły niejednorodności (piki) mikrofalowego promieniowania tła [15]. Bez tych zaburzeń obecny Wszechświat byłby jednorodny i „rozrzedzony” (kilka atomów na m^3), nie powstałyby galaktyki ani nasz Układ Słoneczny [19]. W konsekwencji wyżej wymienionych cech Wszechświata, postulat absolutnej stałości newtonowskiego współczynnika G , zdaniem autorów, nie jest spełniony, gdyż należy on do zbioru założeń mechaniki klasycznej, który jest nierozdzielny.
- 2) Po ogólnym uznaniu Wielkiego Wybuchu za naturalny początek kosmicznego upływu czasu, zwrócono uwagę na analogię występującą między niektórymi zjawiskami w mikroświecie (wewnątrz atomów) i w kosmologii. W sformułowanej przez P. Diraca zasadzie kosmologicznej, nazwanej Hipotezą Wielkich Liczb zakłada się, że każde dwie duże⁸ bezwymiarowe liczby występujące w przyrodzie są ze sobą związane współczynnikami bliskimi 1 i wzrost jednej z nich winien spowodować proporcjonalny wzrost pozostałych. Jak widać z tabeli 3, jedną z tych liczb jest epoka T_w , która wzrasta od Wielkiego Wybuchu. Wyrażając tę wielkość w atomowych jednostkach czasu (a.j.c) można napisać:

$$T_w = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 G m_p m_e} \quad (31)$$

Ponieważ nigdy nie kwestionowano stałości ładunku elektronu e i mas spoczynkowych m_p i m_e , to stosując hipotezę Diraca, można wnioskować że odpowiednio do wzrostu T_w , maleje w czasie współczynnik G , zatem newtonowska stała grawitacyjna nie jest stałą absolutną.

⁸ Mające wartości rzędu 10^{40} .

Tabela 3. Zestawienie przykładowych „Wielkich Liczb”

Złożenie podstawowych wielkości fizycznych	Wartość liczbowa	Uwagi
$\frac{h}{2\pi} \frac{c}{Gm_e^2}$	$5,3 \cdot 10^{44}$	m_e — masa elektronu m_p — masa protonu
$\frac{h}{2\pi} \frac{c}{Gm_p^2}$	$1,8 \cdot 10^{41}$	$h/2\pi$ — stała Plancka.
$\frac{F_{\text{elektr.}}}{F_{\text{grav.}}}$	$2,3 \cdot 10^{39}$	Porównanie sił, kulombowskiej i grawitacyjnej działających między protonem a elektronem w atomie wodoru.
$\frac{1}{H}(s)$ $\frac{1}{H}$ (atomowe jednostki czasu)	$\sim 4 \cdot 10^{17}s$ $\sim 10^{41}$	Stała Hubble $H = \frac{v}{d}$, gdzie v — prędkość ucieczki galaktyk, d — odległość galaktyki od ziemi. W tym układzie jednostek H jest bezwymiarowa
$T_w = \frac{1}{H}$	$\sim 10^{41}$	Odwrotność stałej Hubble uważa się za wiek Wszechświata liczony od Wielkiego Wybuchu
N nukleonów	$\sim 10^{80}$	Liczba ta wyraża ilość nukleonów w poznanej części Wszechświata. Związek między N nukl. a T_w wyraża się $T_w \equiv \sqrt{N}$

3. Jedną z „zawężonych” teorii oddziaływań między małymi masami (ciałami próbnymi) jest – mieszcząca się w założeniach Uogólnionej Teorii Grawitacji [7, 8], teoria Brans’a i Dicke [5] wynikająca z zasady Macha. Zgodnie z nią badane ciało nie tylko podlega działaniu mas pozostających w układzie odniesienia, w którym się znajduje. Oprócz tego podlega ono działaniu „odległych” mas identyfikowanych z sumaryczną masą poznanego Wszechświata M . W pracy [5] przyjęto, że wybrany materialny punkt otoczony jest masami rozłożonymi na koncentrycznych czasach o promieniach zwiększających się⁹ do R ; dla takiego modelu podano zależność:

⁹ R — promień poznanego Wszechświata.

$$\frac{MG}{Rc^2} = \text{const} \cong 1 \quad (32)$$

W bieżącej literaturze przyjmuje się, że uśredniona gęstość materii we Wszechświecie maleje bardzo wolno ($|\Delta\vartheta| \cong 10^{-31} \text{ kg m}^{-3}$ w ciągu miliarda lat [13]); jest więc ona stała w epoce „teraz”. Wprowadzając ϑ i objętość kuli Wszechświata do wzoru (32) otrzymuje się:

$$KR^2G = \text{const} \cong 1 \quad (33)$$

gdzie $K \sim \frac{\vartheta}{c^2}$ jest stałym współczynnikiem. Ze wzrostu R w funkcji czasu wynika że G winno zmniejszać się, jeśli zależność (33) jest prawdziwa. Dla oszacowania względnej zmiany G w ciągu roku, autorzy wykonali dyskusję wzoru (33), otrzymując:

$$\frac{\Delta G}{G} = -\frac{2\Delta R}{R} \quad (34)$$

Do wyznaczenia ΔR — przyrostu promienia Wszechświata w ciągu roku, użyto wzoru: $\Delta R = vt$, w którym występuje średnia prędkość ucieczki galaktyk v . Według [14] uśredniona v kilku najbliższych nam galaktyk jest nie większa niż 500 km/s. Promień R poznanego w epoce „teraz” Wszechświata można między innymi wyznaczyć z iloczynu; $c \frac{1}{H}$; odwrotność stałej Hubble’a określa wiek Wszechświata. Podstawiając otrzymane ΔR i R do wzoru (34) otrzymuje się:

$$\frac{\Delta G}{G} \cong -2,7 \cdot 10^{-13} \quad (\text{w ciągu roku}) \quad (35)$$

Korelacje tego wyniku z fizykalnymi spostrzeżeniami i danymi doświadczalnymi są omówione poniżej (punkt 4).

- 4) Argumenty wymienione w p. 1–3 wynikają z matematycznych modeli. Oprócz nich są fizykalne przesłanki potwierdzające zależność współczynnika G od czasu, wykonywano także badania doświadczalne.

Obserwacyjnie stwierdzono sprzeczność między brakiem atmosfery na księżycu a obecnością rozmaitych form eolicznych tamtego krajobrazu, powstałych przez działanie wiatru [21]. Można stąd wnioskować, że istniejąca niegdyś atmosfera była utrzymywana przy powierzchni tej planety z powodu znacznie większego przyspieszenia grawitacyjnego, które obecnie wynosi $g \cong 0,15 g_{\text{ziemskie}}$.

- 5) Wątpliwości dotyczące G jako stałej uniwersalnej przedstawiono także w pracach [22, 23] gdzie dokonano następujących oszacowań:

- a) jeżeli wartość G zmniejsza się, to okresy obiegów planet wzrastają, powinny więc wystąpić przesunięcia między wskazaniem zegarów atomowego i „kosmicznego”, którego bieg jest wyznaczony przez ruch planet. Metodą opóźnień echa radarowego, w okresie kilku lat mierzono położenia planet i porównywano z czasem atomowym [22]. Najlepsze wyniki zanotowano dla planety Merkury, lecz otrzymana wartość $\left| \frac{\Delta G}{G} \right|$ była niższa od błędu przeciętnego.
- b) jest interesujące, że otrzymano zbliżone wartości $\frac{\Delta G}{G}$ z dwu różnych zbiorów danych. Dane dotyczące zaćmień gwiazd przez Księżyc, zebrane w ciągu 20-tu lat porównano z danymi otrzymanymi z zaćmień Słońca, poczynając od starożytności (ok. 1374 p.n.e.) do osiemnastego wieku n.e. [23]. Uśrednione wyniki dały wartość $\frac{\Delta G}{G}$ rzędu 10^{-11} w ciągu roku. Jak widać, ta wartość nie jest sprzeczna z wynikiem (35).

Ze względów poznawczych, dalsze badania ciągłego zmniejszania się G z czasem są zakrojone na wiele dziesiątków lat. Według autorów pracy [22] znaczne powiększenie dokładności oszacowań $\frac{\Delta G}{G}$ wyniknie z gromadzenia (w kilkuletnich przedziałach czasu) danych doświadczalnych uzyskiwanych metodą echa radarowego.

Idea zmniejszania się „stałej” grawitacyjnej G z upływem czasu jest przedstawiona w pracy [24], w której sformułowano równania pola Einsteina z zależnymi od czasu współczynnikami G i Λ . Wyrażono opinię, że zmienność tych parametrów zezwala na kreację cząstek elementarnych we Wszechświecie i ma związek z fluktuacjami gęstości materii Wszechświata.

Literatura

- [1] C. Kittel i inni, *Mechanika*, PWN, Warszawa 1973.
- [2] W. Kopczyński, A. Trautman, *Czasoprzestrzeń i grawitacja*, PWN, Warszawa 1984.
- [3] A. Einstein, *Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie*, Ann. Phys. **49**, 769 (1916).
- [4] A. Friedmann, *Über die Krümmung des Raumes*, Zs. F. Phys. **10**, 377 (1922).

- [5] C. Brans, R. Dicke, Mach's Principle and a Relativistic Theory of Gravitation, *Phys. Rev.*, **124**, 925 (1961).
- [6] C. Brans, Non-linear Lagrangians and the significance of the metric, *Class. Quantum Grav.*, **5**, L197 (1988).
- [7] J. Hwang, Cosmological perturbations in generalised gravity theories: formulation, *Gen. Rel. Grav.*, **7**, 1613 (1990).
- [8] J. Hwang, The Origin of structures in generalised gravity, *Gen. Rel. Grav.*, **30**, 545 (1998).
- [9] A. Einstein, *Istota teorii względności*, Wydanie polskie PWN, Warszawa 1959.
- [10] M. Heller, Unifikacja i geometryzacja fizyki w kosmologicznym kontekście, *Postępy Fizyki*, **42**, z. 1, 131 (1991).
- [11] A. Wróblewski, J. Zakrzewski, *Wstęp do fizyki*, PWN, Warszawa 1989.
- [12] M. Heller, *Encyklopedia fizyki współczesnej*, Rozdz: Astrofizyka i kosmochemia, PWN, Warszawa 1983, 899.
- [13] D. Goldsmith, *Największa pomyłka Einsteina*, Wydawnictwo Prószyński i S-ka, Warszawa 1998.
- [14] B. Schutz, *Wstęp do ogólnej teorii względności*, Wydanie polskie PWN, Warszawa 1995.
- [15] P. Coles, The end of the old model Universe, *Nature*, **393**, 741 (1998).
- [16] L. Krauss, The end of the age problem and the case for a cosmological constant revisited, *Astro-physics*, 9706227 (1997).
- [17] L. Krauss, Kosmologiczna antygravitacja, *Świat Nauki*, z. **3**, 35 (1999).
- [18] M. Bucher i inni, Open Universe from Inflation, *Phys. Rev. D*, **52**, 3314 (1995).
- [19] M. Bucher, Spergel D., Inflacja we Wszechświecie o małej gęstości, *Świat Nauki*, z. **3**, 43 (1999).
- [20] C. Hogan i inni, Supernowe odmierzą czasoprzestrzeń, *Świat Nauki*, z. **3**, 28 (1999).
- [21] E. Bilski, Krytyczna ocena hipotez geodynamicznych, *Prace Naukowe P.W., Geodezja*, z. **5**, 1–118 (1969).
- [22] J. Shapiro i inni, Gravitational Constant: Experimental Bound on Its Time Variation, *Phys. Rev.Lett.*, **26**, 27 (1971).
- [23] A. Marchant, Mansfield V., Evolution of dynamical systems with time-varying gravity, *Nature*, **270** 699 (1977).
- [24] T. Harko, M. Mak, Particle creations in cosmological models with varying gravitational and cosmological „constants”, *Gen. Rel. Grav.*, **31**, 849 (1999).

WŁODZIMIERZ L. WOJAS
BOŻENA SEROCZYŃSKA

The space-times and the phenomenon of gravitation

Summary

In the preface of the present work the four suppositions of the classic mechanics are mentioned, which are united; the appearing of some one supposition without others is'nt observed. The authors of present work remark that the three suppositions ar'nt fulfilled by the theory of relativity of Einstein, subsequently the inertial and noninertial systems as well as the properties of the Euclidean space-time and the space-times of Minkowski and Riemann are discussed. In the author's opinion, recent of the four classic suppositions, namely that Newtonian coefficient G is universal constant is'nt fulfilled for the space-time of Riemann. It is discussed in Section 7 of present work; G is decreasing with a time. Besides, the problems of the space anisotropy as well as of the temporal anisotropy of Universe are suggesting. In Section 6 is described the probable model of the open Universe for which the cosmological constant is $\Lambda > 0$ but it is very small. In the present work, the evaluated $\Lambda \cong 1,3 \cdot 10^{-37} \text{ s}^{-2}$.

BG WSP



245074

