ROCZNIKI FILOZOFICZNE
Tom LIV, numer 2 – 2006

MAREK SZYDŁOWSKI
JACEK GOLBIAK

FILOZOFICZNY WYBÓR MIĘDZY ZASADĄ INDYFERENTYZMU A ZASADĄ SZCZEGÓLNEGO DOSTROJENIA

1. WSTĘP: MODELE FRIEDMANA – LAMAITRE'A – ROBERTSONA – WALKERA (FLRW)

Można wyróżnić dwa schematy wyjaśnienia własności obserwowanego Wszechświata. Pierwsze podejście oparte jest na założeniu, że obecne własności Wszechświata są wynikiem szczególnego dostrojenia warunków początkowych. Natomiast w drugim podejściu zakłada się, że istnieje zbiór warunków początkowych prowadzących do szczególnych własności Wszechświata, który obserwujemy. Przykładem wyjaśnienia poprzez zasadę szczególnego dostrojenia jest wyjaśnianie antropiczne, oparte na mechanizmie dostrojenia do istnienia życia. Natomiast przykładem drugiego typu wyjaśniania (wyjaśnianie indyferentne [MCMULLIN 1993]) jest program kosmologii chaotycznej czy program inflacji.

Niniejsza praca jest prezentacją następujących tez:

– wybór między zasadą indyferentyzmu a zasadą szczególnego dostrojenia jest w istocie wyborem filozoficznym; wyjaśnianie indyferentne jest preferowane przez fizyków, szczególnego dostrojenia – przez filozofów;

Dr hab. MAREK SZYDŁOWSKI – Katedra Fizyki Teoretycznej, Wydział Filozofii, Katolicki Uniwersytet Lubelski Jana Pawła II, oraz Centrum Układów Złożonych im. Marka Kaca, Uniwersytet Jagielloński w Krakowie; adres do korespondencji: Al. Racławickie 14, 20-950 Lublin; e-mail: uoszydlo@cyf-kr.edu.pl

Ks. mgr JACEK GOLBIAK – Katedra Fizyki Teoretycznej, Wydział Filozofii, Katolicki Uniwersytet Lubelski Jana Pawła II; adres do korespondencji: Al. Racławickie 14, 20-950 Lublin; e-mail: jgolbiak@kul.lublin.pl

– język oferowany przez teorię układów dynamicznych jest naturalnym językiem opisu niezależności własności Wszechświata od szczególnego wyboru warunków początkowych (zasada indyferentyzmu);
– nie istnieje żadna sprzeczność między obiema zasadami, dopóki warunki początkowe szczególnego dostrojenia należą do generycznego zbioru dopuszczalnych i prowadzących do pożądanych własności Wszechświata.

Kosmologia stawia sobie za cel zbadanie wielkoskalowej struktury i ewolucji Wszechświata. Przedmiot jej badań jest szczególny, ponieważ Wszechświat jest nam dany w jednym egzemplarzu. Ponieważ czasoprzestrzenna struktura Wszechświata jest dynamiczna i podlega prawom Ogólnej Teorii Względności[1], teoria kosmologiczna, jako rozwiązanie tych równań, będzie dopuszczać nieskończenie wiele rozwiązań, które wybieramy poprzez zadanie warunków początkowych czy też warunków brzegowych. Problem jednak w tym, że warunki początkowe czy warunki brzegowe w przypadku Wszechświata nie mogą być wzięte z zewnątrz, jak w przypadku dowolnego podukładu fizycznego zanurzonego we Wszechświecie, ponieważ Wszechświat z definicji jest zbiorem wszystkich możliwych zdarzeń. To właśnie sprawia, że w kosmologii wybór warunków początkowych czy też brzegowych jest wyborem prawa fizycznego. Wydaje się, że jak długo prawa fizyczne dla Wszechświata będą formułowane w postaci równań różniczkowych, trudno sobie wyobrazić istnienie takiej teorii kosmologicznej, która dawałaby jedno rozwiązanie dla Wszechświata. Oczywiście w historii kosmologii istniały pomysły zbudowania teorii kosmologicznej, która byłaby fundamentalna i z której można by wyprowadzić fizykę lokalną, ale – jak dotąd – nie zaowocowały one spójnym i zgodnym z obserwacją modelem Wszechświata danym przez jedno rozwiązanie [DĄBEK 2004].

Metodologia poszukiwania adekwatnego opisu naszego Wszechświata stosowana we współczesnej kosmologii jest raczej inna. Konstruujemy wiele teoretycznych modeli rzeczywistego Wszechświata, a obserwacje i testy astronomiczne są naczelną instancją, która decyduje o wyborze modelu dla rzeczywistego Wszechświata [DODELSON 2003][2]. Równania Einsteina w ogól-

[1] W pracy interesuje nas kosmologia relatywistyczna.

[2] O ile książka Dodelsona jest dobrym wprowadzeniem do współczesnych problemów kosmologii obserwacyjnej, wskazane jest odniesienie się również do klasycznych prac opisujących testowanie modeli kosmologicznych. Na przykład do pracy Sandage'a z 1961 r. (ApJ 133, 335) o znamiennym tytule: *The Ability of the 200-INCH Telescope to Discriminate between Selected World Models*.

ności stanowią skomplikowany układ równań różniczkowych cząstkowych II rzędu, ale dla fizycznie interesującego przypadku (Wszechświat jest jednorodny i izotropowy w dużej skali – większej niż około 100 Mps; dodajmy, że skala ta ciągle pozostaje przedmiotem badań i dyskusji), zakładając Zasadę Kosmologiczną, sprowadzamy opis jego ewolucji do układu równań różniczkowych zwyczajnych[3]. Ostatecznie modelem naszego Wszechświata staje się Wszechświat, którego ewolucja rządzona jest przez następujące równania na pojedynczą funkcję czasu zwaną czynnikiem skali $a(t)$:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \left(-\frac{1}{6}\right)(\rho + 3p) \tag{1}$$

$$\dot{\rho} = (-)3H(\rho + p) \tag{2}$$

Kropka oznacza różniczkowanie po czasie kosmologicznym t; $\equiv \frac{d.}{dt}$; ρ i p są gęstością energii i ciśnieniem cieczy, które opisują materialną zawartość Wszechświata. Równanie (1) jest równaniem Einsteina dla składowych przestrzennych i źródła grawitacji w formie cieczy o gęstości ρ i ciśnieniu p. Równanie (2) jest warunkiem na znikanie dywergencji dla tensora energii – pędu (warunek bezźródłowości). Innymi słowy, modelem Wszechświata jednorodnego i izotropowego jest układ równań różniczkowych (1) i (2), których rozwiązania możemy poszukiwać, gdy zadamy zależność $p(\rho)$, czyli określimy równanie stanu. Ta ostatnia zależność jest ustalana z fizyki lokalnej obowiązującej w naszym laboratorium, którą ekstrapolujemy na cały układ – Wszechświat.

Równania (1) i (2) zachowują w czasie funkcję $\varphi\left(\frac{d\varphi}{dt} = 0\right)$:

$$\varphi(a, \dot{a}) \equiv \rho - 3\frac{\dot{a}^2}{a^2} - 3\frac{k}{a^2} \equiv 0, \tag{3}$$

[3] To samo możemy uczynić dla szerszej klasy modeli jednorodnych, ale anizotropowych, tzw. modeli Bianchiego; por. M. SZYDŁOWSKI, *Czy Wszechświat jest prostym układem dynamicznym o złożonym zachowaniu?*, „Roczniki Filozoficzne” 45 (1997), z. 3, s. 49; M. SZYDŁOWSKI, A. KRAWIEC, *Nieregularne zachowanie prostych układów dynamicznych*, „Roczniki Filozoficzne” 46 (1998), z. 3, s. 151. Pośród modeli Bianchiego szczególne zainteresowanie wykazuje tzw. model wielkiego mieszania (*Mixmaster*), w którym wykryto chaotyczny reżim drgający czynników skali w otoczeniu osobliwości początkowej.

gdzie $k = 0, \pm 1$ jest tzw. stałą krzywizny charakteryzującą typ geometrii[4]. Równanie (3), które jest równaniem I rzędu, jest nazwane równaniem Friedmana. O ile zadamy równanie stanu $p = p(\rho)$, możemy wycałkować równanie (2), by następnie, podstawiając zależność $\rho = \rho(a)$ do (3), uzyskać równanie różniczkowe dla pojedynczej funkcji $a(t)$.

To, co do tej pory przedstawiliśmy, jest standardową prezentacją modeli Friedmana – Robertsona – Walkera (w skrócie: FLRW). Dla naszych celów wygodna będzie geometryczna wizualizacja rozwiązań kosmologicznych w przestrzeni fazowej $(a, \dot{a})$.

2. MODELE KOSMOLOGICZNE REPREZENTOWANE PRZEZ RUCH CZĄSTKI W POTENCJALE *V*(*A*)

Równanie (1) wygodnie jest przepisać w postaci analogicznej do newtonowskich równań ruchu:

$$\ddot{x} = (-)\frac{\partial V}{\partial x} \tag{4}$$

gdzie $x \equiv \frac{a}{a_0}$, natomiast a_0 jest wartością czynnika skali w obecnej epoce.

Ilekroć jakąś wielkość będziemy zaopatrywać indeksem zero, zaznaczamy, że jest ona odniesiona do dzisiejszej epoki; np. H_0 oznacza obecną wartość funkcji Hubble'a $H = \frac{\left(da/dt\right)}{a} = \frac{dx/dt}{x}$. Kropka w równaniu (4) oznacza różniczkowanie po przeparametryzowanym parametrze czasowym τ, $|H_0|\,dt = d\tau$.

Łatwo zgadnąć funkcję $V(x)$:

$$V(x) = -\frac{\Omega_{eff}(x)\cdot x^2}{2}, \tag{5}$$

gdzie $\Omega_{eff} = \frac{\rho_{eff}}{3H_0^2}$ jest efektywnym parametrem gęstości dla sumarycznej gęstości efektywnej $\frac{H^2}{H_0^2} = \Omega_{eff}$.

[4] Dla $k = 0$ geometria Wszechświata jest płaska, dla $k = +1$ sferyczna, dla $k = -1$ hiperboliczna.

P r z y k ł a d 1. Model ΛCDM (ciemnej zimnej materii z członem kosmologicznym)

Rozważmy model Friedmana – Robertsona – Walkera wypełniony materią nierelatywistyczną (zimną) oraz ciemną materią. Obydwie postacie materii spełniają równanie stanu dla pyłu: $p = 0$, ze stałą kosmologiczną Λ oraz krzywizną. Oznacza to, że ciśnienie efektywne p_{eff} i gęstość efektywna ρ_{eff} są:

$$p_{eff} = 0 - \Lambda + kx^{-2}$$

$$\rho_{eff} = \rho_{m,0}x^{-3} + \Lambda - (3k)x^{-2}.$$

Stąd potencjał ma postać:

$$V(x) = \left(-\frac{1}{2}\right)\left\{\Omega_{m,0}x^{-1} + \Omega_{\Lambda,0}x^{2} + \Omega_{k,0}\right\} \tag{6}$$

gdzie $\Omega_{i,0} = \dfrac{\rho_{i,0}}{3H_0^2}$ jest parametrem gęstości dla i – tego fluidu; stała kosmologiczna jest równoważna cieczy o stałej gęstości $\rho = \Lambda$ i ciśnieniu $p = -\Lambda$; efekty krzywizny w potencjale są również równoważne efektom fluidu krzywiznowego o gęstości $\rho_k = -\dfrac{3k}{a^2}$.

Parametry gęstości $\Omega_{m,0}$ $\Omega_{\Lambda,0}$ $\Omega_{k,0}$, H_0 są podstawowymi parametrami obserwacyjnymi Wszechświata. Nie są one niezależne, ponieważ spełniony jest odpowiednik równania Friedmana:

$$\frac{1}{2}\dot{x}^2 + V(x) \equiv 0. \tag{7}$$

Równanie (7) jest zasadą zachowania energii dla fikcyjnej cząstki Wszechświata, która naśladuje jego ewolucję.

Jeśli z funkcji potencjału (6) wyseparujemy człon związany z krzywizną $\Omega_{k,0}$, wówczas ruch układu odbywa się po poziomicy stałej energii $E = \frac{1}{2}\Omega_{k,0}$ oraz

$$\frac{1}{2}\dot{x}^2 + \bar{V}(x) = \frac{1}{2}\Omega_{k,0} \tag{8}$$

gdzie $V(x) = \bar{V}(x) + \frac{1}{2}\Omega_{k,0}$.

Oczywiście równanie (8) jest spełnione dla każdego x, a więc również dla obecnej epoki $(x=1)$. Wtedy otrzymujemy $V(1)=1$ albo

$$1=\Omega_{m,0}+\Omega_{\Lambda,0}+\Omega_{k,0} \tag{9}$$

Wygodnie jest reprezentować ruch układu typu newtonowskiego (4) w postaci 2-wymiarowego układu dynamicznego:

$$\begin{aligned} \dot{x} &= y \\ \dot{y} &= -\frac{\partial V}{\partial x}. \end{aligned} \tag{10}$$

Wówczas (8) jest równaniem algebraicznym krzywych, na których leżą rozwiązania w przestrzeni fazowej (x, y). W tej przestrzeni ruch układu jest reprezentowany przez krzywą (zwaną krzywą fazową), będącą zbiorem stanów układu podczas jego ruchu. Stany asymptotyczne układu są reprezentowane w przestrzeni fazowej przez:

- zbiory graniczne – punkty krytyczne, dla których prawe strony układu (10) się zerują,
- cykle graniczne – zamknięte krzywe graniczne.

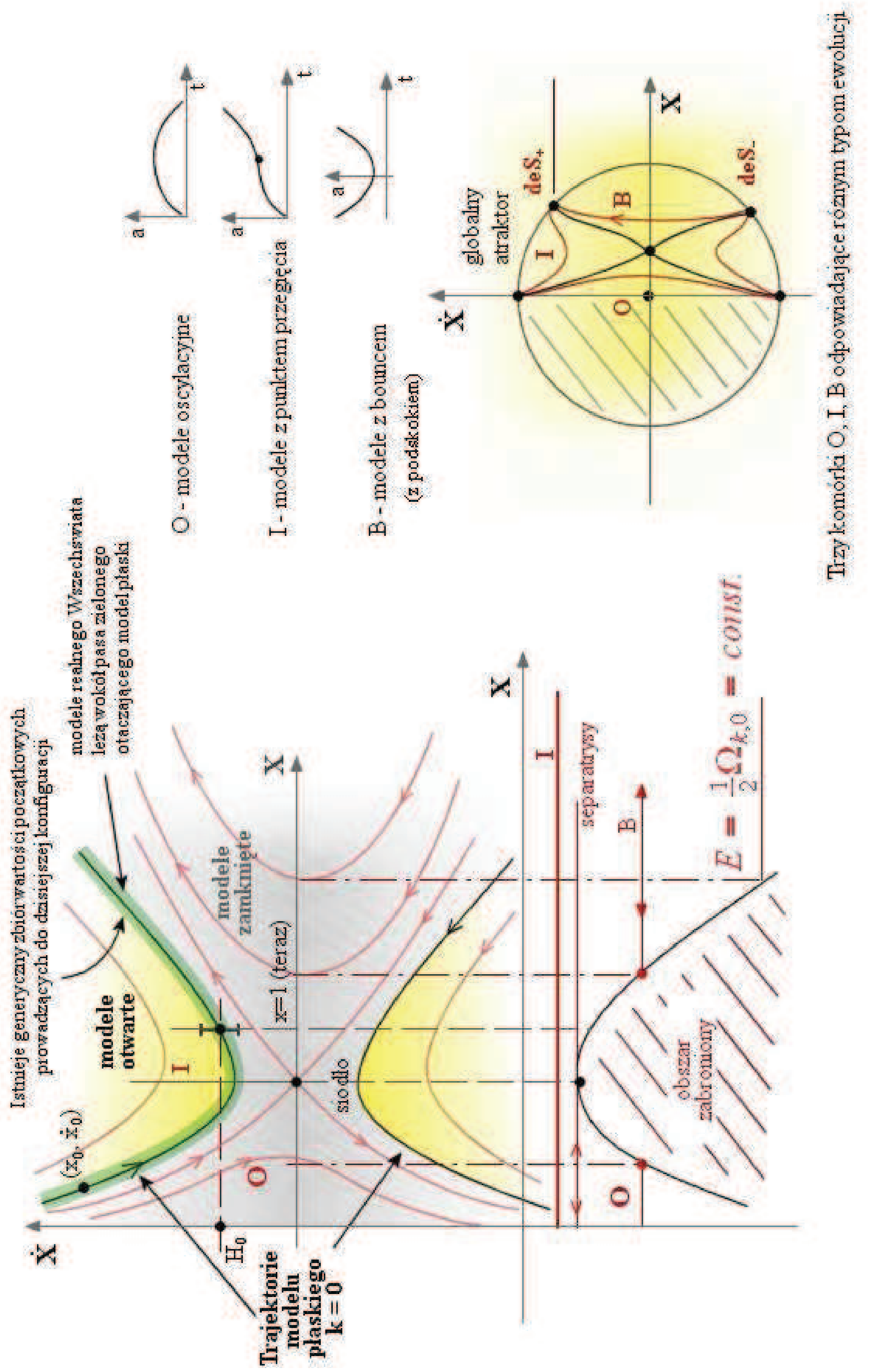
Układy o postaci (10) nazywamy układami typu newtonowskiego. W funkcji potencjału $V(x)$ zakodowana jest informacja o materialnej zawartości Wszechświata. Co więcej, funkcja $V(x)$ może być zrekonstruowana z obserwacji odległych supernowych [SZYDŁOWSKI 2005]. W przykładzie 1 rozważana jest stała kosmologiczna jako ciemna energia, ale w ogólności gęstość energii jest zależna od czynnika skali $\rho_X=\rho_X(a)$. Z postaci (10) widać, że Wszechświat przyspiesza ($\ddot{x}>0$) w obszarze tych x, dla których $V(x)$ jest malejącą funkcją swojego argumentu, oraz hamuje w obszarze x, w którym potencjał jest rosnącą funkcją swego argumentu. Z obserwacji odległych supernowych typu *Ia* uzyskujemy, że dzisiejszy Wszechświat przyspiesza, a więc modele oscylacyjne nie będą prowadzić do obecnej konfiguracji: $x_0=1, \dot{x}_0=H_0$ (por. rys. 1). Można również odrzucić tzw. modele *bouncing* z warunku, że Wszechświat przyspiesza i $\Omega_{m,0}\geq 0{,}04$ [por. EHLERS, RINDLER 1989]. Informacja o globalnej dynamice konkretnego układu jest zakodowana w portrecie fazowym. Portret fazowy układu składa się z krzywych fazowych reprezentowanych przez krzywe, które startują z punktów, w których $t=-\infty$, lub dążą do zbiorów granicznych dla $t = \infty$. Pełny obraz dynamiki wymaga dodatkowo jej analizy w nieskończoności. Zilustrujmy to na przykładzie układów 2-wymiarowych (występują one właśnie w naszym przypadku).

Rozważmy sferę S^2 styczną do płaszczyzny fazowej (x, y) w początku układu współrzędnych. Rozważając rzutowanie dolnej półsfery na tę płaszczyznę z jej środka, widzimy, że równikowi będą odpowiadały punkty w nieskończoności. I odwrotnie, nieskończenie odległym punktom w nieskończoności odpowiada okrąg. Odwzorowanie jest wzajemnie jednoznaczne, a konstrukcję nazywa się domkniętą sferą Poincarégo. Na rys. 1 przedstawiono portret fazowy rozważanego w przykładzie 1 modelu *ΛCDM* ze znajomości potencjału $V(x)$ oraz portret fazowy z domknięciem w nieskończoności sferą Poincarégo.

Dwa portrety fazowe uważa się za równoważne (nieodróżnialne), jeśli istnieje wzajemnie jednoznaczne odwzorowanie ciągłe (homeomorfizm), przeprowadzające trajektorie obu układów z zachowaniem kierunku trajektorii fazowych (wskazujących kierunek ruchu układu) przy zadanych warunkach początkowych.

Zwróćmy uwagę na to, że trajektorie fazowe nie przecinają się. W punkcie krytycznym (mającym charakter siodła) istnieją wprawdzie trajektorie wchodzące (separatrysy wchodzące), ale osiągają one ten punkt dla $t = \infty$, podobnie trajektorie wychodzące startują z niego w chwili $t = -\infty$. Przez dowolny punkt przestrzeni fazowej przechodzi tylko jedna trajektoria, jeśli tylko prawe strony układu dynamicznego są funkcjami gładkimi. Zadanie warunku początkowego $(x_0, \dot{x}_0)$ w jednoznaczny sposób wyznacza trajektorię (rys.1).

Na portrecie fazowym zaznaczono trajektorie modelu płaskiego, które separują modele zamknięte od modeli otwartych, leżących na zewnątrz trajektorii modeli płaskich. Z kolei dwie separtrysy punktu siodłowego, w klasie modeli zamkniętych określają modele, w których faza ekspansji jest poprzedzona fazą kontrakcji do minimalnej wartości czynnika skali (tzw. modele *bouncing*). Obserwacje odległych supernowych eliminują modele oscylacyjne, ponieważ te nie przeżywają fazy przyspieszonej ekspansji. Można również pokazać, że jeśli uwzględnimy obserwacje kwazarów na redshifcie $z = 4$ (i przyjmiemy, że redshifty te są kosmologiczne), to uzyskamy, że $\Omega_{\mathrm{m},0} < 0{,}008$ dla modeli z *bouncem* (z podskokiem). Tak więc modele te również należy wyeliminować jako model rzeczywistego Wszechświata, ponieważ parametr gęstości dla materii nie zgadza się z odpowiednią wartością dla materii barionowej, która brała udział w procesie nukleosyntezy ($\Omega_{\mathrm{b},0} = 0{,}04$).


Istnieje generyczny zbiór wartości początkowych prowadzących do dzisiejszej konfiguracji
modele realnego Wszechświata leżą wokół pasa zielonego otaczającego model płaski
modele otwarte
modele zamknięte
x=1 (teraz)
siodło
Trajektorie modelu płaskiego k = 0
separatrysy
obszar zabroniony
$E = \frac{1}{2}\Omega_{k,0} = const.$
O - modele oscylacyjne
I - modele z punktem przegięcia
B - modele z bouncem (z podskokiem)
globalny atraktor
Trzy komórki O, I, B odpowiadające różnym typom ewolucji

Rys. 1

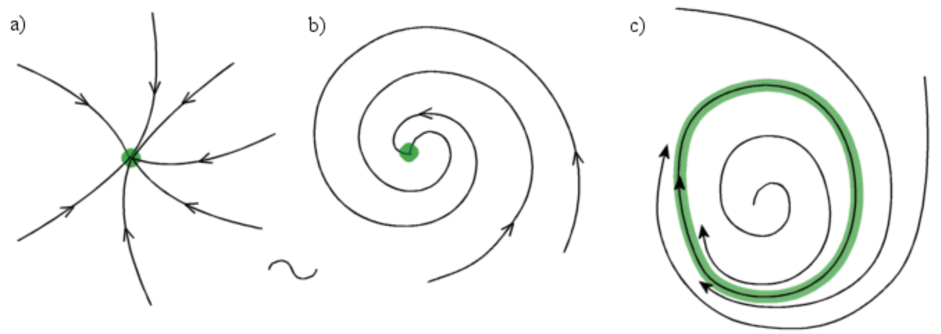
Ostatnie analizy nowej próbki supernowych dają $\Omega_{m,0}$ = 0,263 ± 0,042 dla modelu płaskiego oraz $\Omega_{total} = \Omega_{m,0} + \Omega_{\Lambda,0} = 1{,}11$, co oznacza, że $\Omega_{k,0} = (-)0{,}11$ – model zamknięty jest faworyzowany [ASTIER 2006]. Słabsza, ale niezależna ewidencja zamkniętości Wszechświata, była uzyskana przez satelitę *WMAPa* (*Wilkinson Micowave Anisotropy Probe* $\Omega_{total} = 1{,}02$). Jeśli przyjmiemy, że obserwacje te wskazują na model zamknięty, to modele zamknięte, położone pomiędzy trajektorią modelu płaskiego a separatrysami siodła, są kandydatem dla opisu rzeczywistego Wszechświata. Jeśli skonstruujemy prostokąt z dyspersją Δx = 10% i z dyspersją Δy = 15% wokół wartości $x = 1$, to uzyskamy prostokąt, który informuje nas o nieoznaczoności mierzonego obecnego stanu Wszechświata. Ale zauważmy, że istnieje wtedy nieskończenie wiele trajektorii, które przecinają ten obszar (założyliśmy, że pomiar stanu Wszechświata jest obarczony błędem). Odzwierciedla to tzw. problem degeneracji, który jest obecny w kosmologii obserwacyjnej. Polega on na tym, że mamy nieskończenie wiele modeli zgodnych z danymi obserwacyjnymi. Oczywiście zasada szczególnego dostrojenia jest rozwiązaniem problemu degeneracji. Jest to jednak rozwiązanie trywialne, które tłumaczy obecne, ściśle określone niezależne parametry Wszechświata (określające jego obecny stan) poprzez ściśle dostrojone warunki początkowe. Nie tłumaczy innych pomiarów, które mogą być im bliskie, a które mogą prowadzić do tego samego stanu, np. obarczonego błędem.

Układ dynamiczny jest więc w ogólności modelem procesu deterministycznego, który jest różniczkowalny, tzn. dla którego ma sens pojęcie stanu oraz szybkości zmian jego stanu [ARNOLD 1975]. Na ruch układu możemy patrzeć jak na ruch punktów (strumień fazowy) wzdłuż krzywych fazowych z prędkością $\left[y, -\frac{\partial V}{\partial x}\right]^T$ od pewnego punktu początkowego (x_0, y_0). Jeśli położenie tego punktu ustalimy, wtedy strumień jest odwzorowaniem $t \to x(t) = \Phi_t(x_0, y_0)$ ze stanu początkowego, dla którego $t = 0$, do pozycji $x(t) = (x(t), y(t))$ osiąganej w chwili t.

Dla układu typu Newtonowskiego jedynymi dopuszczalnymi punktami krytycznymi są te, które odpowiadają ekstremom funkcji potencjału $\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)_{x_0} = 0$. Ze względu na to, że są punktami statycznymi, więc będą zlokalizowane na osi *OX*. Z fizycznego punktu widzenia punkty te będą odpowiadać rozwiązaniom stacjonarnym równań dynamicznych. Możemy powiedzieć, że portret fazowy daje nam pełną globalną klasyfikację modeli z określonym potencjałem.

Naprawdę trudno nam sobie wyobrazić Wszechświat dynamiczny, którego dynamika byłaby reprezentowana przez pojedyncze rozwiązanie. Rozwiązania będą zależeć od wyboru warunków początkowych. Na portrecie fazowym możemy zobaczyć naraz wszystkie możliwe rozwiązania dla wszystkich możliwych warunków początkowych. Możemy również dyskutować czułość rozwiązań ze względu na małe zmiany ich warunków początkowych. Obrazowo mówiąc, portrety fazowe pozostają geometryczną wizualizacją kruchości układu ze względu na małe zmiany warunków początkowych. Wyobraźmy sobie, że obecny stan Wszechświata, dla którego zmierzyliśmy parametry gęstości, jest w przestrzeni fazowej reprezentowany poprzez stabilny punkt krytyczny – węzeł (rys. 2).

O ewolucjach, które rządzą się według scenariusza *a*, *b* lub *c*, powiedzielibyśmy, że ich stany finalne charakteryzują się brakiem wrażliwości na małe zmiany warunków początkowych. Zauważmy, że niekoniecznie są to małe zmiany parametrów modelu, które muszą być zadane od samego początku. Oczywiście warunki początkowe mogą, a nawet będą zależeć od parametrów modelu. W przypadku układów typu newtonowskiego na domknięciu w nieskończoności mamy globalny atraktor typu *(a)* – stabilny węzeł (rys. 2). Z fizycznego punktu widzenia jest on modelem de Sittera bez materii, z członem kosmologicznym. Wyobraźmy sobie, że wystartowaliśmy z dowolnego punktu na płaszczyźnie fazowej, wówczas Wszechświat de Sittera będzie dla nich globalnym atraktorem z otwartym zbiorem warunków początkowych, które prowadzą do tego stanu.



Rys. 2. Globalne atraktory w 2-wymiarowej przestrzeni fazowej. Startując z dowolnych warunków początkowych i poruszając się wzdłuż trajektorii, docieramy do punktu krytycznego. Dopuszczalnymi na płaszczyźnie atraktorami są: węzeł (a), równoważne topologicznie węzłowi ognisko (b) oraz cykl graniczny (c).

Co prawda na portrecie fazowym odnajdziemy wyjątkowe trajektorie biegnące do punktu siodłowego, ale są tylko dwie wchodzące separatrysy reprezentujące rozwiązania dążące do rozwiązania statycznego ze stałą kosmologiczną (Wszechświat Einsteina). W sytuacji typowej, podążając z dowolnego punktu płaszczyzny fazowej, osiągniemy stan, w którym tempo ekspansji jest stałe i zdeterminowane przez stałą kosmologiczną: $H = \sqrt{\frac{\Lambda}{3}} = const.$ Innymi słowy, faza inflacji w przyszłości jest generyczną własnością modelu.

Rozważany w pracy przypadek Wszechświata jednorodnego i izotropowego jest bardzo szczególny z uwagi na narzucone symetrie. Można jednak pokazać, że również w przypadku modeli anizotropowych stan de Sittera jest globalnym atraktorem. Przez analogię do znanego twierdzenia sformułowanego dla czarnych dziur kosmologowie metaforycznie mówią, że „Wszechświat nie ma włosów". Tak jak czarne dziury „zapamiętują" ze swojej przeszłości masę, ładunek i moment pędu, tak Wszechświat „pamięta" jedynie stałą kosmologiczną. Zwróćmy uwagę na to, że na rys. 1 atraktor de Sittera jest położony na przecięciu trajektorii modelu płaskiego $(\Omega_{k,0} = 0)$ z okręgiem w nieskończoności. Oznacza to, że w stanie asymptotycznym (dla dużych czasów) efekty krzywizny są zaniedbywalne.

Jeśli spojrzymy na krótką historię kosmologii relatywistycznej, to bez trudu dostrzeżemy ścieranie się w niej dwu trendów. W pierwszym podejściu upatrujemy realizacji obecnego Wszechświata w starannie dostrojonych warunkach początkowych dla jego przyszłej ewolucji. Dzisiejszy Wszechświat, jak wskazują na to współczesne obserwacje astronomiczne, jest bardzo bliski wybranym modelom z portretu fazowego, zlokalizowanym gdzieś w otoczeniu modelu płaskiego (rys. 1), ale w odległej przeszłości Wszechświat nie musiał spełniać założenia Zasady Kosmologicznej. Jeśli założymy, że warunki początkowe zostały kiedyś precyzyjnie zadane, to rozważanie, na ile są one typowe, staje się bezprzedmiotowe. W tym przypadku wszelka dyskusja, dlaczego Wszechświat obserwowany jest taki, jaki jest, opiera się na założeniu: Wszechświat klasyczny był, jaki był. Takie założenie będzie posiadać swoje uzasadnienie, jeśli wcześniejsza epoka kwantowej ewolucji Wszechświata zadała warunki początkowe dla późniejszej ewolucji klasycznej, którą zajmujemy się w tej pracy. Innymi słowy, w podejściu, w którym źródeł obecnych własności Wszechświata upatrujemy w szczególnie dostrojonych warunkach początkowych, komentarza wymaga, w jakich warunkach fizycznych było realizowane to szczególne dostrojenie. Takie wyjaśnienie należałoby do obszaru zainteresowań kosmogenezy kwantowej.

Istnieje również drugie podejście, które można by nazwać programem kosmologii indyferentnej (poprzednią koncepcję nazwiemy kosmologią szczególnego wyboru). W tej koncepcji źródeł szczególnych konfiguracji realizowanych przez obecny Wszechświat upatrujemy w szerokiej klasie możliwych i dopuszczalnych warunków początkowych. Dobrą ilustracją tego podejścia będzie program badawczy kosmologii chaotycznej Charlesa Misnera [MISNER 1969]. Zgodnie z tym programem Wszechświat ewoluował z dowolnych warunków początkowych niejednorodnych i izotropowych i w trakcie jego ewolucji działały różnorodne procesy fizyczne, które spowodowały wygładzenie pierwotnych anizotropii. Rozważane były różnorodne procesy dysypatywne, procesy kwantowe, lecz nie udało się w tym schemacie do końca wyjaśnić, dlaczego obserwowalny Wszechświat jest w tak wysokim stopniu jednorodny i izotropowy. Gdyby światło w takim modelu mogło wielokrotnie obiec Wszechświat, wówczas różne jego części uzgodniłyby niejako warunki początkowe [DEMIAŃSKI 1991]. Bliższa analiza rozchodzenia się światła w modelu *B IX* (tzw. modelu wielkiego mieszania – *Mixmaster*) pokazuje, że zjawisko to nie zachodzi, ponieważ światło zdoła zaledwie kilka razy obiec Wszechświat.

Kolejną próbą rozwiązania (czy uwolnienia się od) problemu warunków początkowych jest idea kosmologii inflacyjnej Alana Gutha [GUTH 1980]. W tej koncepcji postulowana jest bardzo szybka faza eksponencjalnej ewolucji Wszechświata, w trakcie której czynnik skali rośnie szybciej niż $t^{1/2}$ czy $t^{2/3}$, jak w modelach wypełnionych promieniowaniem czy materią pyłową. Po wyjściu z fazy eksponencjalego wzrostu czynnika skali (dla czasów bliskich czasu Plancka $t \approx 10^{-44} s$) ewolucja odbywa się już zgodnie z potęgowym prawem wzrostu czynnika skali. Nie wnikając w to, na ile kosmologia inflacyjna rozwiązuje problemy kosmologiczne (problem horyzontów czy problem płaskości), wskazuje ona na hipotetyczny mechanizm utraty pamięci przez Wszechświat. Zilustrujmy to na przykładzie modeli FLRW. Promieniowanie reliktowe, które dociera do nas z różnych obszarów, wykazuje się w dużym stopniu jednorodnością i izotropią. Obecnie promieniowanie nie oddziałuje już z materią, odkąd Wszechświat stał się dla niego przeźroczysty (po epoce rekombinacji wodoru, kiedy naładowane elektrony i protony tworzyły neutralne atomy wodoru), co w skali temperatury T i redshiftu z odpowiadało: $T \cong 3000K$, $z = 10^3$, $t_{rek.} = 10^{12} - 10^{13}$ s. Obserwator znajduje się w środku sfery o promieniu w przybliżeniu równym $c \cdot t_{rek.}$, gdzie c jest prędkością światła. Stąd obszary na sferze niebieskiej o rozmiarach kątowych

$\Theta = (1+z_r)\left(\frac{t_r}{t_0}\right) \approx 10^{-2}$ niczego nie powinny wiedzieć o sobie. Tymczasem własności tego promieniowania (wzory jego anizotropii) w danym kierunku i kierunku do niego antypodalnym są prawie identyczne. Pytanie, dlaczego tak jest, nazywamy problemem horyzontów. Dokładniejsze formuły na rozmiary horyzontu można otrzymać, analizując rozchodzenie się światła od źródła do obserwatora po geodezyjnych zerowych $ds^2 = 0$. Wtedy otrzymamy, że odległość pomiędzy źródłem a obserwatorem w chwili *t* czasu kosmicznego jest $D(t) = a(t)\int_0^t \frac{dt'}{a(t')}$. Stąd $D = 2t = H^{-1}$ dla materii promienistej i *D(t)* rośnie szybciej niż czynnik skali $a(t) \sim t^{2/3}$. Dlatego w granicach horyzontu ujawnią się dopiero pewne cząstki w przyszłości. Gdy natomiast ewolucja zachodzić będzie bardzo szybko zgodnie z prawem $a(t) \sim \exp[H_0 t]$, to rozmiar obszaru przyczynowo związanego będzie rósł w tym samym tempie $D(t) = D_0 \exp[H_0 t]$. Dlatego różne obszary, jakkolwiek przestaną być w kontakcie przyczynowym, jak tylko znajdą się w odległości H_0^{-1}, pamiętają o swoim związku przyczynowym. Innym problemem współczesnej kosmologii jest tzw. problem płaskości. Dzisiejszy Wszechświat posiada gęstość materii bliską gęstości krytycznej (tj. takiej, którą miałby, gdyby był płaski). Pytanie, dlaczego gęstość Wszechświata jest tak starannie dopasowana do gęstości krytycznej, nazywamy problemem płaskości. Dla jakościowej oceny koniecznego dopasowania parametru gęstości wygodnie jest posłużyć się następującą relacją:

$$H^2\left(1-\Omega_{eff}\right) = -\frac{k}{a^2}, \tag{11}$$

która umożliwi nam wyrażenie wielkości $\Omega_{eff}(z)$ we wczesnej epoce charakteryzującej się redshiftem *z* poprzez jej obecną wartość $\Omega(z=0) = \Omega_0$. Dla prostoty załóżmy, że $\Omega_{eff} = \Omega_m$, tj. zakładamy, że materia wypełniająca Wszechświat jest materią pyłową. Wtedy uzyskamy:

$$\frac{1-\Omega}{\Omega} = \frac{1-\Omega_{m,0}}{\Omega_{m,0}} \cdot \frac{1}{1+z}. \tag{12}$$

Przyjmijmy, że czynnik $\frac{1-\Omega_{m,0}}{\Omega_{m,0}}$ jest rzędu jedności. Oceńmy, jak bliska jedności powinna być wartość parametru gęstości na wczesnych etapach ewolucji Wszechświata. Dla dużych z mamy $\Omega \approx 1-(1+z)^{-1} = 1-\frac{a}{a_0}$. Gdy zatem rozmiary Wszechświata zmniejszą się 1000 razy, dopasowanie Ω do jedności będzie z dokładnością do $\pm 10^{-3}$. Cofając się dalej, aż do epoki Plancka ($t_{pl} = 10^{-43} s$), uzyskujemy niewiarygodne dopasowanie do jedności: $\Omega = 1 \pm 10^{-60}$. Fizyk będzie twierdził, że takie niewiarygodne dopasowania nie zdarzają się, ponieważ przyroda nie lubi zbiegów okoliczności. Będzie twierdził dalej, że pojawiła się kolejna trudność klasycznej kosmologii relatywistycznej, którą trzeba rozwiązać, co oznacza wyjście poza model. Rozwiązania tej trudności można poszukiwać, odwołując się do kwantowej teorii grawitacji. Jest to teoria, od której wymagamy wyjaśnienia tego szczególnego dopasowania. Będzie to test dla kosmologii zbudowanej na tej nowej teorii. Zwolennik podejścia opartego na szczególnych dopasowaniach uzna, że ta sytuacja szczególnego dostrojenia nie jest niczym dziwnym, ponieważ warunki początkowe dla jego przyszłej ewolucji zostały bardzo precyzyjnie zadane. Tam, gdzie jeden widzi trudność, inny dopatruje się teleologizmu w działaniu sił przyrody.

Zwróćmy uwagę na to, że nie musi istnieć żadna sprzeczność między tymi dwoma różnym schematami wyjaśniania, ponieważ zwolennik teorii szczególnego dostrojenia może antycypować przyszłą teorię, która wyjaśnia zakładaną *a priori* koincydencję. Taka sytuacja oznaczałaby to, co niektórzy autorzy nazywają początkiem końca zasady antropicznej [KANE, PERRY, ŻYTKOW 2002]. To, co z kolei charakteryzuje zwolenników filozofii indyferentyzmu, to swoista wstrzemięźliwość – oczekiwanie na teorię wyjaśniającą szczególne dostrojenia. Wyjaśnijmy to na przykładzie ostatnich wyników Martina Bojowalda, który zastosował pętlową teorię grawitacji dla przypadku modelu z metryką Robertsona – Walkera. W trzech kolejnych pracach opublikowanych w renomowanym czasopiśmie fizycznym „Physical Review Letters" autor pokazał [BOJOWALD 2001a, 2001b, 2002], że kwantowa kosmologia w pewnym sensie rozwiązuje problem warunków początkowych. Model jest wolny od osobliwości i ma wyjście na fazę inflacyjną. Jest to klasyczny przykład podejścia opartego na zasadzie indyferentyzmu, które tłumaczy szczególne dostrojenia dla dalszej klasycznej ewolucji Wszechświata.

Niepokojące jest, że teoria odwołująca się do apriorycznych czy antropicznych dostrojeń nigdy nie będzie motywować uczonych do poszukiwań bardziej fundamentalnych teorii. Jest to w pewnym sensie droga na skróty, chociaż wydaje się, że wyjaśnianie antropiczne jako takie może posiadać pewien walor poznawczy. Fakt istnienia życia bowiem mówi nam coś o Wszechświecie, np. że posiada wiek większy niż 4 miliardy lat. Gdybyśmy na portrecie fazowym założyli istnienie życia (zakładamy jego ścisłe powiązanie z warunkami początkowymi na Ziemi), to pewne ścieżki ewolucyjne dla Wszechświata będą wykluczone. Fakt istnienia życia wyróżnia pewien podzbiór w przestrzeni możliwych ścieżek ewolucyjnych [STOEGER, ELLIS, KIRCHNER 2004], a to z kolei oznacza, że zasada antropiczna działa jak obserwabla – ogranicza zbiór możliwych światów, chociaż wiek gromad kulistych daje lepsze ograniczenia.

Zwróćmy uwagę, że filozofia dostrojenia wymaga dobrze określonego pojęcia bliskości dowolnych dwóch konfiguracji oraz określenia przestrzeni stanów układu. Problem ten jest jakby ignorowany przez autorów podejścia antropicznego, chociaż, dopóki nie określimy przestrzeni stanów układu i nie zadamy w niej topologii, nie możemy mówić o pojęciu bliskości, z którym ściśle związana jest koncepcja dostrojenia. W naszym przypadku stany układu w dowolnej chwili czasu są punktami przestrzeni fazowej będącej n-wymiarową przestrzenią euklidesową z naturalną topologią określającą pojęcie bliskości. W ogólnym przypadku przestrzeń stanów układu jest strukturą bardzo złożoną, w której określenie bliskości jest nietrywialne [SZYDŁOWSKI 1982].

W układach hamiltonowskich, których szczególnym przypadkiem jest rozważany model, nie występują atraktory w skończonych obszarach, co oznacza, że zasada indyferentyzmu będzie miała nieco inny sens niż w układach dyssypatywnych, w których występują atraktory. Oznacza to ponadto, że w układach Hamiltona istnieje pewien generyczny zbiór stanów początkowych, które prowadzą do obserwowalnego stanu Wszechświata. W układach dyssypatywnych, w których układ traci energię, zasada indyferentyzmu może być rozumiana jako zasada, aby Wszechświat obserwowalny był atraktorem dla wszystkich trajektorii z jego otoczenia.

Zwróćmy uwagę na to, że dopóki nasz model jest formułowany w pojęciach równania różniczkowego, zasada indyferentyzmu będzie odgrywała kluczową rolę w poszukiwaniu modelu zjawiska, ponieważ mamy świadomość, że warunki początkowe (a tym samym stan układu) nie mogą być określone z nieskończoną dokładnością, chociażby z tego powodu, że obowiązuje zasada nieoznaczoności Heisenberga. Rozwój kosmologii poszedł w tym właśnie kierunku. Ewolucja czasoprzestrzennej struktury jest określona poprzez równania różniczkowe. Równania te będą posiadać nieskończenie wiele rozwiązań. Każde z nich jest modelem Wszechświata przewidywanym przez teorię, ale to obserwacje astronomiczne ostatecznie pozwalają nam wybierać model naszego Wszechświata. Te z kolei są ograniczone przez błędy.

We wczesnej historii kosmologii istniały próby pójścia w odwrotnym kierunku. Milne próbował wyprowadzić fizykę lokalną z pewnych pierwszych zasad. Idea ta jest bardzo interesująca, ale rozwój kosmologii poszedł w zgoła odwrotnym kierunku – ekstrapolacji fizyki lokalnej na cały Wszechświat. Ponieważ prawa fizyki są formułowane w postaci równań różniczkowych, a w wyborze modelu Wszechświata jesteśmy ograniczeni przez pomiar jego parametrów, zasada indyferentyzmu jest kompatibilna z takim podejściem.

Z drugiej strony, jeśli udałoby się zbudować model kosmologiczny wychodząc z pierwszych zasad, to zasada indyferentyzmu traci sens, ponieważ model jest jeden i problem wyboru nie istnieje, ponieważ fizyka lokalna dedukcyjnie wynika z kosmologii. Bardzo trudno sobie wyobrazić realizację takiej koncepcji, skoro sama fizyka posługuje się równaniami różniczkowymi.

Studentom podaje się schemat konstrukcji fundamentalnego równania teorii wszystkiego (*Theory of Everything*, w skrócie TOE) według następującego przepisu. Weźmy równanie Einsteina i podnieśmy je do kwadratu (zwężenie tensorowe). To samo uczyńmy z równaniem Diraca, Maxwella i innymi. Wszystko wysumujmy i przyrównajmy do zera. Oczywiście taka teoria będzie opisywana pojedynczym równaniem o charakterze algebraicznym, dla którego jest realizowana zasada szczególnego dostrojenia.

Pomysł Milne'a oparcia kosmologii na zasadach pomiaru czasu i przestrzeni wydaje się interesujący, chociaż autorzy widzieliby raczej pomiar kwantowy w roli pierwszych zasad dla kosmologii kwantowej, z której następnie wyłonił się Wszechświat klasyczny. Taki punkt widzenia jest podyktowany faktem, że problem powstania Wszechświata jest ściśle związany z procesami kwantowymi, tzn. kosmogenezą kwantową. Problem budowy kosmologii kwantowej z pierwszych zasad (zgodnie z podejściem Milne'a) jest problemem otwartym. Uważa się, że z pierwszych zasad należy najpierw zbudować kwantową teorię grawitacji, następnie opierając się na niej opisać rzeczywisty Wszechświat wraz z jego początkiem rządzonym przez procesy kwantowej grawitacji. Współczesna tzw. pętlowa teoria grawitacji idzie w kierunku zbudowania najpierw teorii kwantowej grawitacji z pierwszych zasad, by następnie znaleźć dla niej fenomenologiczny model w postaci realnego Wszechświata. Innymi słowy, myśląc o kosmologii traktujemy ją jako wtórną w stosunku do kwantowej teorii grawitacji, która jest teorią fundamentalną, natomiast wizja Wszechświata kosmologów to jej fenomenologiczna realizacja.

3. ZAKOŃCZENIE

W pracy badaliśmy relacje między zasadą szczególnego dostrojenia a zasadą indyferentyzmu. Pierwsza z zasad postuluje, że obecne własności Wszechświata (w naszym przypadku parametry kosmologiczne) są konsekwencją szczególnie dostrojonych warunków początkowych. Możemy sobie wyobrazić, że wcześniejsza epoka kwantowa zadała bardzo precyzyjne warunki początkowe dla jego późniejszej ewolucji w taki sposób, że w przestrzeni fazowej Wszechświat powstał z punktu (obszaru przestrzeni fazowej o zerowej mierze). Późniejsza ewolucja klasyczna była już zdeterminowana poprzez dynamikę klasyczną rządzoną równaniami Einsteina. Druga z zasad postuluje, że Wszechświat wyłonił się z pewnych generycznych warunków początkowych. Obecne własności Wszechświata są takie, że małe zaburzenie warunków początkowych będzie z grubsza prowadziło do tego samego Wszechświata. Zwróćmy uwagę na to, że zasada indyferentyzmu od samego początku wyklucza pewną własność Wszechświata, polegającą na nadwrażliwej czułości na małe zmiany warunków początkowych. Własność tę posiadają układy, w których mamy do czynienia z chaosem deterministycznym. Cechę nadwrażliwej czułości na małe zmiany warunków początkowych mają np. modele kosmologiczne *Mixmaster* [SZYDŁOWSKI 1997]. Jest to, naszym zdaniem, duże ograniczenie tej zasady. Zjawisko chaosu deterministycznego pojawia się w realnych układach (albo w ich modelowaniu) z uwagi na obecną w nich wewnętrzną własność niestabilności ze względu na warunki początkowe. Oczywiście, gdy warunki początkowe byłyby zadane z nieskończoną dokładnością, mielibyśmy jednoznacznie zdeterminowaną ewolucję układu. Problem polega na tym, że jest to niemożliwe, chociażby z tego powodu, że zadając warunki początkowe musimy używać liczb wymiernych[5]. W modelowaniu procesów fizycznych tego typu ograniczenia nie dotyczyłyby Pana Boga. Układ, który ilustrował nam obie zasady, był ukła-

[5] Liczb o rozwinięciu dziesiętnym skończonym lub okresowym nieskończonym.

dem 2-wymiarowym, w którym trajektorie są regularne i opisują ewolucję modelu FLRW ze stałą kosmologiczną[6] .

McMullin dopatrywał się napięć między tymi dwoma wyjaśnieniami, podczas gdy autorzy niniejszej pracy uważają, że po prostu zasada indyferentyzmu jest zasadą ogólniejszą, ale w klasie układów, w których nie występuje własność nadwrażliwej czułości na warunki początkowe [MCMULLIN 1992, 1993]. McMullin dyskutował zasadę indyferentyzmu w kontekście modelu *Big Bangu* oraz modelu stanu stacjonarnego. Ponieważ ten ostatni model nie jest modelem relatywistycznym, nie jest z definicji obecny w naszych rozważaniach. Natomiast modele z osobliwością początkową tworzą generyczną klasę modeli, a generyczny zbiór warunków początkowych będzie prowadził do osobliwości. Również, jeśli cofniemy się w czasie wzdłuż trajektorii układu z obszaru wyróżnionego przez obserwacje, natrafimy na modele z *Big Bangiem*. Generalnie, jeśli wykluczymy modele typu *bouncing*, wszystkie modele będą charakteryzować się osobliwością początkową. Możemy więc powiedzieć, że modele z *Big Bangiem* są wyróżnione przez obserwacje. Zasada szczególnego dostrojenia jest tłumaczeniem od szczegółu do ogółu, podczas gdy zasada indyferentyzmu jest tłumaczeniem od ogółu do szczegółu. Zasada indyferentyzmu, w odróżnieniu od zasady szczególnego dostrojenia, wydaje się bardziej twórcza w tym sensie, że szczególne dostrojenia traktuje jako wymagające wyjaśnienia, podczas gdy ta ostatnia trywializuje problem.

Można postawić pytanie, jaki status posiadają zasady wyjaśniania antropicznego czy indyferentnego. W tym celu stosownie będzie odwołać się do deskryptywnej filozofii nauki G. Holtona [HOLTON 1981]. Holton, na podstawie prac A. Einsteina, N. Bohra, S. Weinberga i innych, wnioskował, że fizycy żywią niewielkie zainteresowanie zaleceniami filozoficznymi czynionymi przez filozofów, którzy sami nie są czynnymi naukowcami. Holton słusznie zauważył, że w historycznym rozwoju nauki zawsze były ważne pewne zasady tematyczne – podstawowe przekonania naukowców dotyczące kontekstu odkrycia i uzasadniania [LOSEE 2001]. Pośród tych zasad Holton wymienia zasady wyjaśniające. Naszym zdaniem zasadę indyferentyzmu należałoby zaliczyć do zasad wyjaśniających.

W pracy podkreśliliśmy, że zasada antropiczna, w której szczególne dostrojenie jest związane z faktem istnienia życia, nie tylko zmusza kosmo-

[6] Przestrzeń fazowa jest 2-wymiarowa, a więc brak w niej miejsca na złożone zachowanie chaotyczne.

logów do poszukiwań relacji astrobiologicznych, lecz także może być obserwablą, której możemy użyć do zawężenia parametrów kosmologicznych. Ograniczenia te są dzisiaj słabe, ponieważ mamy tylko dolną granicę dla redshiftu Wszechświata, w którym pojawiło się życie. W przyszłości jednak biokosmologia może dostarczyć precyzyjniejszych danych na temat początku życia we Wszechświecie.

W pracy pokazaliśmy *explicite*, że obserwacje astronomiczne, które można traktować jako determinujące stan Wszechświata, nie są w stanie odróżnić zasady indyferentyzmu od zasady dostrojenia. Stąd nasz wybór jest *de facto* wyborem filozoficznym, ale wyjaśnianie indyferentne jest bardziej atrakcyjne z fizycznego punktu widzenia. Pokazaliśmy ponadto, że działanie zasady indyferentyzmu można najlepiej zrekonstruować, używając pojęć języka układów dynamicznych. Wyjaśnimy daną własność Wszechświata jako własność indyferentną, jeśli udowodnimy, że model Wszechświata o tej własności jest globalnym atraktorem w przestrzeni fazowej, tzn. zbiorem, którego zbiór wejściowy (*inset*)[7] jest zbiorem otwartym. Na przykład: jednym z problemów kosmologii jest fakt porównywalnej wartości parametrów gęstości materii i ciemnej energii[8]. Aby wyjaśnić tę koincydencję, dowodzi się istnienia punktu stacjonarnego w przestrzeni fazowej, który jest globalnym atraktorem dla trajektorii i reprezentuje Wszechświat o pożądanej własności [AMENDOLA, TOCCHINI-VALENTINI 2001].

Innego argumentu przemawiającego za tym, że zasada indyferentyzmu jest ogólniejsza od zasady szczególnego dostrojenia, dostarcza dyskusja problemu powstania życia. Według jednego z poglądów życie „budują prawa fizyki" [FOX, DOSE 1977]. P. Davies interpretuje ten pogląd właśnie w duchu zasady indyferentyzmu [DAVIES 2004][9]. Jest więc bardzo zabawne, że sam fakt życia użytego jako warunek szczególnego dostrojenia tłumaczy się poprzez generyczny zbiór warunków początkowych w *ansamblu* chemicznych sekwencji. Ilustruje to *explicite*, że wyjaśnianie indyferentne jest preferowane w naukach przyrodniczych, podczas gdy wyjaśnianie antropicznopodobne jest bardziej atrakcyjne z filozoficznego punktu widzenia.

---

[7] *Inset* jest to zbiór wszystkich warunków początkowych prowadzących do atraktora. Innymi słowy, jest to taki zbiór, dla którego atraktor jest zbiorem granicznym.

[8] $\Omega_{m,0}$, $\Omega_{\Lambda,0}$ są tego samego rzędu wielkości.

[9] „Życie tworzy atraktor w przestrzeni, którą stanowi *ansamble* chemicznych sekwencji. Jednak przypuszczenie, że taki atraktor jest zbudowany z praw przyrody jest zbyt naciągane, aby w nie wierzyć" [DAVIES 2003].

Ograniczeniem prezentowanego sformułowania może wydawać się założenie, że scenariusz ewolucji Wszechświata musi być zadany przez skończenie wymiarowy układ dynamiczny, podczas gdy podstawowe równania fizyki pozostają równaniami cząstkowymi. Wówczas, obok warunków początkowych, musimy zadawać warunki brzegowe dla Wszechświata. Interesujące jest, że pewne równania cząstkowe, opisujące np. zjawisko kolapsu grawitacyjnego, dopuszczają rozwiązania samopodobne – reprodukujące się w różnych skalach – są generyczne [SZYDŁOWSKI, GODŁOWSKI, WOJTAK 2005]. Trudno sobie wyobrazić, co ma oznaczać np. „generyczny zbiór warunków brzegowych”, zwłaszcza w kontekście warunków brzegowych dla Wszechświata, który nie jest zanurzony w jakiejś zewnętrznej metaprzestrzeni. Jak to podkreślaliśmy wcześniej, warunki brzegowe w kosmologii posiadają status praw fizyki. Trudność ta przenosi się na obie koncepcje: szczególnego dostrojenia oraz indyferentnych (generycznych) warunków początkowych. Jeśli bowiem brak jest pojęcia przestrzeni warunków początkowych i brzegowych, trudno zrozumieć, czym jest szczególne dostrojenie, ponieważ ta koncepcja *implicite* zakłada istnienie pojęcia bliskości, a więc topologii. Jeden z autorów niniejszego tekstu w swej pracy doktorskiej [SZYDŁOWSKI 1982] zdefiniował przestrzeń jednorodnych danych początkowych – tzw. *ansamble Wszechświatów*. W tej przestrzeni można zdefiniować pojęcie metryki, która z kolei definiuje pojęcie kul otwartych, a więc topologii i bliskości. Podkreślamy to z naciskiem, że obie koncepcje muszą bazować na dobrze zdefiniowanym pojęciu *ansamble*'a warunków początkowych. Problem warunków początkowych dla Wszechświata jest kluczowym problemem kosmologii kwantowej.

Myśląc o szczególnych dostrojeniach czy też generycznych wyborach, *implicite* zakłada się istnienie pewnej przestrzeni możliwych realizacji fizycznych, w której to przestrzeni są dobrze określone miary generyczności. Przestrzeń ta może być skonstruowana na różne sposoby, w zależności od tego, jakie wyeksponujemy elementy i miary typowości. I tak, może to być:

– przestrzeń dopuszczalnych warunków początkowych dla zadanych praw wyrażonych za pomocą równań różniczkowych,
– przestrzeń, w której warunki początkowe zostały zadane, ale zmieniamy parametry układu,
– przestrzeń globalnych modeli Wszechświata, w którym parametry są już ustalone i nie interesują nas układy wrażliwe ze względu na warunki początkowe lecz układy jako takie.

Myśląc o zasadzie szczególnego dostrojenia czy zasadzie indyferentyzmu, należy mieć na uwadze, że są to w istocie zasady filozoficzne. Pierwsza upatruje źródeł szczególnych własności obserwowanego Wszechświata w starannie dostrojonych „danych początkowych" (należy rozumieć je szerzej niż warunki początkowe, ponieważ są to również prawa fizyki). Druga koncepcja zakłada, że sytuacje szczególnego dostrojenia nie wydarzają się i źródeł obecnej konfiguracji upatruje w generycznych danych początkowych. Z punktu widzenia fizyki to zasada indyferentyzmu, a nie zasada szczególnego dostrojenia, jest czymś naturalnym w kontekście wyjaśniania procesów fizycznych we Wszechświecie. Jednak sygnalizowany przez McMullina konflikt między tymi zasadami nie wydaje się już taki oczywisty, gdy myślimy o Wszechświecie jako całości i o jego początku. Zwróćmy uwagę na to, że między zasadą szczególnego dostrojenia odnoszącą się do Wszechświata a zasadą indyferentyzmu odniesioną do wyjaśniania w oparciu o modele nie istnieje żadna sprzeczność. Dopóki posługujemy się modelami w poznawaniu Wszechświata, zasada indyferentyzmu jest naturalna. Gdybyśmy jednak potrafili „odgadnąć Wszechświat", to byłby on z definicji szczególnie dostrojony. Historia fizyki i kosmologii opiera się raczej na stosowaniu idei modeli kosmologicznych niż na odgadywaniu Wszechświata [ELLIS 1999]. Wydaje się, że to jest główny powód atrakcyjności zasady dostrojenia w metafizyce, a nie w kosmologii. Kosmologowie są niejako zdani na posługiwanie się modelami, posiłkowanie się w wyjaśnianiu zasadą indyferentyzmu pozostaje więc zgodne z ich praktykami i zasadami wyjaśniania. Praktyka odgadywania nie tylko hamiltonianów, ale równań fundamentalnych jest często stosowana, ale nikt nie próbuje odgadywać fundamentalnego równania dla Wszechświata.

W swoim tekście McMullin odnosi się do teorii *Big Bangu*, jak i Teorii Stanu Stacjonarnego. Z naszych rozważań wynika, że osobliwe modele kosmologiczne są typowe w *ansamblu* modeli FLRW, ponieważ sama osobliwość jest na portrecie fazowym reprezentowana przez „globalny odpychacz" – niestabilny węzeł. Teoria Stanu Stacjonarnego nie potrzebowała równań pola i dla jej sformułowania wystarczała idealna zasada kosmologiczna (symetria jednorodności czasu), ale uzyskane rozwiązanie de Sittera $a(t) \sim e^{H_0 t}$, (H_0 – stała) jest rozwiązaniem modeli FLRW z członem kosmologicznym. Ono również jest reprezentowane przez typowy punkt krytyczny, który jest osiągalny przez generyczny zbiór trajektorii. Reasumując, tak rozwiązanie stacjonarne, jak i rozwiązanie z wielkim wybuchem (*Big Bangiem*) mogą spełniać zasadę indyferentyzmu.

Problemem godnym dalszych badań, który narzuca się sam, jest próba opisu obu zasad w terminach entropii informacyjnej. Będzie to przedmiotem jednej z kolejnych prac autorów.

REFERENCJE

AMENDOLA L., TOCCHINI-VALENTINI D. (2001): *Stationary dark energy: the present universe as a global attractor*, „Physical Review D" nr 64, s. 043509.

ARNOLD W. I. (1975): *Równania różniczkowe zwyczajne*, PWN, Warszawa.

ASTIER P., et al. (2006): *The Supernova Legacy Survey: Measurement of Omega_M, Omega_Lambda and w from the First Year Data Set*, „Astron. Astrophys." Nr 447, s. 31-48.

BOJOWALD M. (2001a): *Absence of a Singularity in Loop Quantum Cosmology*, "Phys. Rev. Lett." Nr 86, s. 5227-5230.

BOJOWALD M. (2001b): *Dynamical Initial Conditions in Quantum Cosmology*, „Phys. Rev. Lett." nr 87, s. 121301.

BOJOWALD M. (2002): *Inflation from Quantum Geometry*, „Phys. Rev. Lett." Nr 89, s. 261301.

DAVIES P. C. W. (2004), *Does quantum mechanics play a non-trivial role in life?*, „Biosystems" Nr 78, s. 69-79.

DAVIES P. C. W. (2003): *The origin of life*, Pengin, London.

DĄBEK D. (2004): *Edwarda Milne'a ujęcie zasady kosmologicznej*, „Roczniki Filozoficzne" 42, nr 1, s.163-181.

DEMIAŃSKI M. (1991): *Astrofizyka Relatywistyczna*, PWN, Warszawa.

DODELSON S. (2003): *Modern Cosmology*, Academic Press, San Diego.

EHLERS J., RINDLER W (1989): MNRAS, 238, 503.

ELLIS G. F. R. (1999): *83 years of general relativity and cosmology: progress and problems*, „Class. Quantum Grav." 16, s. A37-A75.

FOX S. W, DOSE K. (1977): *Molecular Evolution and the Origin of Life, Marcel Dekker*, New York.

GUTH A. H. (1981): *Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems*, „Physical Review D" Nr 23, s. 347-356.

HOLTON G. (1981): *Thematic Presuppositions and the Direction of Scientific Advance*, [w:] A. F. HEATH (red.), *Scientific Explanation*, Clarendon Press, Oxford.

KANE G. L., PERRY M. J., ŻYTKOW A. N. (2002): *The Beginning of the End of The Anthropic Principle*, „New Astronomy" Nr 7 (1), s. 45-53.

LOSEE J. (2001): *Wprowadzenie do filozofii nauki*, Prószyński i S-ka, Warszawa.

MCMULLIN E. (1992): *The Inference that makes Science, Milwaukee*, Marquette University Press.

MCMULLIN E. (1993): *Indifference Principle and Anthropic Principle in Cosmology*, „Studies in History and Philosophy of Science" Nr 24359, s. 389.

MISNER C. W. (1969): *Mixmaster Universe*, „Physical. Review Letters" Nr 22, s. 1071-1074.

RIESS A. G. et al. (1998): *Observational evidence from supernovae for an accelerating Universe and a cosmological con-stant*, „Astrophysical Journal" Nr 116, s. 1009-1038.

STOEGER W. R., ELLIS G. F. R., KIRCHNER U. (2004): *Multiverses and Cosmology: Philosophical Issues*, arXiv: astr-ph/0407329.

A PHILOSOPHICAL CHOICE BETWEEN INDIFFERENCE PRINCIPLE AND FINE-TUNING PRINCIPLE

S u m m a r y

We formulate a cosmogonic indifference principle in cosmology in terms of a dynamical system theory. While the choice between generic and fine tuned initial condition for our Universe has a rather philosophical character, there is a very generic set of initial conditions which give rise to the concordance inflectional *ΛCDM* model which becomes in good agreement with astronomical observations.

Summarised by Authors

Słowa kluczowe: zasada szczególnego dostrojenia, zasada indyferentyzmu, zasady wyjaśniające Holtona, Wszechświat jako globalny atraktor w przestrzeni fazowej.

Key words: fine-tuning principle, indifference principle, Holton explanation principles, the Universe as a global attractor in phase space.

Information about Authors:

Dr. MAREK SZYDŁOWSKI – Chair of Theoretical Physics, Faculty of Philosophy, The John Paul II Catholic University of Lublin, and Department of Theory of Complex Systems, Institute of Physics of the Jagellonian University, Krakow; address for correspondence: Al. Racławickie 14, PL 20-950 Lublin; e-mail: uoszydlo@cyf-kr.edu.pl

Rev. JACEK GOLBIAK, MA – Chair of Theoretical Physics, Faculty of Philosophy, The John Paul II Catholic University of Lublin; address for correspondence: Al. Racławickie 14, PL 20-950 Lublin; e-mail: jgolbiak@kul.lublin.pl