Bartłomiej Brus, Marek Szydłowski

Zasada szczególnego dostrojenia w kontekście układów z chaosem deterministycznym

Zagadnienia Filozoficzne w Nauce nr 43 [Numer specjalny: Nagroda Templetona 2008], 103-140

2008

Zagadnienia Filozoficzne
w Nauce
XLIII (2008), 103–140

Bartłomiej Brus
Katedra Fizyki Teoretycznej, Katolicki Uniwersytet Lubelski
Marek Szydłowski
Katedra Fizyki Teoretycznej, Katolicki Uniwersytet Lubelski
Centrum Układów Złożonych, Uniwersytet Jagielloński

ZASADA SZCZEGÓLNEGO DOSTROJENIA W KONTEKŚCIE UKŁADÓW Z CHAOSEM DETERMINISTYCZNYM

W pracy badamy możliwość wykorzystania wykładników Lapunowa — standartowej miary złożonego, chaotycznego zachowania do określenia parametru szczególnego dostrojenia. Taka propozycja została sformułowana przez Hetesiego i Vegha, po pewnych korektach może nam posłużyć do określenia parametru szczególnego dostrojenia ewolucji Wszechświata. W pracy przyrównujemy to dostrojenie do dostrojenia warunków początkowych dla ołówka, ustawionego w pozycji pionowej na zatemperowanym ostrzu i innych dostrojeń układów z chaosem deterministycznym. Podkreślamy znaczenie kwantyfikacji parametru szczególnego dostrojenia dla uściślenia toczącej się dyskusji pomiędzy zasadą indyferentyzmu a zasadą szczególnego dostrojenia. W pracy składamy również propozycje sformułowania obu tych zasad, w odniesieniu do deterministycznych modeli zjawisk fizycznych, w terminach układów dynamicznych. Ścieżkę ewolucyjną Wszechświata uważamy za szczególnie dostrojoną, jeśli do obecnej konfiguracji zmierza ona po separatrysie siodła. Z drugiej strony ewolucyjny scenariusz uważamy za indyferentny, jeśli prowadzi on do

pożądanej konfiguracji będącej globalnym atraktorem dla generycznej klasy trajektorii z jego otoczenia.

WSTĘP

Mechanika klasyczna jest tą częścią fizyki, która w XVIII w. przyczyniła się do sformułowania mechanicystycznej koncepcji przyrody. Jak pokazał wybitny współczesny matematyk Arnold, nie jest to dyscyplina zamknięta[1], dlatego jej ostatnie odkrycia (chaos deterministyczny) mogą zaowocować nowym spojrzeniem na koncepcję mechanicystyczną[2].

Aby przedstawić współczesną interpretację tej koncepcji, przypomnijmy, że jeszcze do połowy XX w. w fizyce klasycznej nieregularne i przypadkowe zachowanie uważane było za przejaw nakładania się nieskończenie wielu regularnych ruchów[3]. Co więcej, społeczność naukowa była przekonana, że wraz z rozwojem techniki ewolucję takich zjawisk będzie można coraz dokładniej prognozować. Powszechna była opinia, że nieregularne, czy też przypadkowe zachowanie może występować tylko w bardzo złożonych (ze swej natury) układach, bądź być wynikiem zewnętrznych szumów. Dlatego odkrycie, przeczące powyższym poglądom, pokazujące, że nieprzewidywalne zachowanie jest wewnętrzną cechą wszystkich (zarówno prostych, jak i złożonych) układów, urosło do rangi „rewolucji naukowej”[4].

---

[1]Arnold 1981.

[2]W środowisku polskim, w kontekście epistemologicznym zagadnienie relacji pomiędzy chaosem a mechanicyzmem było dyskutowane między innymi przez M. Tempczyka (Tempczyk 1995, 1998, 2002), także A. Lemańską (Lemańska A., *Determinizm przyrodniczy a chaos deterministyczny*, „Studia Philosophiae Christianae”, Wyd. UKSW, 1, 1996) i M. Hellera, T. Pabjana (Heller M., Pabian T., *Elementy Filozofii Przyrody*, Wyd. Biblos, Tarnów 2008).

[3]Np. turbulentny przepływ cieczy wyjaśniano poprzez nakładanie się nieskończonej ilości regularnych ruchów (Szydłowski 1996, s. 70).

[4]Chociaż powszechnie przyjęto nazywać odkrycie chaosu deterministycznego mianem rewolucji naukowej (Gleick 1996), to jednak odkrycie chaosu nie posiada wszystkich cech, które według Kuhna powinna posiadać rewolucja naukowa (Hajduk 2002).

Do zrozumienia nowej koncepcji mechaniki klasycznej w dużym stopniu przyczyniło się udowodnione przez A. Kołmogorowa, V. Arnolda i K. Mosera w latach sześćdziesiątych XX w. twierdzenie KAM[5]. Jego autorzy pokazali, że układy mechaniki klasycznej są wrażliwe na małe zmiany warunków początkowych, a co za tym idzie czas, dla którego nasze prognozy (ich przyszłego zachowania) są słuszne, zależy od dokładności, z jaką znamy warunki początkowe. Stąd rodzi się pytanie natury filozoficznej, czy jesteśmy w stanie przewidzieć ruch układów we Wszechświecie, bądź całego Wszechświata, dla dowolnie długiego czasu?

Celem pracy jest pokazanie wzajemnych relacji pomiędzy zjawiskiem chaosu deterministycznego a przyczynowością i nieprzewidywalnością ruchu układu, na przykładzie chaotycznych układów dynamicznych (w tym także modeli kosmologicznych). W pierwszym rozdziale zdefiniujemy różne miary chaosu w układach fizycznych (wykładniki Lapunowa, entropię Kołmogorowa). W ich kontekście przedyskutujemy pojęcia determinizmu i przyczynowości oraz dokonamy klasyfikacji dynamiki układów fizycznych.

W rozdziale drugim dokonamy krytycznej analizy definicji, zaproponowanej przez Hetesiego i Vegha[6], parametru szczególnego dostrojenia w oparciu o wykładniki Lapunowa. Następnie na przykładzie kosmologii Misnera przedyskutujemy zjawisko chaosu występujące w modelach kosmologicznych w pobliżu osobliwości początkowej. Należy podkreślić, że w kontekście filozoficznym program chaotycznej kosmologii jest propozycją realizacji rozszerzonej zasady indyferentyzmu[7]. Za twórcę zasady indyferentyzmu (braku szczególnych dopasowań) uważa się McMullina, który twierdzi, że obserwowane własności Wszechświata można wyjaśnić wychodząc z generycznego (typowego) zbioru warunków początkowych[8].

[5]Mainzer 2007, s. 10.

[6]Hetesi, Vegh 2007.

[7]McMullin 1992.

[8]Według tej koncepcji Wszechświat startując z początkowo anizotropowych i niejednorodnych warunków, w wyniku działania procesów dysypatywnych i kwantowych stał się jednorodny i izotropowy.

Przedstawimy następnie schemat szczególnego dostrojenia, oparty na pojęciach z teorii układów dynamicznych. Pokażemy między innymi, że w przestrzeni fazowej ruch punktu po separatrysie siodła w naturalny sposób obrazuje sytuację szczególnego dostrojenia. Wówczas szczególnie dostrojone ścieżki ewolucyjne układów można by interpretować jako ruch po separatrysach siodła, które w tych i wyższych wymiarach mogą być różnorakie. Takie przedstawienie zasady szczególnego dostrojenia pomoże nam porównać ją z zasadą indyferentyzmu.

1. UKŁADY CHAOTYCZNE

W tym rozdziale scharakteryzujemy chaos deterministyczny występujący na gruncie mechaniki klasycznej[9]. Przedstawimy różne metody badania wrażliwości układu ze względu na małe zmiany warunków początkowych: wykładniki Lapunowa, entropię Kołmogorowa. Następnie opiszemy klasyfikację złożonego zachowania występującego w układach deterministycznych i powiązany z nią stopień ich przewidywalności oraz porównamy pojęcie determinizmu z nieprzewidywalnością układów deterministycznych. Dalej przedyskutujemy pojęcie przyczynowości w układach chaotycznych, a także zastanowimy się nad wpływem odkrycia chaosu deterministycznego na sposób widzenia granic naszego poznania[10].

[9]W ścisłym sensie pojęcie determinizmu odnosi się do teorii naukowej, jednak (zgodnie z przyjętą konwencją np. Baker, Gollub 1998, s. 11) w dalszej części pracy będziemy również mówić o układach i równaniach różniczkowych tj. modeli procesów deterministycznych, mając na myśli takie, w których przy ściśle zadanych warunkach początkowych, możliwe jest w jednoznaczny sposób określenie stanu układu w dowolnej chwili.

[10]W artykule podejmujemy ten problem głównie na gruncie kosmologii.

1.1. DETERMINIZM MECHANIKI KLASYCZNEJ

Mechanika klasyczna do połowy XX w. uważana była za paradygmat teorii deterministycznej[11], tj. takiej, dzięki której możemy określić stan układu w dowolnej chwili (w przeszłości i przyszłości), pod warunkiem, że znamy jego stan w jakiejś innej chwili czasu[12]. Na gruncie epistemologii jest to opis idealnego procesu poznania, w którym wystarczy wprowadzić do równań warunki początkowe, a zarówno przeszłość, jak i przyszłość układu nie będą stanowić żadnej tajemnicy. W XIX w. Laplace[13] wyraził to dobitnie, pisząc, iż jeśli jakaś *inteligenta istota* znałaby siły występujące w przyrodzie oraz dokładny stan Wszechświata w pewnej chwili, to byłaby w stanie przewidzieć dokładną przeszłość i przyszłość Wszechświata[14].

Determinizm w powyższej postaci zakorzeniony jest w mechanicystycznym programie badawczym, zapoczątkowanym przez Kartezjusza[15]. W fizyce zaproponowane przez niego redukcjonistyczne ujęcie świata dominowało aż do XX w. Współczesna wersja klasycznego

[11]Choć ciągle jest to powszechnie przyjmowane stwierdzenie, to jednak należy podkreślić, że mamy tu do czynienia z nadużyciem terminologicznym. Dobrą tego ilustracją jest termodynamika klasyczna, którą można wyprowadzić z zasad mechaniki klasycznej, a mimo to nie jest teorią deterministyczną, ponieważ nie można opisać np. rozchodzenia się ciepła za pomocą zdeterminowanego procesu (Arnold 1975, s. 11, Kosyakov 2007).

[12]Co znaczy, że teoria ma charakter deterministyczny? M. Heller wyraził to w następujący sposób: „Mówimy, że teoria fizyczna jest deterministyczna, jeżeli na podstawie pomiarów wykonanych w pewnej chwili t_0 pozwala z pewnością przewidzieć wyniki pomiarów tych samych wielkości fizycznych w dowolnej innej chwili t" (Heller, Lubański, Ślaga 1997, s. 186).

[13]Laplace (Pierre Simon, Marquis de, 1749–1827) wraz z Lagrangem, Eulerem, Gaussem i innymi rozwinęli matematyczną analizę ruchu planet z precyzją przewyższającą opis Newtona. Ich prace umożliwiły astronomiczne prognozy i przyczyniły się do przekonania, że wszystko w świecie jest zdeterminowane (Domaciuk D., *Zasady wariacyjne a ich teleologiczna interpretacja*, „Zagadnienia Filozoficzne w Nauce" 42/2008).

[14]Zob. Przedmowa do Zarysu filozoficznego o prawdopodobieństwie Laplace'a, 1814. Speyer E., *Spadkobiercy Newtona*, tł. Dziembowski J., Amber, Warszawa 1997, s. 33.

[15]Heller, Lubański, Ślaga 1997, s. 188.

determinizmu występuje pod nazwą chaosu deterministycznego i diametralnie różni się od Laplace'owskiej wersji[16]. Według niej ewolucja deterministycznych, nieliniowych układów[17] może być nieprzewidywalna. Oznacza to, że ze znajomości stanu układu (w granicach błędów pomiarowych) w chwili obecnej nie możemy podać jego stanu w innej dowolnej chwil czasu[18].

Z powyższego wiemy, że pomimo, iż ruch klasycznych, nieliniowych układów rządzony jest deterministycznymi prawami, to w praktyce (niepewności przy pomiarze warunków początkowych) nie jest możliwe jednoznaczne przewidywanie ewolucji układu, tak jak tego oczekiwali dziewiętnastowieczni mechanicyści[19].

Jak widać, sformułowany przez Laplace'a opis determinizmu różni się od współczesnego tylko tym, że obecnie podkreślamy, iż początkowy stan układu możemy podać tylko z pewną skończoną dokładnością[20]. Natomiast wnioski z obu określeń są diametralnie różne. Jedno mówi o przewidywalności, podczas gdy drugie o jej braku[21].

---

[16]Koleżyński A., *Determinizm Laplace'a w świetle teorii fizycznych mechaniki klasycznej*, „Zagadnienia Filozoficzne w Nauce" 40, 59–75, 2007.

[17]Większość modeli matematycznych układów fizycznych zawiera człony nieliniowe, które są warunkiem koniecznym (ale nie wystarczającym), aby ich ewolucja była nieprzewidywalna.

[18]Nie chodzi tutaj o wielowymiarowe układy, w których występują statystyczne niepewności związane z dużą liczbą zmiennych potrzebną do opisu ich ewolucji. Wręcz przeciwnie, mamy tu na myśli niskowymiarowe układy, których dokładnej ewolucji nie da się przewidzieć. Długoterminowe prognozy, w prostych, jak i złożonych układach, uniemożliwiają nieliniowe człony w nich występujące, które powodują bardzo szybki (ekspotencjalny) wzrost początkowych niedokładności. Ciekawe jest, że obecność molekularnego chaosu występującego w układach statystycznych, znajduje wyjaśnienie w teorii chaosu deterministycznego, co dokładniej omówimy w dalszej części pracy.

[19]Feynman, Leighton, Sands 2001 s. 202.

[20]Pan Bóg zna warunki początkowe z nieskończoną dokładnością. Zauważmy, że jeśli to przyjmiemy, to nie ma żadnej sprzeczności z Mocną Zasadą Antropiczną, według której Bóg zadał takie warunki początkowe dla Wszechświata, aby mógł powstać w nim człowiek. Jednak my warunki początkowe znamy z pomiaru, który jest zawsze obarczony błędem, nawet jeśli pominiemy zasadę nieoznaczoności Heinsenberga.

[21]Układy chaotyczne, jak dalej pokażemy, są w mniejszym lub w większym stopniu nieprzewidywalne, jednak w świetle Laplace'owskiego zdeterminowania są one

W fizyce doświadczenie jest ostatecznym kryterium poprawności teorii naukowej[22]. W tym przypadku doświadczenia jednoznacznie wskazują na drugi sposób opisu fizycznego świata, ponieważ każdy pomiar obarczony jest błędem (pomijając kwantowomechaniczną nieoznaczoność stanu układu). Autorem pierwszych w tej dziedzinie eksperymentów numerycznych był Edward Lorenz[23], który w 1961 r. podczas modelowania pogody odkrył tzw. *efekt motyla*[24], przejawiający się tym, że proste deterministyczne układy mogą wykazywać szczególną wrażliwość na małe zmiany warunków początkowych.

---

traktowane jako całkowicie nieprzewidywalne, stąd powyższa opozycja. *Inteligentna istota* Laplace'a powinna posiadać dokładne dane o stanie Wszechświata w pewnej chwili t i na ich podstawie, mogłaby równie precyzyjnie przewidzieć każdy inny stan Wszechświata. Natomiast współcześnie podkreśla się, że dane początkowe mogą być znane tylko ze skończoną dokładnością, a wszelkie prognozy wykonywane przy ich pomocy w mniejszym lub większym stopniu obarczone są tą początkową niedokładnością, która często w praktyce uniemożliwia dokonywania długoterminowych prognoz.

[22]Hajduk 2002, s. 74–77, 178–179, Michniowski 2004, s. 62.

[23]Pierwszym, który zdał sobie sprawę, że układy deterministyczne (tzw. ograniczone zagadnienie 3 ciał) mogą być nieprzewidywalne, był H. Poincare. Już w 1892 pisał, że układy deterministyczne mogą wykazywać chaotyczne zachowanie z powodu wykładniczego wzrostu początkowych błędów. Następnie problem ten poruszył Feynman w wydanym w 1963 roku podręczniku (Feynman, Leighton, Sands 2001, s. 202). Ciekawe jest, iż powszechnie uważa się, że po Poincare'm dopiero Lorenz świadomy był faktu, że mechanika klasyczna z punktu widzenia praktycznego może być indeterministyczna. Jednak, jak czytamy w podręczniku Feynmana, on również w pełni zadawał sobie z tego sprawę, jeszcze zanim praca Lorenza została opublikowana. Nieco później (w 1964 r.) Henon i Heiles również wykryli chaos deterministyczny podczas badania ruchu cząstki w niecentralnym potencjale (Schuster 1995, s. 25). Przyjmuje się, że społeczność naukowa dopiero w latach osiemdziesiątych XX wieku poważnie potraktowała możliwość istnienia chaosu deterministycznego. Wiązało się to ściśle z opublikowaną w 1963 r. pracą Lorenza (Lorenz E. N., *Deterministic Nonperiodic Flow*, „J. Atmos. Sci." 20, 130 (1963)).

[24]W przypadku pogody mówi się, że ruch powietrza spowodowany przez lecącego motyla nad Pacyfikiem może spowodować huragan w Europie. Powyższa metafora dobrze obrazuje własność nadwrażliwej czułości układu na małe zmiany warunków początkowych (Brus B., *Czy motyl może wywołać huragan?*, „Poznawanie Wszechświata" 6, 10–16, 2005, s. 11).

Praca Lorenza zapoczątkowała intensywne badania dynamiki układów fizycznych. Wkrótce zaowocowały one w postaci niezwykle różnorodnych egzemplifikacji chaosu, począwszy od bicia ludzkiego serca, a na rozkładzie wielkoskalowych struktur we Wszechświecie[25] kończąc. Pomimo tak różnorodnej klasy zjawisk, do ich opisu na gruncie mechaniki klasycznej wypracowano kilka uniwersalnych metod.

1.2. MIARA ZŁOŻONEGO ZACHOWANIA

Deterministyczne układy nieliniowe są wrażliwe na małe zmiany warunków początkowych, co razem z niedokładnością w warunkach początkowych prowadzi do chaotycznego ruchu. Ruch ten może być w zależności od układu bardziej lub mniej nieregularny. Stopień tej nieregularności będzie zależał od szybkości oddalania się od siebie pobliskich trajektorii w przestrzeni fazowej bądź (zamiennie) od wzrostu utraty informacji o stanie układu (wraz ze wzrostem czasu trzeba podać więcej informacji). Oba z powyższych opisów zachowania układów dynamicznych są ściśle ze sobą związane[26] (i charakterystyczne dla danego układu). Pierwszy z nich można wyrazić za pomocą wykładników Lapunowa, natomiast drugi poprzez entropię informacyjną Kołmogorowa[27].

Aby scharakteryzować pierwszy z ww. sposobów pomiaru nieregularności układu, odwołamy się do przestrzeni fazowej (rys. 1). Oznaczmy początkową odległość pomiędzy dwoma stanami w chwili t_0 na pobliskich trajektoriach przez $d(t_0)$, (zakładamy, że $d(t_0) \to 0$). Po czasie t zmieni się ona o pewien czynnik, a jej nową wartość możemy zapisać jako:

$$d(t) = \lim_{d(t_0)\to 0} d(t_0)e^{\lambda t}, \tag{1}$$

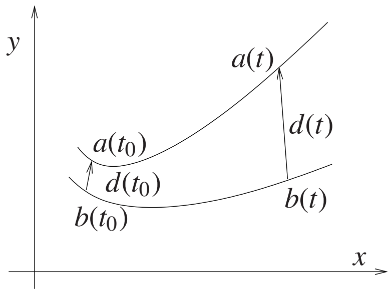
[25] Baryszew J., Teerikorpi P., Wszechświat. *Poznawanie kosmicznego ładu*, WAM, 2005.

[26] Schuster 1995, s. 124.

[27] Baker, Gollub 1998, s. 132, Schuster 1995, s. 119–120.

przy czym λ (wykładnik Lapunowa) będzie wielkością charakterystyczną dla danego układu[28], określającą jego wrażliwość na zaburzenie warunków początkowych:

$$\lambda = \lim_{t\to\infty} \lim_{d(t_0)\to 0} \frac{1}{t} \ln \frac{d(t)}{d(t_0)}. \tag{2}$$



Rys. 1. Przestrzeń fazowa układu chaotycznego, posiadającego własność WNC, x i y reprezentują dowolne zmienne stanu układu. Na rysunku przedstawiono dwie bliskie trajektorie tego samego układu dla dwóch różnych wartości początkowych $a(t_0)$ i $b(t_0)$. Wektor separacji $d(t)$ łączy punkty na obydwu trajektoriach dla tej samej wartości parametru czasu t.

Jeśli λ we wzorze (1) będzie równe zeru, to mamy do czynienia z ruchem regularnym, ponieważ odległość pomiędzy dwoma trajektoriami po czasie t zmieniła się liniowo: $d(t) \sim d(t_0)$. Jeśli jednak λ jest większe od zera, to początkowa odległość będzie wzrastać wykładniczo w trakcie ewolucji układu, a ruch staje się chaotyczny. Dzieje się tak dlatego, że początkowa nieoznaczoność stanu układu jest amplifikowana w czasie i układ niejako zapomina o swoich warunkach początkowych (jego ruch staje się nieprzewidywalny).

Przykładowo, gdy w chaotycznym układzie (dla którego dodatni główny wykładnik Lapunowa ma wartość λ_+) wyznaczymy stan początkowy z dokładnością $d(t_0)$, to po czasie T_{Lap} dokładność, z jaką

[28]Powyższą miarę szybkości rozbiegania się pobliskich trajektorii wprowadził rosyjski matematyk Aleksander Michałowicz Lapunow, do badania stabilnych orbit okresowych. Dzisiaj stosuje się ją do opisu chaosu deterministycznego i nazywana jest wykładnikiem Lapunowa λ (Szydłowski, Krawiec 1998, s, 172).

znamy stan układu $d(t)$ będzie równa wielkości całego atraktora L:

$$d(t) \approx d(t_0)e^{\lambda_+ T_{Lab}} \approx L. \tag{3}$$

Z powyższego związku możemy policzyć charakterystyczny czas Lapunowa[29]

$$T_{Lap} \approx \frac{1}{\lambda_+} \ln \frac{d(t)}{d(t_0)}. \tag{4}$$

Ze wzoru (4) wynika, że charakterystyczny czas Lapunowa — T_{Lap} (zapominania o warunkach początkowych) jest proporcjonalny do odwrotności wykładnika Lapunowa[30]: $T_{Lap} \sim \lambda^{-1}$. Po czasie T_{Lap} „układ zapomni" o warunkach początkowych (z których wystartował). Pobliskie stany zostaną rozproszone po całej przestrzeni fazowej, a jego ruch stanie się probabilistyczny (można go już tylko opisywać za pomocą funkcji gęstości prawdopodobieństwa)[31]. Po charakterystycznym czasie T_{Lap} również związki przyczynowe pomiędzy początkowymi stanami układu a ich obecną wartością w chwili t „zostaną zapomniane". Dlatego o stanie układu w przyszłości nie możemy nic więcej powiedzieć dokładniej, niż to, że należy on do pewnego obszaru przestrzeni fazowej — atraktora.

Dla ilustracji czasu Lapunowa (T_{Lap}) do otrzymanego wzoru (4) wstawmy konkretne wartości: niech początkowa niedokładność w zapisie współrzędnych przestrzeni fazowej wynosi: $d(t_0) = 10^{-9}$ rozmiarów atraktora i niech dodatni wykładnik Lapunowa ma wartość $\lambda_+ = 0.2$. Przy tak scharakteryzowanym układzie czas przewidywania (T_{Lap}) wynosi tylko 107 jednostek czasu[32]. Z powyższego widać, że im większa (dodatnia) wartość wykładnika Lapunowa[33], tym krótsze mogą być nasze czasowe skale przewidywania, dotyczące przyszłej ewolucji układu.

---

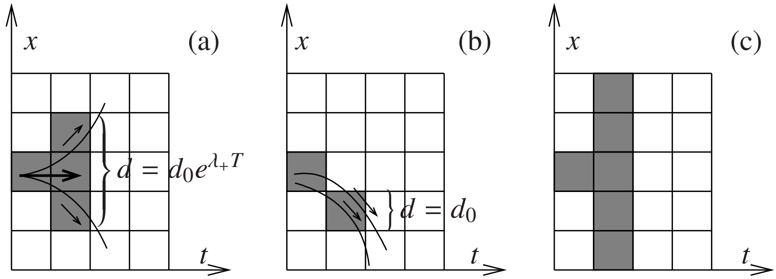
[29]Po czasie charakterystycznym początkowa niedokładność zwiększa się dziesięciokrotnie (Słota A., www.racjonalista.pl/kk.php/s,3340, 2008).

[30]Jeśli wykładnik Lapunowa nie zmienia swojej wartości w przestrzeni.

[31]Baker, Gollub 1998, s. 133.

[32]Tamże.

[33]W przypadku wielowymiarowych układów należy brać sumę z dodatnich wykładników Lapunowa, co dokładniej omówimy w dalszej części pracy.



Rys. 2. W układach chaotycznych (a) obszar zajmowany przez krzywe fazowe wzrasta wykładniczo wraz z upływem czasu. W układach niechaotycznych (b) obszar nie powiększa się, natomiast w losowych (c) rozprzestrzenia się na całą przestrzeń fazową.

Jak już wyżej wspomnieliśmy stopień nieprzewidywalności układu można również przedstawić za pomocą ilości informacji[34] potrzebnej do opisu jego stanu. Jeżeli początkowy stan układu wyznaczony jest przez punkty, zajmujące pewien obszar w przestrzeni fazowej, to w trakcie ewolucji mamy do czynienia ze wzrostem tego obszaru[35] (rys. 2a). Dlatego jeśli początkowy stan układu był określony (zlokalizowany) za pomocą pewnej ilości informacji, to wraz z upływem czasu potrzeba coraz to większej ilości informacji do lokalizacji stanu układu (trzeba podawać informację o coraz to większym obszarze przestrzeni fazowej).

Powyższe stwierdzenie można zapisać w bardziej ścisły sposób za pomocą funkcji informacji. Jeśli początkowo trajektorie układu znajdują się w pewnym obszarze przestrzeni fazowej o charakterystycznym liniowym rozmiarze d_0, a następnie po czasie T zostają one rozproszone na obszarze o rozmiarze liniowym $d_0 e^{\lambda_+ T}$ (rys. 2a), to wraz ze wzrostem zajmowanej przez nie objętości proporcjonalnie (do kwa-

[34]Informacja jest wielkością fizyczną (analogiczną do energii), powiązaną z entropią zależnością $I = I_0 e^{-\frac{S}{k}}$, gdzie I_0 jest informacją posiadaną przez system o entropii $S = 0$, a k to stała Boltzmanna (Wnuk 1996, s. 125).

[35]Ponieważ układy chaotyczne posiadają własność WNC, która oznacza bardzo szybkie (ekspotencjalne) rozbieganie się pobliskich trajektorii w przestrzeni fazowej.

dratu rozmiaru) wzrasta ilość informacji potrzebnej do określenia stanu układu[36] (λ_+ oznacza dodatni wykładnik Lapunowa):

$$I(T) = \lambda_+ T. \tag{5}$$

Powyższą wartość $I(T)$ określającą ilość informacji potrzebnej do określenia stanu układu można wyrazić za pomocą entropii Kołmogorowa:

$$K = \lim_{t\to\infty} \lim_{\epsilon\to 0} \frac{I(\epsilon, t)}{t}, \tag{6}$$

mierzącej szybkość zmiany informacji w czasie, gdzie ϵ to liniowy rozmiar komórki, na jaką podzielona jest przestrzeń fazowa. Czas t we wzorze nie może być dłuższy od czasu Lapunowa T_{Lap}, ponieważ po nim trajektorie rozbiegną się po całej przestrzeni. Ze wzorów (5) i (6) widać, że entropia Kołmogorowa K jest równa sumie dodatnich wykładników Lapunowa[37]:

$$K = \sum_{i=1}^{j} \lambda_i, \tag{7}$$

gdzie indeks j oznacza kierunki, wzdłuż których wykładnik Lapunowa ma dodatnią wartość, a $V = V_0 e^{Kt}$ jest elementem objętości elementarnej komórki. Z powyższego wzoru widać, że entropia Kołmogorowa w naturalny sposób nadaje się do klasyfikacji stopnia chaotyczności układów dynamicznych (tab. 1), tj. dla deterministycznych niechaotycznych (regularnych) układów wartość entropii Kołmogorowa

[36] Baker, Gollub 1998, s.132, Schuster 1995, s. 119–120.

[37] Równość ta jest spełniona dla układów, w których wartość wykładników Lapunowa nie zmienia się w przestrzeni (tamże, s. 120).

wynosi zero, dla chaotycznych K ma dodatnią, ale skończoną wartość, z kolei dla losowych przybiera nieskończoną wartość (por. rys. 2).

Rodzaj układu	Wartość entropii Kołmogorowa
Deterministyczne niechaotyczne (nie posiadają własności WNC)	$K = 0$
Deterministyczne, chaotyczne (posiadają własność WNC)	$0 \leq K < \infty$
Losowe (w sensie rozkładu Bernoulliego)	$K = \infty$

Tab. 1. Klasyfikacja układów dynamicznych na podstawie entropii Kołmogorowa.

1.3. CHAOS A PRZEWIDYWALNOŚĆ

Teoria chaosu deterministycznego zmieniła nasze podejście do epistemologii układów deterministycznych, modelowania zjawisk[38] i badań naukowych jako takich. Z jednej strony ukazała ona istnienie nieprzekraczalnych granic współczesnego sposobu modelowania przyrody[39]. Jest to zupełnie odmienne stanowisko od panującego jeszcze do połowy XX wieku poglądu, że za pomocą odpowiednich maszyn obliczeniowych będziemy w stanie modelować dla dowolnie długiego czasu większość układów makroświata. Chaos deterministyczny pokazał, że nawet niskowymiarowe układy mogą wykazywać niezwykle

[38]Tempczyk 1998, s. 15.

[39]Do modelowania ewolucji układów nauki przyrodnicze wykorzystują nieliniowe równania różniczkowe, które posiadają własność WNC, czyli chaos jest w nie niejako wpleciony (Szydłowski, Golbiak 2006, Górski A., *Indeterminizm, chaos i zjawiska nieliniowe*, „Problemy” 8, 14–18, 198, s. 15).

skomplikowane (nieprzewidywalne) zachowanie, a tym samym mechanika klasyczna, podobnie jak mechanika kwantowa „rozprawiła" się z *Demonem Laplace'a*[40].

Z drugiej strony teoria chaosu deterministycznego umożliwiła modelowanie niezwykle skomplikowanych układów, np. rozwój kolonii żywych organizmów, bicie serca[41], rozwój gospodarki[42], czy chaos molekularny (manifestujący się przez ergodyczne zachowanie trajektorii), występujący w mechanice statystycznej[43]. Nad ostatnim przykładem warto zatrzymać się na chwilę, ponieważ ukazuje on jak wraz z rozwojem nauki teorie fizyczne w coraz lepszy sposób wyjaśniają zjawiska występujące w przyrodzie. W tym przypadku hipoteza ergodyczna Boltzmana (średnie po czasie można zastąpić średnimi po zespole statystycznym) znalazła swoje deterministyczne wyjaśnienie. Okazało się, że do opisu cząsteczek gazu można podejść tak jak do zagadnienia bilardu — w jednym i drugim przypadku ewolucją układu rządzą deterministyczne prawa mechaniki klasycznej, a dokładne prognozy uniemożliwia własność WNC występująca w tych układach[44].

Odkrycie chaosu deterministycznego wyraźnie pokazało teoretyczne i praktyczne granice dotyczące przewidywań, których istnienie (przynajmniej tych pierwszych) po prostu wcześniej ignorowano[45], ciągle mając nadzieję, że wraz z postępem nauki i techniki uda się np. przewidzieć ruch grawitujących trzech ciał[46]. W nauce zjawisko polegające na tym, że wraz z jej rozwojem, coraz lepiej potrafimy wskazać obszary naszej niewiedzy, jest zupełnie normalne i może stanowić jedną z cech świadczącą o jej postępie. A do tak rozumianego rozwoju na gruncie mechaniki klasycznej z pewnością przyczyniła się

---

[40]Gdyby świat miał Laplace'owską strukturę, to zabrakłoby w nim miejsca m.in. na wolną wolę.

[41]Gleick 1996, s. 12–17.

[42]Zob. Szydłowski M., *Rozwój nauki a wzrost gospodarczy — fizyczny punkt widzenia*, „Postępy Fizyki", tom 57 (2006), zeszyt 2, s. 50–58.

[43]Tempczyk 1995, s. 36.

[44]Szydłowski, Krawiec 1998, s. 164–165, Baker, Gollub 1998, s. 192–194.

[45]Tempczyk 1995, s. 15.

[46]Górski A., *Indeterminizm, chaos i zjawiska nieliniowe*, „Problemy" 8, 14–18, 198, s. 14.

teoria chaosu deterministycznego. W tym przypadku postęp w fizyce i innych dziedzinach nastąpił na tyle gwałtownie, że mówi się o rewolucji naukowej[47], która dokonała się wraz z odkryciem chaosu deterministycznego. W tym nowym ujęciu pojęcia takie jak złożoność i prostota nie są już przeciwstawiane sobie, ale razem koegzystują[48]. Podobnie determinizm teorii i dokonywane w jej ramach statystyczne prognozy nie wykluczają się. Samo pojęcie determinizmu zmieniło swoje konotacje, nie wiąże się go ściśle z przewidywalnością[49].

Dynamika nieliniowa nadała nowe znaczenie pojęciu chaosu. To nowe ujęcie pozwala na wykonywanie statystycznych prognoz dla układów chaotycznych oraz daje możliwość przewidywania czasu, dla jakiego te prognozy są poprawne. Ponadto teorię nieliniowych układów zaczęto stosować w praktyce poprzez budowanie urządzeń, które pozwalają sterować układami chaotycznymi, np. rozruszniki serca, grafika komputerowa i wiele innych[50].

2. SZCZEGÓLNE DOSTROJENIE WYRAŻONE W JĘZYKU POJĘĆ UKŁADÓW CHAOTYCZNYCH

W tym rozdziale skupimy się na możliwości sformułowania zasady szczególnego dostrojenia na gruncie układów chaotycznych. Do tego celu wykorzystamy przedstawione w pierwszym rozdziale metody opisu chaosu. Argumentację przeprowadzimy na przykładzie naj-

---

[47]Nowa teoria musi wyjaśniać i przewidywać w lepszym bądź w takim samym stopniu zjawiska tłumaczone przez jej poprzedniczkę. Do takich zjawisk należą m.in.: ewolucja cen akcji na giełdach, bicie serca, Wielka Czerwona Plama w atmosferze Jowisza, mieszanie chemiczne substancji, kapiący kran, czy wszelkiego rodzaju zjawiska pogodowe na Ziemi. Wszystkie wyżej wymienione układy teoria chaosu deterministycznego modeluje w lepszym stopniu niż jej poprzedniczka. Dzieje się tak, dlatego że możemy kontrolować zależność stanów finalnych od zmian warunków początkowych (Gleick 1996, s. 14).

[48]Szydłowski 1997, s. 64.

[49]Ostatnio na język polski została przetłumaczona niezwykle interesująca książka (Mainzer 2007), w której badane jest znaczenie złożoności dynamicznej w szerszym filozoficznym kontekście.

[50]Gleick 1996, s. 12–17.

bardziej znanej z zasad szczególnego dostrojenia — Mocnej Zasady Antropicznej[51], według której warunki początkowe podczas Wielkiego Wybuchu zostały tak subtelnie dostrojone, aby po około 15 miliardach lat we Wszechświecie mogło powstać inteligentne życie.

Przedyskutujemy pracę Hetesiego i Vegha[52], w której autorzy badają zależność powstania życia we Wszechświecie od małych zmian warunków początkowych (zadanych przy Wielkim Wybuchu). Następnie wyznaczymy szczególne dostrojenie dla wszechświata Mixmaster. Otrzymane wnioski pozwolą nam krytycznie odnieść się do Mocnej Zasady Antropicznej (jako jednej z zasad szczególnego dostrojenia). Wykorzystamy do tego fakt, iż układy chaotyczne po pewnym charakterystycznym czasie zapominają o warunkach początkowych, a tym samym w naturalny sposób są odporne na dostrojenie. Tak jak czarne dziury pamiętają ze swej przeszłości masę, ładunek i moment pędu (czarne dziury nie mają włosów), tak układy chaotyczne zapamiętują wartość entropii informacyjnej (Kołmogorowa). Stąd wynika, że nie da się zrealizować Mocnej Zasady Antropicznej, gdy Wszechświat jest opisywany układem dynamicznym z chaosem deterministycznym[53]. Dzieje się tak dlatego, że zasada szczególnego dostrojenia wymaga, aby warunki początkowe były zadane z nieskończoną dokładnością, a to jest niemożliwe[54].

Następnie przedstawimy rozszerzoną na układy chaotyczne zasadę indyferentyzmu, która do wyjaśnienia własności obserwowanego Wszechświata nie potrzebuje szczególnego dostrojenia, stąd jej przewaga nad wyjaśnianiem antropicznym. Argumentacja będzie poparta

---

[51] Barrow, Tipler 1986.

[52] Hetesi, Vegh 2007.

[53] Mocna Zasada Antropiczna może być zrealizowana w układach z chaosem deterministycznym, o ile przyjmiemy, że Bóg zadaje z nieskończoną dokładnością warunki początkowe. Jednak przy takim założeniu nie można testować (poprawności) tej tezy filozoficznej (Mocnej Zasady Antropicznej) na gruncie nauk przyrodniczych. Jeśli jednak przyjmiemy, że Bóg nie może łamać praw przyrody, to wtedy nie może On zadać warunków początkowych z nieskończoną dokładnością, a więc z fizycznego punktu widzenia (nauk przyrodniczych) Mocna Zasada Antropiczna nie może być zrealizowana.

[54] Szydłowski, Golbiak 2006.

dwoma przykładami, w których pokażemy, jak nieprawdopodobnie dokładnie trzeba ustalić warunki początkowe, aby otrzymać pożądany stan układu po określonym czasie.

2.1. HETESIEGO DEFINICJA PARAMETRU SZCZEGÓLNEGO DOSTROJENIA NA PODSTAWIE WYKŁADNIKA LAPUNOWA

Hetesi i Vegh w artykule *A Definition for fine tuning in analogy to the chaos*[55] konstruują matematyczną definicję szczególnego dostrojenia, która dalej umożliwiłaby testowanie Mocnej Zasady Antropicznej. Układ chaotyczny można scharakteryzować przy pomocy wykładników Lapunowa, dlatego wprowadzają przez analogię parametr szczególnego dostrojenia $\gamma_{fine-tuning}$. Od wartości tego parametru zależy prawdopodobieństwo powstania życia we Wszechświecie. Dokładniej mówiąc $\gamma_{fine-tuning}$ ma mierzyć spadek możliwości powstania życia wraz ze zmianą warunków początkowych zadanych przy Wielkim Wybuchu. Sam pomysł jest dość ciekawy, jednak w pracy znajduje się kilka kluczowych błędów, które poniżej poprawimy.

Hetesi i Vegh rozpatrują przestrzeń parametrów[56], w której pojedynczy punkt reprezentuje wszechświat o określonych stałych fizycznych. Przez Q_0 oznaczają wszechświat, w którym konfiguracja wartości stałych fizycznych pozwala na powstanie w nim węglowego życia. Szczególne dostrojenie polegałoby na tym, że spośród wszystkich możliwych wszechświatów realizowany jest ten jeden, w którym może powstać życie — co jest równoznaczne z opisem dostrojenia przez funkcję[57] rozkładu — deltę Diraca:

$$\delta(Q - Q_0) = \begin{cases} 0 & \text{dla } Q \neq Q_0 \\ +\infty & \text{dla } Q = Q_0 \end{cases} \tag{8}$$

[55] Hetesi, Vegh 2007.

[56] Trzeba tu jednak zaznaczyć, że w artykule autorzy błędnie utożsamiają przestrzeń parametrów Q z przestrzenią fazową.

[57] Funkcja delty Diraca nie jest funkcją w matematycznym znaczeniu, ale pseudofunkcją (dystrybucją).

Jeśli wybierzemy Q równe Q_0, to dostaniemy konkretny (dostrojony) wszechświat (wtedy delta Diraca równa jest ∞), jeśli $Q \neq Q_0$, to życie nie powstanie (delta Diraca wynosi 0). Wybór może być również zapisany poprzez definicyjnie równoważną delcie Diraca granicę ciągu zwanego funkcją Gaussa:

$$\delta(Q - Q_0) = \lim_{n\to\infty} \frac{n}{\sqrt{\pi}} e^{-n^2(Q-Q_0)^2} \tag{9}$$

Autorzy omawianego artykułu wielkość $|Q - Q_0|$ (odstępstwo od Q_0) oznaczyli przez q, które wyraża odległość od punktu reprezentującego wszechświat z odpowiednimi warunkami do powstania życia (odległości od świata dostrojonego z $Q = Q_0$). Widać, że tylko dla $q = 0$ dostajemy interesujący nas wszechświat, w którym pojawi się życie. W dalszej części artykułu autorzy zapisują prawdopodobieństwo pojawienia się Wszechświata $p(q)$ przy pomocy delty Diraca (wzór 9), przy czym $\frac{n}{\sqrt{\pi}}$ oznaczają jako $p_0 = p(n = 0)$, wtedy formuła (9) przyjmuje postać:

$$p(q) = \lim_{n\to\infty} p_0 e^{-n^2 q^2}. \tag{10}$$

Z powyższego wzoru wynika, że prawdopodobieństwo otrzymania właściwego (dostrojonego do życia) wszechświata maleje wraz ze wzrostem n. We wzorze (10) n zmierza do nieskończoności, więc prawdopodobieństwo uzyskania wszechświata z dostrojonymi warunkami do powstania życia maleje do zera ze wzrostem n.

Następnie Hetesi i Vegh błędnie wyznaczają n z powyższego wzoru i interpretują n analogicznie do wykładnika Lapunowa[58] jako parametr szczególnego dostrojenia[59]:

$$\gamma_{fine-tuning} = n = -\frac{1}{q}\sqrt{\ln \frac{p_1}{p_0}}. \tag{11}$$

---

[58] W artykule Hetesi i Vegh rozważają wykładnik Lapunowa bez istotnych w jego definicji granic ($t \to \infty, d(t_0) \to 0$).

[59] Hetesi, Vegh 2007, wzór (4), s. 4.

Po staranniejszym przeliczeniu okazuje się, że minus powinien być pod pierwiastkiem, tj.

$$n = \frac{1}{q}\sqrt{-\ln\frac{p_1}{p_0}} = \frac{1}{q}\sqrt{\ln\frac{p_0}{p_1}}. \tag{12}$$

Minusa łatwo możemy się pozbyć, zapisując (jak powyżej) logarytm przez jego odwrotność, jednak ciągle pozostaje problem interpretacji symboli użytych we wzorze. Zauważmy, że parametr n w funkcji Gaussa odgrywa rolę czasu[60], więc jego interpretacja jako odpowiednik wykładnika Lapunowa nie wydaje się całkowicie poprawna. Hetesi i Vegh jednak dokonują takiej interpretacji, określając $\gamma_{fine-tuning}$ jako parametr mierzący szczególne dostrojenie stałych fizycznych (Q) do ich wartości we wszechświecie z życiem węglowym (Q_0). Twierdzą, że im większa wartość $\gamma_{fine-tuning}$, to tym dokładniejsze będzie dostrojenie. Jednak, gdy uwzględnimy, że minus we wzorze (11) powinien być pod pierwiastkiem, to możemy zinterpretować $\gamma_{fine-tuning}$ w odwrotny sposób (im większa wartość parametru dostrojenia tym słabsze dostrojenie).

W układach chaotycznych dodatni wykładnik Lapunowa oznacza ich chaotyczną ewolucję, co jest równoznaczne z eksponencjalnym wzrostem odległości pomiędzy dwoma bliskimi punktami w przestrzeni fazowej. Tutaj wykładnik ma wartość ujemną, więc punkty fazowe będą dążyć do atraktora, zbliżając się do siebie. Wszystko to wygląda bardzo obiecująco, bo jeśli atraktorem byłby szukany wszechświat, to znika problem szczególnego dostrojenia.

Powróćmy do delty Diraca (wzór 8); wydaje się, że taka dystrybucja dobrze oddaje sytuację szczególnego dostrojenia. W tym miejscu od razu nasuwa się pytanie o korzyści, jakie płyną z formalizacji (kwantyfikacji) filozoficznej tezy za pomocą języka matematyki[61]. Wydaje się, że w przypadku kwantyfikacji tzw. brzytwy Ockhama

---

[60]Baker, Gollub 1998, s. 42.

[61]Zgodnie z poglądem Woleńskiego (wygłoszonym na XI Krakowskiej Konferencji Metodologicznej, „Prawa przyrody", 17–18 maj 2007), teza filozoficzna zapisana za pomocą języka matematyki automatycznie staje się tezą przedmiotową. Prof. Woleński ponadto twierdzi, na podstawie lektury książki (Wróblewski A., *Historia fizyki*, PWN,

taki zabieg okazał się niezwykle płodny (por. *Stanford Encyclopedia of Philosphy*).

Z pewnością wyrażenie językiem matematyki pewnych problemów filozoficznych sprawiłoby, że ich dyskusje stałyby się precyzyjniejsze. Dlatego w następnym paragrafie podamy własną definicję szczególnego dostrojenia, która przy pomocy entropii Kołmogorowa umożliwia nam obliczenie parametru szczególnego dostrojenia dla konkretnych układów fizycznych (np. parametr dostrojenia do życia biologicznego).

2.2. PARAMETR SZCZEGÓLNEGO DOSTROJENIA DLA EWOLUCJI WSZECHŚWIATA APROKSYMOWANEJ SERIĄ EPOK KASNEROWSKICH

W paragrafie 1.2. pokazaliśmy, że dla układów, w których jest znana suma dodatnich wykładników Lapunowa, można policzyć czas Lapunowa. Podany tam wzór (4): $T_{Lap} \approx \frac{1}{\lambda_+} \ln \frac{d(t)}{d(t_0)}$, (uwzględniając, że $K = \sum_{i=1}^{j} \lambda_{+i}$) może posłużyć do obliczenia, z jaką dokładnością należy zadać warunki początkowe, gdy z góry określimy czas przewidywalności (np. jako wiek Wszechświata):

$$d(t_0) \geq \frac{d_{konfig}}{e^{KT_{Lap}}}, \tag{13}$$

gdzie $d(t)$ jest wektorem separacji w przestrzeni konfiguracyjnej.

Np. możemy zapytać, jak dokładnie trzeba znać początkowe położenie dla wahadła, aby można było przewidzieć jego stan po 24 godzinach. Tłumione wahadło z siłą wymuszającą jest układem chaotycznym, tzn. jego entropia Kołmogorowa ma niezerową wartość, równą dodatniemu wykładnikowi Lapunowa[62]: $K = \lambda = 0.16$, a rozmiar liniowy przestrzeni konfiguracyjnej wynosi 2π. Podstawiając te wartości łatwo możemy oszacować, z jaką dokładnością trzeba zadać

Warszawa 2006), że fizycy nie używają założeń filozoficznych (Woleński J., *Czy fizyka opiera się na założeniach filozoficznych?*, http://www.kkm.uj.edu.pl/ pprzyrody/ Wolenski.doc 2008).

[62]Baker, Gollub 1998, s. 127.

wartość dla początkowego położenia:

$$d(t_0) \geq \frac{2\pi}{e^{0.16\times 86400}} \approx 8.49 \cdot 10^{-6037}.$$

Z otrzymanego wyniku widać, że szczególne dostrojenie warunków początkowych musi być o wiele mniejsze niż wartość stałej Plancka, aby można było przewidzieć dokładny ruch wahadła po jednym dniu!

Zwolennicy Mocnej Zasady Antropicznej twierdzą, że warunki początkowe podczas Wielkiego Wybuchu zostały zadane, tak aby po 15 miliardach lat we Wszechświecie mogło powstać życie biologiczne w obserwowanej formie. Aby zdać sobie sprawę, jak szczególne jest to dostrojenie z punktu widzenia układów chaotycznych, należy policzyć wartość takiego dostrojenia dla modelu Wszechświata o znanej entropii Kołmogorowa. Do tego celu wykorzystamy Model Mixmaster, aproksymowany serią epok kasnerowskich. Entropia Kołmogorowa tego modelu wynosi[63]: $K = \frac{\pi^2}{6(\ln 2)^2}$. Wstawiając tą wartość K do wzoru (13) i przyjmując za czas i rozmiar charakterystyczny (przestrzeni fazowej) odpowiednio wiek Wszechświata[64] oraz odległość dwóch najdalej odległych od siebie punktów, przyczynowo związanych, na sferze ostatniego rozproszenia[65], dostajemy wartość szcze-

[63]Szydłowski 1997.

[64]Wartość szczególnego dostrojenia została policzona dla czasu synchronicznego $\tau = \ln T$, gdzie $T = 10^{17}$s jest wiekiem Wszechświata. Ponieważ do wyliczenia entropii Kołmogorowa w modelu Mixmaster został użyty logarytm z czasu kosmologicznego T. Zauważmy, że do jego policzenia użyto jedynie rozmiaru charakterystycznego przestrzeni konfiguracyjnej, stąd otrzymaliśmy tylko dolne ograniczenie parametru dostrojenia, to jest, że $d < d_{min}$, z punktu widzenia dzisiejszego obserwatora, który znajduje się w centrum sfery ostatniego rozproszenia.

[65]W naszym oszacowaniu szczególnego dostrojenia przyjęliśmy taką wielkość przestrzeni fazowej, ponieważ promieniowanie reliktowe, które dochodzi do nas z różnych fragmentów nieba, posiada własność prawie ścisłej izotropowości. W obecnej epoce nie oddziaływuje ono już z materią, a Wszechświat stał się dla niego przeźroczysty. Promieniowanie reliktowe powstało po epoce rekombinacji wodoru, kiedy naładowane elektrony i protony łączyły się w neutralne atomy wodoru. W tym czasie długofalowe fotony oddziaływały już z nimi bardzo słabo. Temperatura rekombina-

gólnego dostrojenia dla Wszechświata:

$$d(t_0) = 1.4 \cdot 10^{-38}.$$

Z otrzymanego wyniku widać, że aby móc przewidzieć stan Wszechświata po około 15 miliardach lat, należy zadać warunki początkowe bardzo dokładnie.

Jeszcze większą wartość szczególnego dostrojenia na podstawie entropii termodynamicznej Wszechświata otrzymał Penrose[66]. Według niego warunki początkowe trzeba zadać z dokładnością $10^{-10^{123}}$, aby otrzymać obecny Wszechświat[67].

Natomiast George Smoot uważa, że stan początkowy Wszechświata był stanem o niskiej entropii (Smoot 2007), a tym samym ilość informacji potrzebnej do opisania jego stanu jest bardzo mała po Wielkim Wybuchu i gwałtownie rośnie wraz z ewolucją Wszechświata (tab. 2). Smoot zadaje pytanie, dlaczego początkowy stan Wszechświata

---

cji wynosiła około 3000K, co oznacza, że to zdarzenie miało miejsce dla redshiftu $z \cong 10^3$, a to odpowiada chwili czasu $t_r = 10^2$–10^3 po Wielkim Wybuchu. Wówczas rozmiar (przyczynowo związany) na powierzchni ostatniego rozproszenia (rozmiar horyzontu) jest równy około $c \cdot t_r$, gdzie t_r jest czasem rekombinacji (dokładne formuły powinny uwzględniać krzywiznę przestrzeni). Dlatego obszar na niebie (sferze niebieskiej) o rozmiarach kątowych $\theta = (1 + z_r)\frac{t_r}{t_0} \cong 10^{-2}$ (t_0 jest obecnym czasem życia Wszechświata) niczego nie powinny o sobie wiedzieć. W oszacowaniach szczególnego dostrojenia dla świata chaotycznego robimy założenie, że punkty na sferze niebieskiej odległe od siebie o więcej niż ok. 3° łuku „straciły pamięć" o swoich warunkach początkowych. Innymi słowy, utożsamiamy wielkość obszaru przyczynowo związanego na sferze niebieskiej, ze skalą przewidywalności trajektorii w przestrzeni konfiguracyjnej.

[66]Penrose 2006, s. 669, Penrose 1996, s. 377.

[67]Do obliczenia tej wielkości Penrose wykorzystał wzór Bekensteina-Hawkinga na wartość entropii czarnej dziury: $S_{BH} = \frac{kc^3 A}{4G\hbar}$, gdzie A jest powierzchnię horyzontu czarnej dziury, natomiast $k, c, G, \hbar$, to odpowiednio stałe: Boltzmanna, prędkość światła, grawitacji Newtona i Plancka. Ponadto przyjął, że we Wszechświecie znajduje się 10^{80} barionów, czyli entropia (ze wzoru Bekensteina-Hawkinga) jednej gigantycznej czarnej dziury składającej się z tylu cząstek wynosi 10^{123}. Następnie korzystając ze wzoru Boltzmanna $S = \ln V$ (gdzie V jest objętością przestrzeni fazowej o entropii S) policzył całkowitą objętość przestrzeni fazowej Wszechświata o entropii 10^{123}: $V = e^{10^{123}} \approx 10^{10^{123}}$ (Penrose 2006, s. 684–699).

można opisać zaledwie 12 bitami informacji? Porównuje on ekspandujący Wszechświat do mikroskopu, w którym powiększająca się czasoprzestrzeń ujawnia coraz to nowe szczegóły (początkowe fluktuacje są amplifikowane), które wymagają coraz to większej ilości informacji do ich zapisania.

Holographic Principle	10^{120} bitów
Wszechświat Inflacyjny	10^{10} bitów
Obserwowane fluktuacje	10^{8}–10^{9} bitów
Parametry kosmologiczne	20 parametrów, około 12 bitów plus równania fizyki i statystyki

Tab. 2. W tabeli przedstawiono zawartość informacyjną Wszechświata w czasie jego kolejnych epok. Smoot uważa, że Wszechświat na początku swojego istnienia nie posiadał prawie w ogóle informacji[68].

Obecnie nieoznaczoność stanu Wszechświata[69] (suma entropii wszystkich jego komponentów) zawiera się w przedziale od 10^{102} do 10^{123}. Frampton i inni[70] uważają, że w głównej mierze czarne dziury są odpowiedzialne za nieoznaczoność stanu Wszechświata. Ich entropia we Wszechświecie wynosi około 10^{102}, podczas gdy entropia mikrofalowego promieniowania tła (CMB) wynosi tylko 10^{88} (zob. Tab. 3).

Obiekt	Entropia
10^{22} gwiazd	10^{79}
Neutrony reliktowe	10^{88}
Gwiezdny pył	10^{86}
CMB	10^{88}

[68] Smoot 2007.
[69] Frampton, Kephart, Reeb 2008.
[70] Tamże.

Grawitony reliktowe	10^{86}
10^{11} supermasywnych czarnych dziur	10^{102}
Maksymalna wielkość entropii	10^{123}

Tab. 3. Tabela zawiera wartość entropii dla poszczególnych komponentów Wszechświata[71].

Z powyższych wartości wynika, że obecna nieoznaczoność stanu Wszechświata jest bardzo duża i chociaż we wcześniejszych epokach była znacznie mniejsza, to jednak wciąż miała na tyle dużą wartość, aby można było wykluczyć dostrojenie warunków początkowych Wszechświata (np. do życia biologicznego)[72].

Aby zilustrować dostrojenie warunków początkowych (tak żeby w jego skutku po 15 miliardach lat powstało życie na Ziemi) dla modelu Mixmaster, porównamy je z dostrojeniem, jakie jest potrzebne, aby ołówek ustawiony na ostrzu utrzymał się w pozycji pionowej[73] przez jeden dzień (tab. 4). Z Tabeli (4) wynika, że aby postawić ołówek na ostrzu, musimy zapewnić jego położenie w pionie z dokładnością, która jest niewiarygodnie duża (i dlatego ołówki zwykle przewracają się). Jeśli założymy, że Wszechświat jest opisywany przez chaotyczny model Mixmaster, to jego warunki początkowe musiałyby być zadane również bardzo precyzyjnie. Stąd, jeśli je zadamy z taką lub jeszcze większą dokładnością, ewolucja odtworzy nam obecne warunki dla Wszechświata. W ten sposób przekonujemy się o szczególnie dostrojonych własnościach dzisiejszego świata. Podobnych sytuacji dostrojenia dostarcza problem płaskości — dzisiejszy Wszechświat jest bliski płaskości, co oznacza, że w przeszłych epokach był jeszcze bardziej dostrojony do $k = 0$.

[71] Tamże.

[72] To kłuci się z poglądem Smoota, który uważa, że na początku swojego istnienia Wszechświat był opisywany niewielką ilością informacji.

[73] Szydłowski, Krawiec 1998, s.174.

Rodzaj układu	Wartość entropii Kołmogorowa [s^{-1}]	Czas przewidywalności (T_{Lap} [s])	Wartość szczególnego dostrojenia [m]
Wahadło	0.16	86400	$2 \cdot 10^{-6005}$
Ołówek ustawiony na ostrzu	10	86400	$9.93 \cdot 10^{-375228}$
Wszechświat Mixmaster	3.423714	10^{17}	$1.4 \cdot 10^{-38}$

Tab. 4. Tabelka zawiera wartości szczególnego dostrojenia dla kilku układów: wahadła, ołówka ustawionego na ostrzu i wszechświata Mixmaster, przy określonym czasie relaksacji.

Kosmologia dostarcza wielu podobnych przykładów dostrojeń, lecz traktuje je jako wymagające wyjaśnienia przez bardziej fundamentalną teorię. Natomiast zwolennicy koncepcji szczególnego dostrojenia powiadają, że Wszechświat posiada już „taką urodę”, a jego parametry są „od urodzenia dostrojone” ($k = 0$ jest ustalone precyzyjnie od samego początku). Problem jednak w tym, że $k \neq 0$, $\Omega_{k,0} \neq 0$ (gdzie $\Omega_{k,0}$ jest parametrem gęstości dla krzywizny) dopóty, dopóki materia jest obecna we Wszechświecie, gdyż to ona powoduje jego zakrzywienie (chociażby małe, ale nie do pominięcia, jak to przewiduje Ogólna Teoria Względności).

Poza tym, aby wykryć to szczególne dostrojenie (np. że parametr gęstości w obecnej epoce dla ciemnej energii wynosi $\Omega_{\Lambda,0} \approx 0.74$) trzeba było odwołać się do ogólniejszej (niż zasada szczególnego dostrojenia) zasady indyferentyzmu[74]. Okazuje się również, że ograniczenia na parametr gęstości $\Omega_{\Lambda,0}$, z faktu istnienia życia biologicznego,

[74] Alternatywne do zasady szczególnego dostrojenia wyjaśnienie powstania naszego Wszechświata możemy znaleźć u McMullina (McMullin 1992). Jednak w podanej przez niego formie Zasada Indyferentyzmu jest słuszna tylko dla układów niechaotycznych (Szydłowski, Golbiak 2006, s. 21), gdy ich entropia informacyjna ma zerową wartość.

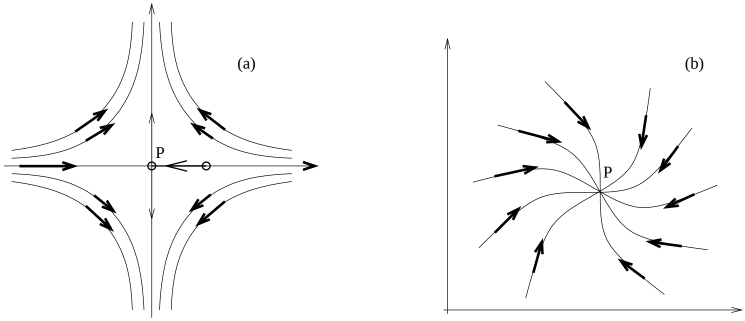
są bardzo słabe[75], więc nie wydaje się, aby ten parametr (gęstości) był jakoś bezpośrednio dostrojony do powstania *Homo sapiens*.

Zasada indyferentyzmu posiada wartość heurystyczną, ponieważ odkrywa szczególne dostrojenie parametrów kosmologicznych. Natomiast trywialność zasady szczególnego dostrojenia polega na tym, że mówi o szczególnym dostrojeniu, nie wskazując, jaka jest wielkość dostrojenia i jaki jest przebieg jego mechanizmu. Co więcej, zanim powiemy o szczególnym dostrojeniu parametrów Wszechświata, musimy wiedzieć, czym jest sam stan układu, tzn. jaka jest jego przestrzeń konfiguracyjna, albo ile parametrów trzeba określić, żeby podać stan Wszechświata (oczywiście zakładając wcześniej, że jest to model FRW — czyli również, że w modelu dynamicznym równania są dostrojone). Ponadto, należy odróżnić dostrojenie warunków początkowych konkretnego modelu od dostrojenia modelu jako takiego, oraz od dostrojenia parametrów układu, którego warunki początkowe są dostrojone do życia.

Różnicę pomiędzy zasadą indyferentyzmu a szczególnego dostrojenia, dobrze widać w przestrzeni fazowej (rys. 3). Według zasady szczególnego dostrojenia (rys. 3a) w przestrzeni fazowej istnieje dokładnie jeden punkt, który prowadzi jednoznacznie do oczekiwanego stanu układu po czasie t. Natomiast w przypadku zasady indyferentyzmu (rys. 3b) do otrzymania tego samego rezultatu prowadzi wiele stanów początkowych, które tworzą generyczny zbiór warunków początkowych.

Z powyższego widać, że punkt w przestrzeni fazowej układu chaotycznego poruszający się po separatrysie siodła w naturalny sposób obrazuje sytuację szczególnego dostrojenia, ponieważ — aby przewidzieć ewolucję takiego punktu — trzeba z nieskończoną dokładnością zadać warunki początkowe. Dzieje się tak dlatego, iż w pobliżu schodzącej do punktu krytycznego separatrysy najdrobniejsza zmiana warunków początkowych będzie prowadzić do zupełnie odmiennej ewolucji.

[75] Szydłowski, Golbiak 2006, s. 14.



Rys. 3. Rysunek (a) ilustruje zasadę szczególnego dostrojenia; ewolucja jest tu dostrojona do konfiguracji układu w punkcie **P**. Punkt w przestrzeni fazowej podąża do celu wzdłuż separatrysy, przy tym, aby mógł on dotrzeć do punktu *P*, musi rozpocząć swoją ewolucję z dokładnie zadanych warunków początkowych. Natomiast na rysunku (b), obrazującym zasadę indyferentyzmu, aby osiągnąć ten sam punkt, wystarczy, że ewolucja rozpocznie się z generycznego zbioru warunków początkowych, ponieważ *P* jest dla tego układu atraktorem (do którego podążają wszystkie krzywe fazowe z jego basenu przyciągania). Tę szczególną sytuację (gdy atraktory są punktowe) można uogólnić na układy chaotyczne i wówczas bogatsze staje się pojęcie separatrys siodła, które mogą być np. cykliczne, tworzyć orbity homokliniczne etc.

Aby porównać obie zasady na gruncie układów chaotycznych, trzeba zaznaczyć, że zasadę indyferentyzmu można stosować dla tego typu układów tylko wtedy, gdy za stan finalny uznamy fakt lokalizacji stanu na atraktorze. Dla ilustracji powyższej tezy przypomnijmy, że układy chaotyczne zawierają dziwne atraktory, które posiadają niezerową miarę Lebesgue'a, a tym samym niezerowej miary zbiór warunków początkowych (*inset*), z których układ startuje[76]. Należy tu podkreślić, że stany finalne (*outset*) tworzące taki atraktor, również

[76]W definicji wykładników Lapunowa często pomija się założenie, że $\lambda_{Lap} > 0$ nie tylko dla wybranej trajektorii chaotycznej, ale dla niezerowej miary Lebesgue'a warunków początkowych. Oczywiście takie warunki byłoby bardzo trudno sprawdzić, stąd trwają dyskusje czy można w numeryczny sposób udowodnić chaos.

stanowią zbiór niezerowej miary. Tym samym nie można wyróżnić jednego końcowego stanu, chociaż potrafimy je wskazać[77].

Chociaż nie można otrzymać konkretnego stanu układu wychodząc z generycznego zbioru warunków początkowych (zasada indyferentyzmu), to jednak można opisać stan własności układu podając funkcję rozkładu punktów trajektorii na atraktorze (jest to zasada indyferentyzmu rozszerzona na układy chaotyczne). Jak już wspominaliśmy, tylko w przypadku zadania warunków początkowych z nieskończoną dokładnością szczególna konfiguracja początkowa prowadzi do szczególnej konfiguracji obecnego Wszechświata. Czyli przyjęcie założenia, że dane początkowe nie są obarczone błędem, gwarantuje nam realizację zasady szczególnego dostrojenia.

Z zasadą indyferentyzmu zgodny jest pogląd P. Daviesa[78], według którego z biegiem czasu we Wszechświecie wyłaniają się coraz to nowe własności, będące konsekwencją zachodzących w nim procesów fizycznych. Ideę emergentnej ewolucji Wszechświata rozumie on w następujący sposób. Wszechświat wystartował z prostego (podobnie uważa Smoot[79]), całkowicie bezpostaciowego stanu, a jego złożoność w różnych skalach jest konsekwencją zachodzących w nim procesów fizycznych. Twierdzi on, że ta złożoność była niejako wpisana w warunkach początkowych i prawach przyrody, czyli tkwiła w nim potencjalnie. Ewolucja Wszechświata miała charakter nieliniowy i była zaprzeczeniem jednoznacznego determinizmu Laplace'a, w którym Wszechświat był rozumiany jako czterowymiarowy blok, wewnątrz którego cała historia Wszechświata istniałaby w gotowej postaci od samego początku.

[77]Pamiętajmy jednak, że źródło różnych realizacji układu na atraktorze leży we własnościach WNC i zachowanie układu można opisać przez funkcję rozkładu, tzn. potrafimy podać prawdopodobieństwo znalezienia się punktu na trajektorii w danym stanie

[78]Davies P., *Introduction: Toward an Emergentist Wordview*, [w:] From Complexity to Life. On the Emergence of Life and Meaning, pod red. N.H. Gregersena, Oxford University Press, 2003, s. 3–16.

[79]Smoot 2007.

Patrząc na ewolucję Wszechświata z punktu widzenia układów dynamicznych widać przejście od stanu początkowego, który był stanem chaotycznym, do stanu układu zorganizowanego w różnych skalach przestrzennych. Innymi słowy, ewolucja Wszechświata nie tyle prowadzi do stanu śmierci cieplnej Wszechświata, ile do jego wzrostu złożoności. Słusznie pisze M. Heller[80], że nieliniowe układy termodynamiczne ewoluują w kierunku wzrostu złożoności struktur, ponieważ są układami otwartymi w stanach dalekich od równowagi. Kierunek złożoności dynamicznej jest zgoła odwrotny, jest drogą przejścia od chaosu (w którym odnajdujemy porządek) do dynamiki regularnej[81] opisywanej przez model Wszechświata jednorodnego i izotropowego przestrzennie z materią barionową, ciemną zimną energią nieświecącą oraz ciemną energią (model Lambda CDM).

2.3. SZCZEGÓLNE DOSTROJENIE A ZASADA INDYFERENTYZMU

Obie zasady zwykle formułuje się w postaci bardzo ogólnej, abstrahując od sposobu przejścia mechanizmów przy pomocy schematów:

od szczegółu → do szczegółu [zasada szczególnego dostrojenia]

od ogółu → do szczegółu [zasada indyferentyzmu]

W tym miejscu nasuwa się pytanie: czym różnią się obie zasady i czy wykluczają się one nawzajem?[82] Aby na nie odpowiedzieć, zrobimy kilka założeń, które pozwolą nam myśleć o powyższych schematach w sposób bardziej precyzyjny:

Założenie 1: Modelem ruchu układu jest równanie różniczkowe, powiedzmy układ dynamiczny.

[80]Heller 2002, s. 27–28.

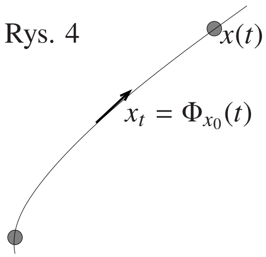
[81]W modelach tzw. Emergencji diachronicznej podstawową rolę odgrywają czas i dynamika, wówczas emergentyzm staje się ontologią procesów ewolucyjnych (Poczobut R., *System-Sturktura-Emergencja*, [w:] Struktura i Emergencja, pod redakcją M. Heller i J. Mączka, Biblios 2006, s. 30).

[82]Szydłowski, Golbiak 2006.

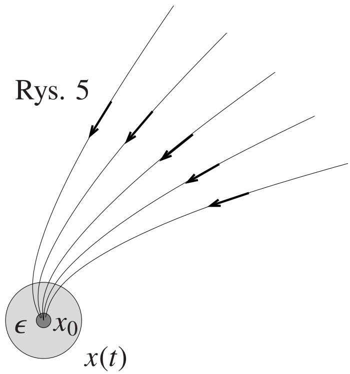
Założenie 2: Wnioskowanie polega na wyznaczeniu stanu Wszechświata w chwili t na podstawie znajomości stanu $S(t_0)$ — w ustalonej chwili t_0 oraz deterministycznych równań dynamicznych (założenie 1).

W świetle założeń (1) i (2) obecna konfiguracja Wszechświata (stan Wszechświata w chwili t) jest wyznaczona na podstawie jego stanu w chwili t_0. Jest to oczywista konsekwencja faktu, że model dyskutowanego zjawiska jest sformułowany w terminach równania różniczkowego. Do tej pory mówiliśmy o modelu i o ile ten model jest układem dynamicznym, wyrażonym w postaci równań różniczkowych, to stwierdzenie, że stan Wszechświata w chwili t jest konsekwencją stanu w chwili t_0: $S(t_0)$, określonego przez warunki początkowe, jest trywialne, bo jest to konsekwencja rozwiązania problemu Cauchy'ego (gdy prawe strony układu są gładkie).

Rys. 4



Rys. 5



Rys. 4. Strumień przechodzący przez „warunek początkowy" x_0 jednoznacznie opisuje stan układu w chwili t. Funkcja $x(t) = \Phi_{x_0}(t)$ warunków początkowych i czasu t jest zwana strumieniem.
Rys. 5. Obecny stan Wszechświata $x(t)$ należy do bliskiego ϵ otoczenia atraktora punktu x_0. Ten stan jest osiągalny przez generyczny zbiór warunków początkowych. Zasada indyferentyzmu w naturalny sposób nadaje się do wyjaśniania w ramach modeli wyrażonych w postaci równań różniczkowych.

Co więcej, od modelu wymaga się, aby rozwiązania zależały w sposób ciągły od pobliskich rozwiązań[83]. Wobec tego modelowanie przy pomocy równań różniczkowych *implicite* zakłada zasadę indyferentyzmu (rys. 5). Inaczej wygląda sytuacja z zasadą szczególnego dostrojenia (rys.4). Obie zasady stają się zgodne, jeśli przyjmiemy:

Założenie 3: Warunki początkowe dla obecnej konfiguracji Wszechświata zostały zadane z nieskończoną dokładnością (np. przez Boga). Po przyjęciu takiego założenia w układach chaotycznych znika problem wynikający z własności WNC[84].

Reasumując: dopóki prawa fizyki posiadają strukturę równań różniczkowych, dopóty modelujemy świat z różnymi warunkami początkowymi, a obserwacje astronomiczne (testy) są dedykowane do testowania i selekcji modeli realnego Wszechświata. Metody testowania nigdy nie będą nam wyróżniać jednoznacznych warunków początkowych, bo każdy pomiar jest obarczony błędem, stąd faworyzowanie zasady indyferentyzmu w opozycji do zasady szczególnego dostrojenia jest dyktowane przez praktykę badawczą na gruncie nauk przyrodniczych.

Zasada szczególnego dostrojenia implicite zakłada, że warunki początkowe są zadane dokładnie i że z nich możemy uzyskać stan układu w drodze dedukcji i bez udziału jakichkolwiek obserwacji, niejako z pierwszych zasad. Problem jednak w tym, że pozostajemy poza kontrolą obserwacyjną nawet w ustalaniu tych zasad. Załóżmy przez chwilę, że są to zasady definiujące fenomen życia. Zjawisko to

[83]Hawking S., Ellis G., *The Large Scale Structure of Spacetime*, Cambridge University Press, 1973.

[84]Ostatnio prof. A. Staruszkiewicz na konferencji Metodologicznej w Krakowie zwrócił uwagę, że filozoficznie jest to bardzo interesująca możliwość. Podkreśla on, że pewne dostrojenia, jak np. równość ładunku elektronu i protonu i inne, na poziomie fundamentalnym, występujące w Standardowym Modelu Cząstek Elementarnych, są takie precyzyjne, że należy je w zasadzie uznać nie za fakty, ale za fundamentalne prawa. Gdyby własności Wszechświata były określone nie przy pomocy równań różniczkowych, ale np. jakiś relacji kombinatorycznych, to źródła obecnej konfiguracji Wszechświata upatrywalibyśmy, jak chcą tego „superstrunowcy” raczej w strukturach przestrzeni Callabi-Yau, której własności są określone np. prawami kombinatoryki. Taka sytuacja jest możliwa, lecz nawet w teorii superstrun nie jest stosowana.

znamy dzisiaj tak mało precyzyjnie, że nieskończenie wiele wszechświatów będzie zgodnych z istnieniem życia. Stąd metodologią bardziej poprawną wydaje się taka postawa badawcza, w której życie biologiczne traktowane jest jako zjawisko fizyko-biologiczne zaistniałe we Wszechświecie. Sam fakt jego zaistnienia mógłby być wykorzystywany do znajdowania ograniczeń na możliwe wartości parametrów kosmologicznych Wszechświata (Słaba Zasada Antropiczna[85]). Lecz znane są w kosmologii obserwacyjnej o wiele bardziej rygorystyczne ograniczenia na parametry kosmologiczne, wynikające chociażby z pierwotnej nukleosyntezy (w wyniku której powstała materia barionowa, z której sami jesteśmy zbudowani).

ZAKOŃCZENIE

Podstawowa teza argumentowana w pracy brzmi następująco: układy chaotyczne preferują rozszerzoną zasadę indyferentyzmu (raczej) niż zasadę szczególnego dostrojenia.

W pracy pokazaliśmy, że chaos deterministyczny uniemożliwia w układach dynamicznych zrealizowanie zasady szczególnego dostrojenia odniesionej do warunków początkowych[86]. Co więcej, mamy w nich do czynienia ze szczególnym rozstrojeniem, ponieważ wraz z upływem czasu układ traci pamięć o warunkach początkowych (tak że przestają być dostrojone). Z przeprowadzonej argumentacji jednoznacznie wynika, że nie da się zrealizować Mocnej Zasady Antropicznej w świecie, opisywanym przy pomocy nieliniowych równań różniczkowych zwyczajnych, posiadających własność nadwrażliwej czułości na małe zmiany warunków początkowych, ponieważ nie można dokonywać ścisłych predykcji o stanie układu dla dowolnie długiego czasu.

Kolejny argument przytoczony w pracy opiera się na definicji dziwnego atraktora. Ponieważ jest on z definicji niezerowej miary

[85]Penrose 2006, s. 728, Szydłowski, Golbiak 2006, s 11.

[86]Można wyróżnić przynajmniej 3 rodzaje dostrojenia: dostrojenie do warunków początkowych, dostrojenie do parametrów, czy dostrojenie samego modelu.

zbiorem (*outset*), tak samo, jak niezerowej miary jest zbiór warunków początkowych (*inset*), to nie można w nim wyróżnić jednego szczególnego końcowego stanu (zawsze mamy do czynienia z ich generycznym zbiorem).

Kolejną rzeczą przemawiającą na niekorzyść realizacji Mocnej Zasady Antropicznej jest to, że my nie znamy dokładnie warunków, jakie są potrzebne do powstania życia we Wszechświecie[87]. Powyższą tezę wykorzystuje Abraham Loeb w artykule *An observational Test for the Antropic Origin of the Cosmological Constant*[88]. Pisze, że jeśli uda się znaleźć planety, które powstały na dużym redshifcie (np. z = 10), to można będzie pokazać, że powstały one w zupełnie innych warunkach niż obecne, a tym samym do powstania życia nie potrzeba już dostrojenia warunków fizycznych do tych panujących obecnie, a więc użycie w tym kontekście Mocnej Zasady Antropicznej wydaje się bezpodstawne (nie daje lepszego zrozumienia problemu).

Można podać również inne argumenty z kosmologii przemawiające na niekorzyść Mocnej Zasady Antropicznej. Berndt Muller w artykule *The Antropic Principle Revisited*[89], podkreśla, że koncepcja inflacji pozwoliła wyjaśnić wiele z kosmicznych koincydencji (izotropowość, jednorodność promieniowania tła, płaskość Wszechświata). Tym samym okazało się, że nie jest już potrzebna Mocna Zasada Antropiczna do tłumaczenia tych zjawisk, ponieważ posiadają one inne, naturalne wyjaśnienie w teorii inflacji.

Dlatego też można przypuszczać, że wraz z rozwojem nauki będą odbierane Mocnej Zasadzie Antropicznej kolejne, z klasy zjawisk przez nią wyjaśnianych. Być może pojawią się nowe problemy, które na początku swojego istnienia okażą się zbyt trudne dla ówczesnej nauki, i które to automatycznie staną się chwilowym argumentem dla zwolenników wyjaśniania opartego na szczególnym dostrojeniu[90].

[87]Penrose 2006, s. 729.

[88]Loeb 2006, s. 3.

[89]Muller 2001, s. 3.

[90]Interpretacja Mocnej Zasady Antropicznej zależy od przyjętej ontologii. Np. w filozofii procesu Whiteheda podkreśla się, że świat powstał razem z Bogiem. Wtórny aspekt natury Boga nie może istnieć bez świata, w którym następuje jego aktuali-

Podsumowując, główne wyniki pracy to:

1. Krytyczna analiza podejścia do opisu szczególnego dostrojenia poprzez wykładnik Lapunowa i wykazanie błędów w definicji Hetesiego i Vegha.

2. Wyliczenie wartości liczbowej tego dostrojenia dla Wszechświata Mixmaster z entropii Kołmogorowa i jego porównanie z dostrojeniem innych układów fizycznych.

3. Wykazanie, że formułowanie zasady szczególnego dostrojenia ma sens, dla deterministycznych układów chaotycznych, tylko wtedy, gdy warunki początkowe są zadane z nieskończoną dokładnością, jednak te nigdy nie są dane z taką dokładnością, chociażby z powodu zasady nieoznaczoności Heisenberga. Przyszłe stany układu są z kolei warunkami początkowymi dla dalszej ewolucji układu itd. Stąd zasada szczególnego dostrojenia nie może być praktycznie zrealizowana w przypadku układów z chaosem deterministycznym, a te są powszechnymi układami modelującymi nie tylko fizyczną rzeczywistość.

   Chaos, o którym mówimy, występuje w deterministycznych modelach, tzn. takich, w których z natury warunki początkowe jednoznacznie wytyczają przeszłą i przyszłą ewolucję układu. W tym sensie wnioskowanie od szczegółu do szczegółu ma miejsce. Jednak same warunki początkowe nie są nigdy znane z dostateczną dokładnością, dlatego błędy w ich nieoznaczoności będą amplifikowane w czasie, co prowadzi do nieoznaczoności przyszłych konfiguracji układu.

   Widzimy, że trzeba po pierwsze odróżnić realny Wszechświat od jego modelu sformułowanego np. w postaci równań różniczkowych. Zasada indyferentyzmu wydaje się bardziej adresowana

zacja, czyli Bóg nie może istnieć bez świata. L.S. Ford zaproponował modyfikację, w której Bóg może istnieć bez świata, ale wpływa On na ewolucję Wszechświata, także i w tym przypadku nie może być mowy o szczególnym dostrojeniu warunków początkowych. Ponadto Bóg teizmu neoklasycznego może zmieniać fizyczne stany Wszechświata, a nawet ingerować w prawa przyrody (Życiński 1988, s. 178, 182).

do Wszechświata jako takiego niż do jego modelu. Model musi z definicji „wpasować" się w rzeczywistość, stąd zasada indyferentyzmu jest niejako wpisana w niego od samego początku. Co jest konsekwencją faktu, że pomiar jest dany tylko ze skończoną dokładnością. Reasumując, wyjaśnianie w kategoriach modeli będzie zawsze implicite zakładać zasadę indyferentyzmu, ponieważ model jest tylko modelem. Natomiast, zasada szczególnego dostrojenia upatruje szczególnych własności w szczególnych warunkach początkowych, co ją oddala od nauki uprawianej w kategoriach modelu i czyni atrakcyjną bardziej w filozofii niż w praktyce badawczej.

4. Pokazaliśmy, że wykładniki Lapunowa (podobnie jak entropia informacyjna) mogą posłużyć do definiowania szczególnego dostrojenia modeli, a następnie przy pomocy takiej definicji porównaliśmy dostrojenie Wszechświata Mixmaster z ustawieniem ołówka w pozycji ściśle pionowej na ostrzu. Okazało się, że Wszechświat posiada dostrojone warunki początkowe (chociaż nie bardzo precyzyjnie), prowadzące do jego obecnej konfiguracji. O tym fakcie mogliśmy się przekonać, wykorzystując koncepcję kosmologii chaotycznej, która jest zgodna z zasadą indyferentyzmu. Jest to więc przykład, kiedy obie zasady indyferentyzmu i szczególnego dostrojenia nie muszą się wykluczać. Świadomość tej zgodności uzyskaliśmy w drodze analizy, w duchu zasady indyferentyzmu.

LITERATURA

Arnold V. I., *Metody matematyczne mechaniki klasycznej*, PWN, Warszawa 1981.

Arnold V. I., *Równania różniczkowe zwyczajne*, PWN, Warszawa 1975.

Baker G., Gollub J., *Wstęp do dynamiki układów chaotycznych*, PWN, Warszawa 1998.

Barrow J., Tipler F., *The Anthropic Cosmological Principle*, Oxford University Press, New York 1986.

Białynicki-Birula I., Białynicka-Birula I., *Modelowanie rzeczywistości. Od gry w życie Conwaya przez żuka Mandelbrota do maszyny Turinga*, Prószyński i S-ka, Warszawa 2002.

Feynman R., Leighton R, Sands M., *Feynmana wykłady z fizyki*, t. II — cz. 1, PWN, Warszawa 2001.

Frampton P., Hsu S., Kephart T., Reeb D., *What is the entropy of the Universe?*, arXiv:0801.1847v1, 2008.

Gleick J., *Chaos. Narodziny nowej nauki*, Zysk i S-ka, Poznań 1996.

Górski A., *Indeterminizm, chaos i zjawiska nieliniowe*, „Problemy" 8, 14–18, 1985.

Hajduk Z., *Metodologia nauk przyrodniczych*, Redakcja Wydawnicza Katolickiego Uniwersytetu Lubelskiego, Lublin 2002.

Heller M., Lubański M., Ślaga W., Zagadnienia filozoficzne współczesnej nauki. Wstęp do filozofii przyrody, Wydawnictwo Akademii Teologii Katolickiej, Warszawa 1997.

Hetesi Z., Vegh L., *A definition for fine tuning in analogy to the chaos*, "Acta Physica Polonica", 38, 1, 247–251, 2007, astro-ph/0609496 v1.

Kosyakov B. P., *Is classical reality completely deterministic?*, hep-th/0702185v3, 2007.

Loeb A., *An observational Test for the Anthropic Origin of the Cosmological Constant*, astro-ph/0604242 v1, 2006.

Mainzer K., *Poznawanie złożoności. Obliczeniowa dynamika materii umysłu i ludzkości.* Wydaw. UMCS, Lublin 2007.

McMullin E., *Indifference Principle and Anthropic Principle in Cosmology*, "Studies in History and Philosophy of Science", nr 24359, 389, 1992.

Michniowski T., *Wszechświat matematyczny. Studium metodologiczno-przyrodnicze.* Wydawnictwo KUL, Lublin 2004.

Muller B., *The Antropic Principle Revisited*, astro-ph/0108259 v2, 2001.

Penrose R., *Droga do rzeczywistości. Wyczerpujący przewodnik po prawach rządzących Wszechświatem*, Prószyński i S-ka, Warszawa 2006.

Penrose R., *Nowy umysł cesarza. O komputerach, umyśle i prawach fizyki*, PWN, Warszawa 1996.

Schuster H., *Chaos deterministyczny. Wprowadzenie*, PWN, Warszawa 1995.

Smoot G., *CMB Obserwation and the Standard Model of the Universe*, http://chalonge.obspm.fr/ Paris07_Smoot.pdf, (2007).

Stewart I., *Czy Bóg gra w kości*, PWN, Warszawa 2001.

Szydłowski M., Krawiec A., *Nieregularne zachowanie prostych układów deterministycznych*, „Roczniki Filozoficzne" 46, 3, 151–176, 1998.

Szydłowski M., *Czy Wszechświat jest prostym układem dynamicznym o złożonym zachowaniu?*, „Roczniki Filozoficzne" 45, 3, 49–73, 1997.

Szydłowski M., Śmiałek P., *Przypadek i konieczność*, [w:] J. Życiński (red.), *Przestrzenie księdza Cogito*, Biblios, 1996, s. 67–87.

Szydłowski M., Golbiak., *Filozoficzny wybór pomiędzy zasadą indyferentyzmu a zasadą szczególnego dostrojenia*, 2006.

Szydłowski M., *Rozwój nauki a wzrost gospodarczy — fizyczny punkt widzenia*, „Postępy Fizyki", tom 57 (2006), zeszyt 2, s. 50–58.

Szydłowski M., *Program badawczy kosmologii kwantowej, http://www.kul.lublin.pl/ art_1576.html*, 2007.

Tempczyk M., *Świat harmonii i chaosu*, Państwowy Instytut Wydawniczy, Warszawa 1995.

Tempczyk M., *Teoria chaosu dla odważnych*, PWN, Warszawa 2002.

Tempczyk M., *Teoria chaosu a filozofia*, Wydawnictwo CiS, Warszawa 1998.

Wnuk M., *Filozoficzne aspekty katalizy enzymatycznej*, „Roczniki Filozoficzne" 44, 3, 117–144, 1996, http://www.kul.lublin.pl/ files/ 57/ pracownicy/ wnuk/ artykuly/ Wnuk_1996s117.pdf

Życiński J., *Teizm i filozofia analityczna*, t. II, ZNAK, Kraków 1988.

SUMMARY

THE FINE TUNNING PRINCIPLE IN THE CONTEXT OF SYSTEMS WITH DETERMINISTIC CHAOS

From the beginning of the deterministic chaos research, the unpredictability has been its central theme. Interesting questions arise here: What are the consequences of chaos for the fine tuned processes? Are there fine tuning systems in reality? We investigate the possibility of defining a fine tuning parameter in terms of the Lyapunov principal exponent. We will critically evaluate the existing formulation of Hetesi and Vegh. We argue that such a quantification of a fine tuning parameter may be useful in the context of the debate between indifference and fine tuning principles for the Universe. We also propose how to define fine tuning evolutional paths of the Universe by using concepts of dynamical systems, namely the method of separatrices in the phase space.