

Ks. JÓZEF ZYCIŃSKI

## ROLA ZASAD DEDUKCJONIZMU I INDUKCJONIZMU W KOSMOLOGII PRZYRODNICZEJ

Dokonujący się w ostatnim okresie proces rozwoju kosmologii przyrodniczej zachodził na tle radykalnych przeobrażeń w teorii nauki. Przewodzone przez metodologów dyskusje przyczyniły się do zarzucenia wielu wcześniejszych idealizujących ujęć, które jeszcze niedawno podtrzymywane były w teorii nauki. Kiedy wśród mitów tradycyjnej filozofii nauki umieszczany jest mit czystego doświadczenia, gdy postulat wewnętrznej niesprzeczności uznawany jest za piękny, lecz nierealny<sup>1</sup>, zaś rolę obserwacji w nauce uznaje się za marginalną<sup>2</sup>, narzuca się pytanie, w jaki sposób uzgodnić nową odmitologizowaną teorię nauki z rozwijającą się kosmologią, w której widoczny jest dotkliwy brak opracowań metodologicznych.

Na specyficzny charakter analiz kosmologicznych składa się wiele czynników. Dyscyplina ta łączy w sobie elementy nauk nomotetycznych i idiograficznych — interesującymi poznawczo są dla niej zarówno prawa fizyki, jak i historyczne prawidłowości określające przebieg ewolucji wszechświata.

Dysponując ograniczonym zbiorem danych empirycznych, kosmolog stawia sobie za cel określenie globalnej struktury wszechświata na podstawie „lokalnych własności naszej prowincji”<sup>3</sup>. Stwarza to wyjątkowo duże możliwości wprowadzania nieuzasadnionych ekstrapolacji i spekulatywnych dedukcji. W tym kontekście szczególnie ważnego charakteru nabiera pytanie o status epistemologiczny i metodologiczny rozwijającej się kosmologii. Próbę częściowej odpowiedzi na to pytanie, ukazującą ograniczenia klasycznych zasad zarówno metodologii dedukcjonizmu, jak i indukcjonizmu, stanowi niniejszy artykuł.

<sup>1</sup> Zob. I. Lakatos, *Falsification and the Methodology of Scientific Research Programmes*, w: *Criticism and the Growth of Knowledge*. London 1970, 140–145. Całość przygotowana pod redakcją A. Musgrave i I. Lakatosa, uważana jest za kontynuację *Logik der Forschung*. W dalszych partiach artykułu oznaczana CaG.

<sup>2</sup> Por. *Discussion*, w: *The Interaction between Science and Philosophy*, ed. J. Elkana, Jeruzalem 1974, 286. Zwłaszcza wypowiedź J. Agassiego: „In my opinion learning from experience is a rare phenomenon in science”.

<sup>3</sup> H. Bondi, *Setting the Scene*, w: *Cosmology now*, ed. L. John, London 1973, 18.

## I. ANALIZY KOSMOLOGICZNE A INDUKCJONISTYCZNA TEORIA NAUKI

## 1. Specyficzny charakter teorii kosmologicznych

Pod pojęciem teorii przyrodniczej rozumie się z zasady<sup>4</sup> układ pięcioelementowy  $T = (J, Z, U, P, D)$ , w którym:

J — oznacza język teorii

Z — zbiór zdań przyjmowanych jako uzasadnione twierdzenia lub prawdopodobne hipotezy

U — zbiór środków uzasadniających, przy pomocy których dowodzi się prawdziwości określonych zdań teorii

P — procedury obserwacyjno-pomiarowe i diagnostyczne uwzględniane w danej teorii

D — dziedzina teorii — tj. zbiór wszystkich układów fizycznych opisywanych przez teorię T.

Powyższy schemat ma charakter uogólniająco-idealizacyjny i w konkretnych przypadkach może okazać się, że wyrażenie W (np. kreacja *ex nihilo*) uważane za element składowy języka empirycznej teorii  $T_1$  jest w ramach przyrodniczej teorii  $T_2$  traktowane jako wyrażenie niemożliwe do wprowadzenia do słownika jakiegokolwiek teorii empirycznej. Podobnie próby ostrego określenia granic zbioru Z mogą prowadzić do rozbieżności nawet w przypadku jednej konkretnej teorii  $T_k$ , zależnie od dodatkowych założeń przyjmowanych w interpretacjach  $T_k$ .

Specyfika badań kosmologicznych uwidacznia się już przy określaniu zbioru U denotującego sposoby dowodzenia twierdzeń kosmologii; specyfika ta jest jednak następstwem istotnej odrębności elementów P i D. Fakt jedyności obiektu badanego w perspektywach poznawczych kosmologii, niepowtarzalność pewnych procesów oraz możliwość wystąpienia horyzontów decydują o wyjątkowym charakterze tej dyscypliny zarówno co do dziedziny badań, jak i procedur badawczych stosowanych w studium maksymalnego układu fizycznego.

Pod pojęciem układu fizycznego lub układu empirycznego rozumie się zbiór obiektów fizycznych charakteryzowanych w obrębie fizykalnych teorii  $T_1... T_n$ . W teoretycznej charakterystyce układu U istotne jest uwzględnienie trzech elementów  $U = (X, T, Q)$ , gdzie X oznacza zasięg układu, T — okres czasu, w jakim badany jest X, Q — zbiór parametrów charakteryzujących X. Kiedy badane są parametry niezależne od czasu możliwe jest pominięcie elementu T, który w pewnych przypadkach bywa uwzględniany tylko *implicite*. W większości przypadków jednak najbardziej istotne jest badanie procesów zmian parametrów w czasie i obserwacje związane z obowiązywaniem praw diachronicznych, stąd też dokładne określenie interwału T bywa czynnikiem istotnym w większości teorii fizykalnych. Z tej racji, iż w kosmologii za-

<sup>4</sup> Por. R. Wójcicki, *Metodologia formalna nauk empirycznych*, Wrocław 1974. 20.

równy X, jak i T są układami maksymalnymi, gdyż kosmolog zainteresowany jest wszystkimi obiektami materialnymi we wszystkich stadiach ich ewolucji, dyscyplina ta określana bywa mianem „nauki wyjątkowej”<sup>5</sup>.

Wśród następstw wyjątkowego statusu epistemologicznego kosmologii przyrodniczej wymienić trzeba m. in. wielość spotykanych w literaturze definicji tej dyscypliny, odmiennosc ujmowania tematyki rozpatrywanej w jej perspektywach poznawczych, rozbieżność opinii przy ocenach naukowego charakteru poszczególnych metod. Według opinii M. Bunge'a obok kosmologii przyrodniczej będącej *sui generis* megafizyką wyróżnić trzeba kosmologię science fiction popularyzowaną w przednaukowych ujęciach oraz kosmologię filozoficzną, która stanowi formę „apologetyki filozoficznej zbudowanej na przestarzałej fizyce Arystotelesa”<sup>6</sup>. Zdaniem M. Berry'ego w samej kosmologii przyrodniczej wyróżnić trzeba obok centralnych dla tej dyscypliny analiz z zakresu fizyki teoretycznej także drugoplanowe analizy z zakresu kosmografii i kosmogonii<sup>7</sup>, natomiast według B. K. Harrisona ważne jest rozróżnienie między kosmogonią i kosmogenią<sup>8</sup>.

Przytoczone przykładowo schematy klasyfikacyjne trudno uznać za uzasadnione. Sama kosmografia, do której zadań zalicza Berry katalogowanie obiektów kosmicznych oraz określanie ich położenia i ruchów, może być traktowana jako dział astronomii. Uważać kosmografię za dziedzinę niezależną od założeń teoretycznych można by tylko wtedy, gdyby prawdziwą była teoria „czystego doświadczenia”, tzn. gdyby do zdobycia danych obserwacyjnych o położeniu i własnościach obiektów kosmicznych nie trzeba było wprowadzać wcześniej założeń teoretycznych. Sytuacja taka jest niemożliwa; w konsekwencji więc o ile za uzasadnione można uznać wypowiedzi o odrębnych typach zagadnień rozpatrywanych w kosmologii, to niejasne wydają się kryteria rozróżnienia między kosmologią a kosmografią. Propozycje terminologiczne mają wprawdzie z zasady charakter konwencjonalny, ale ważne jest by uniknąć w nauce prywatnych konwencji, co zdaje się mieć miejsce w przypadku rozróżnienia między kosmogonią i kosmogenią.

W obecnym stanie rozwoju przyrodznawstwa nieostrym staje się także stosowany w przeszłości podział na kosmogonię i kosmologię. Zagadnienia kosmogoniczne (w terminologii Harrisona kosmogoniczne) dotyczące początków istniejących obecnie struktur wszechświata są także podstawowymi zagadnieniami kosmologii i sposób ich ujęcia albo decyduje o charakterze poszczególnych teorii kosmologicznych, albo jest następstwem przyjętych wcześniej założeń kosmologicznych. W praktyce

<sup>5</sup> M. J. Rees, *Physical and Observational Cosmology*, w: *Proceedings of a Symposium Organised by Institute of Mathematics and Its Applications, Southend-on-Sea 1976*, 49.

<sup>6</sup> *Cosmology and Magic*, „The Monist”, 47 (1962/63), 116.

<sup>7</sup> *Principles of Cosmology and Gravitation*, Cambridge 1976, 2.

<sup>8</sup> „Comm. on Aph. and Sp. Sc.”, 6 (1974), 29.

badawczej analizy dotyczące stanów blisko osobliwości początkowej określane są mianem analiz kosmologicznych, stąd też sztuczne podtrzymywanie wprowadzonych w przeszłości rozróżnień terminologicznych wydaje się pozbawione celu. Również sam fakt, że w pewnych wersjach teorii kosmologicznych (teoria stanu stałego, geometrodynamika) proces powstawania materii czy organizowania nowych układów obserwowanego wszechświata jest procesem dokonującym się ustawicznie, przemawia dodatkowo na niekorzyść rozróżniania między kosmologią a kosmogonią. We wspomnianych ujęciach powstawanie materii i nowych układów fizycznych traktowane jest jako proces przebiegający równoległe z całym zespołem zjawisk towarzyszących ewolucji kosmicznej.

Wprowadzone przez Bunge'a rozróżnienie między kosmologią przyrodniczą i filozoficzną, jest wyrazem tradycji, w której mianem kosmologii określano także filozoficzne analizy dotyczące problematyki hylemorfizmu, własności przestrzeni, czasu etc. Dyscyplinę filozoficzną badającą zagadnienia tego typu określa się jednak coraz powszechniej mianem filozofii przyrody i odejście od dwuznacznej terminologii wydaje się równie celowe, jak celowe było np. wprowadzenie w języku angielskim terminu „physical” na określenie zagadnień, które w przeszłości określano mianem „philosophical”.

Rozróżnienie między kosmologią naukową a kosmologią science fiction wydaje się pozbawione zarówno podstaw, jak i treści. Na podstawie jakich kryteriów można by bowiem po uznaniu tego rozróżnienia decydować, do której z tych dziedzin zaliczyć najbardziej spekulatywne, niekonwencjonalne rozwiązania kosmologiczne w rodzaju hipotezy tachyonów czy modelu Gödla. Poważne racje zdają się przemawiać za zaliczeniem tych ujęć do kosmologii naukowej. W konsekwencji więc w kosmologii science fiction pozostawałyby tylko ujęcia o charakterze popularyzatorskim lub literackim, które wykorzystując w pewien sposób twierdzenia nauki nie miałyby same charakteru naukowego.

Przy metodologicznych określeniach przedmiotu badań kosmologii obok równoważnych definicji określających tę dyscyplinę jako studium wszechświata w najszerszej skali, wszechświata jako całości lub studium podstawowych struktur i właściwości całego wszechświata<sup>9</sup>, godnym odnotowania jest występowanie całkowicie różnych konotacji równobrzmiących terminów. Występuje to najczęściej przy używaniu terminu wszechświat, który denotuje albo obserwowany układ galaktyk, albo zbiór obserwowalnych układów fizycznych, bądź też zbiór obiektów do których mogą być odnoszone prawa ziemskiej fizyki<sup>10</sup>, czy też zbiór wszystkich istniejących obiektów<sup>11</sup>. Wokół ostatniego z tych określeń prowadzone są

<sup>9</sup> Zob. M. K. Munitz, *On the Use of „Universe” in Cosmology*, „The Monist”, 48 (1962), 185. Por. P. G. Bergmann, *Cosmology As a Science*, w: *Philosophical Foundations of Science*, Dordrecht 1975, 186.

<sup>10</sup> M. K. Munitz, *Space, Time and Creation*, 64.

<sup>11</sup> O różnych definicjach terminu „wszechświat” w kosmologii zob. M. Heller, „Rocz. Fil.”, 16 (1968), 45.



szerokie dyskusje, w których wykazuje się trudności związane z używaniem niejasnego operacyjnie predykatu „istniejący”.

Zarzut nienaukowego charakteru kierowany jest w tym kontekście nie tylko odnośnie do poszczególnych definicji, lecz również, w skrajnych ujęciach, w odniesieniu do kosmologii jako całości. E. H. Hutten w *Methodological Remarks Concerning Cosmology* orzeka np.: „Jeśli kosmologia jest traktowana jako teoria jedyne go wszechświata, to nie może być ona uważana za naukę empiryczną”.<sup>12</sup> Opinia ta nie jest bynajmniej odosobniona, gdyż wielu autorów uwzględniając jedyność przedmiotu badań kosmologii oraz zasadniczą niepowtarzalność procesów ewolucji kosmicznej albo — wzorem Huttena — kwestionuje empiryczny charakter tej dyscypliny, albo rozwija analogie między studium historycznym i studium kosmologicznym<sup>13</sup>. Fakt niepowtarzalności (przynajmniej w niektórych modelach) takich zdarzeń jak przejście koprakcji do ekspansji, czy z ery hadronowej do leptonowej prowadzi do opinii, że jeśli nawet traktowałoby się kosmologię jako naukę przyrodniczą, to za podstawowe twierdzenia w jej płaszczyźnie należałoby uznać nie tylko prawa przyrody, lecz także generalizacje historyczne.

Uwzględniając zastrzeżenia odnośnie do empirycznego charakteru kosmologii, zauważyć trzeba, iż opis pojedynczych stanów i niepowtarzalnych zdarzeń nie zawsze musi być sprzeczny z zasadami metodologii przyrodniczej. Wprowadzając dysjunkcję naukowość/niepowtarzalność nie uwzględnia się faktycznego stanu wielu dyscyplin przyrodniczych. Paleontologiczna charakterystyka warunków, jakie panowały w okresie prekambriu dotyczy również procesów, które występowały jedynie w przejściowym stadium ewolucji Ziemi. Hipotezy astronomiczne wyjaśniające powstanie Księżyca dotyczą pojedynczego faktu, zrelatywizowanego czasoprzestrzennie. Studium niepowtarzalnych zdarzeń w perspektywach poznawczych kosmologii nie jest więc czynnikiem, który odróżniałby tę dyscyplinę od wszystkich innych dyscyplin przyrodniczych. Za elementy różnicujące można natomiast uważać fakt niemożności potwierdzenia interpretacji kosmologicznych przez odwołanie się do danych obserwacyjnych dotyczących innych układów podobnego typu.

Paleontolog może badać procesy podobne do tych, które wystąpiły na Ziemi w okresie kambryjskim, poprzez obserwacje procesów ewolucyjnych na innych planetach. Astronom może potwierdzać lub falsyfikować odpowiednie hipotezy o początku Księżyca odwołując się do danych o genezie innych satelitów. Kosmolog pozbawiony jest tej możliwości, bo badany przez niego wszechświat jest tylko jeden. Istotne różnice dotyczą jednak testowania (P) i uzasadniania (U) odnośnych teorii, a nie samego charakteru zdań (Z) występujących w tych teoriach. Dlatego też usuwając na drugi plan zagadnienie stosunku praw przyrody do generalizacji histo-

<sup>12</sup> „The Monist”, 47 (1962/63), 110.

<sup>13</sup> Zob. Bergmann, art. cyt., „Because of the uniqueness of the universe, cosmology has some of the aspects of historical research; in other respects it resembles the earth and space sciences”, s. 187.

rycznych w kosmologii<sup>14</sup>, należy pierwszorzędnie skoncentrować uwagę na trudnościach obserwacyjnych będących następstwem zjawisk specyficznych dla tej dyscypliny.

## 2. Horyzonty w kosmologii

Charakterystyczne dla kosmologii trudności obserwacyjne są następstwem m. in. występowania we wszechświecie różnego typu horyzontów. Sam termin horyzont bywa w analizach kosmologicznych zastępowany nierzadko odmiennymi opisowymi wyrażeniami. Z kolei w ujęciu poszczególnych autorów konotacje terminu „horyzont” bywają często całkowicie różne. Szeroka dyskusja, jaka rozwinęła się wokół teorii stanu stałego między G. Whitrowem a T. Goldem, H. Bondim i F. A. Piranim była wynikiem tego, iż Whitrow używał terminu „horyzont świata” na oznaczenie horyzontu cząstek, podczas gdy jego oponenti kontrargumentowali nazywając horyzontem świata horyzont zdarzeń<sup>15</sup>. W takim kontekście celowe jest wprowadzenie podstawowych rozróżnień w celu uniknięcia nieporozumień terminologicznych.

Mimo relatywnie szerokiej literatury poświęconej problematyce horyzontów, we współczesnej kosmologii nadal utrzymują się rozbieżności terminologiczne. Obok przyjmowanego powszechnie rozróżnienia między horyzontem cząstek i horyzontem zdarzeń podtrzymuje się jeszcze występujące w pracach A. Eddingtona czy E. Milne'a terminy „horyzont masy”, „horyzont czasu”, „horyzont obiektu”<sup>16</sup>. Nie należą także do rzadkości przypadki posługiwania się tylko terminem „horyzont” pozbawionym bliższej precyzacji. W wyniku tego określenie typu omawianego horyzontu możliwe jest dopiero po zapoznaniu się z kontekstem pracy. Tak np. w monografiach J. B. Zeldowicza i I. D. Nowikowa<sup>17</sup> oraz M. P. Ryana i L. C. Shepleya<sup>18</sup> termin „horyzont” denotuje horyzont cząstek. W ujęciu B. Cartera natomiast pojęcie horyzontu cząstek jest pomijane jako niemożliwe do zdefiniowania w przypadku ogólnym na bazie przyjętych ustaleń terminologicznych<sup>19</sup>. W ostatnim opracowaniu uwaga skoncentrowana jest pierwszorzędnie na horyzoncie zdarzeń i horyzoncie Cauchy'ego.

### a) Horyzont Milne'a

Podejmując próbę ukazania wewnętrznych sprzeczności niektórych modeli relatywistycznych E. A. Milne<sup>20</sup> wprowadził pojęcie horyzontu na oznaczenie górnej granicy odległości cząstek, które mogłyby być obserwo-

<sup>14</sup> Terminu „generalizacje historyczne” używam w takim samym znaczeniu jak J. Such. Zob. jego *O uniwersalności praw nauki*, Warszawa 1972, 135n.

<sup>15</sup> „Observatory”, 73 (1953), 205; 74 (1954), 37, 172.

<sup>16</sup> Tego ostatniego terminu używa M. Berry na oznaczenie horyzontu cząstek. *Principles...*, 110.

<sup>17</sup> *Strojenije i ewolucija Wsielennoj*, Moskwa 1966, 61—66.

<sup>18</sup> *Homogeneous Relativistic Cosmologies*, Princeton 1975.

<sup>19</sup> GRG, 1 (1971), 383.

<sup>20</sup> *Relativity, Gravitation, and World Structure*, Oxford 1935, 327.

wane przez obserwatora fundamentalnego  $O$  w określonej chwili  $t_h$ . W ujęciu tym promień tak pojętego horyzontu wynosi dla modelu Milne'a  $r_h = 0,5 ct_h$ .

Wystąpienie tego typu granicy obserwacji jest jednak następstwem wprowadzenia specyficznych współrzędnych, odmiennych od tych, jakie stosuje się powszechnie w teorii względności. Tego typu procedura i stosowanie optyki szczególnej teorii względności do modeli, w których uwzględnia się występowanie sił grawitacyjnych jest zarówno arbitralne, jak i sztuczne. Dlatego też uwzględniając fakt, iż w modelu skonstruowanym na gruncie kinematyki Milne'a nie istnieje podział cząstek na obserwowalne i nieobserwowalne podaje się w wątpliwość zasadność nazywania proponowanej granicy horyzontem<sup>21</sup>.

Krytyka terminologii Milne'a jest uzasadniana dodatkowo tym, iż w proponowanym przez autora *Kinematic Relativity* ujęciu nie występuje ani horyzont cząstek, ani horyzont zdarzeń. Ze względu jednak na arbitralny charakter propozycji terminologicznych oraz z tej racji, iż część autorów idąc za Milne'em stosuje pojęcie horyzontu do rozpatrywanych przez niego sytuacji, nie wydaje się celowe podejmowanie lingwistycznych sporów o wyrażenie, które stosunkowo rzadko pojawia się w kosmologii. Konieczne jest natomiast odróżnienie horyzontu w sensie Milne'owskim od typów horyzontów, które mają podstawowe znaczenie przy badaniu problemu obserwowalności w kosmologii. Stąd też uwzględniając fakt, iż w odnośnych analizach wielu autorów stosuje obszernie opisowe ujęcia, w celu zwiększenia ekonomii i precyzji opisu proponuję na oznaczenie tego typu horyzontu wyrażenie „horyzont Milne'a”. Wyrażenie to nie powiększa chaosu terminologicznego i jest rozumiane jednoznacznie z tej racji, że omawiany typ granicy obserwacyjnej analizowany był zawsze w kontekście kinematyki Milne'a.

O horyzoncie Milne'a rzekać można nie tylko w modelu Milne'a; istnieje on także w innych klasach modeli, również w tych, które podobnie, jak model Milne'a, nie posiadają horyzontu zdarzeń, ani horyzontu cząstek. W przypadku modelu teorii stanu stałego  $R_M = cT$ , w modelu Einsteina — de Sittera  $R_M = 0,4 cT$ . Z tej racji, że istnienie horyzontu Milne'a nie wyklucza możliwości aktualnej lub przyszłej obserwacji wszystkich cząstek we wszechświecie, występowanie horyzontu tego typu niewiele wnosi do specyfiki epistemologicznej kosmologii. Decydujące znaczenie dla empirycznego statusu tej dyscypliny ma występowanie horyzontu cząstek, horyzontu zdarzeń i horyzontu Cauchy'ego.

#### b) Horyzont cząstek

Rozpatrując stożek świetlny przeszłości obserwatora  $O$  w chwili  $t$  można wyróżnić dwie zasadnicze sytuacje:

1) Linie świata wszystkich cząstek przecięły stożek  $O$  w dowolnej chwili  $t_1 \leq t$ .

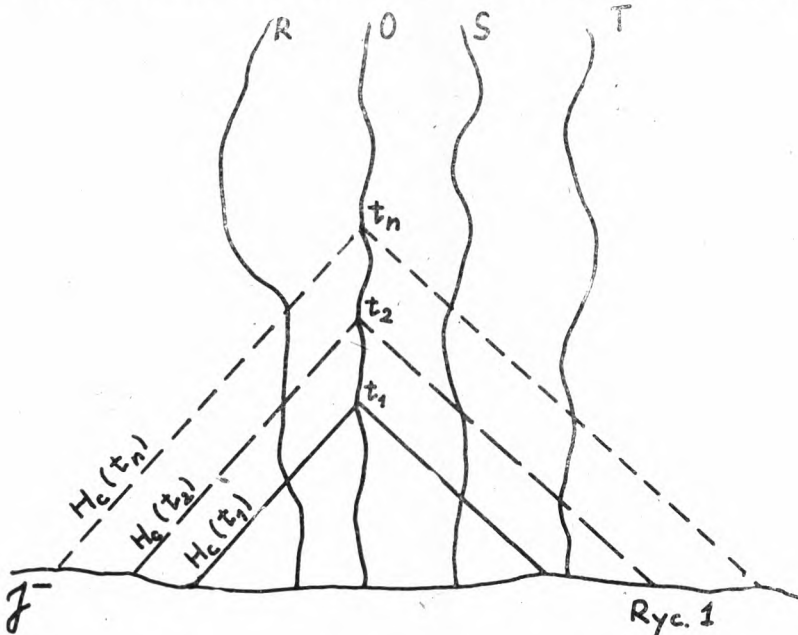
<sup>21</sup> MN RAS, 116 (1956), 662.

- 2) Istnieje niepusty zbiór cząstek  $M \setminus L_0$ , których linie świata nie przecięły stożka  $L_0$  obserwatora  $O$  do chwili  $t$ . Horyzontem cząstek —  $H_{cz}$  — nazywana jest w drugim ze wskazanych przypadków (hiper)powierzchnia, która dzieli zbiór wszystkich cząstek fundamentalnych na niepuste podzbiory:

- cząstek dostępnych do obserwacji przez  $O$  do chwili  $t_1 \leq t$
- cząstek, których obserwacja w stożku  $O$  była niemożliwa do chwili  $t_1 \leq t$

Odróżnienie  $H_{cz}$  od innych typów horyzontu staje się szczególnie przejrzyste, jeśli wprowadzi się techniki stosowane przy przekształceniach konforemnych<sup>22</sup>. W przekształceniach tych  $J^+$  oznacza zerową nieskończoność przyszłości,  $J^-$  zerową nieskończoność przeszłości,  $i^+$  — czasową nieskończoność przyszłości,  $i^-$  — czasową nieskończoność przeszłości oraz  $i^0$  — nieskończoność przestrzenną<sup>23</sup>.

Rozpatrując sytuację obserwatora fundamentalnego<sup>24</sup>  $O$  w modelu z przestrzenną nieskończonością przeszłości ( $J^- \in P$ , gdzie  $P$  zbiór geodetyk przestrzennopodobnych) wyróżnić można dwa podstawowe zbiory cząstek — wewnątrz i na zewnątrz stożka świetlnego  $O$ . Dlatego, iż  $J^- \in P$



<sup>22</sup> Szerzej o przekształceniach konforemnych zob. R. Penrose, *Conformal Treatment of Infinity*, w: *Relativity, Groups, and Topology*, ed. C. N. de Witt, B. de Witt, New York 1965, 565.

<sup>23</sup> Zob. S. Hawking, G. Ellis, *The Large — Scale Structure of Space — time*, Cambridge 1973, 123. Dalej oznaczana LS.

<sup>24</sup> Termin „obserwator fundamentalny” oznacza w całej rozprawie obserwatora znajdującego się na cząstce fundamentalnej. Bliższe eksplikacje tego terminu zob. H. Bondi, *Kosmologia*, Warszawa 1965, 84—86.



wszystkie linie świata obserwatorów fundamentalnych nie mogą przecinać  $J^-$  w tym samym punkcie. W chwili  $t$  linie świata cząstek R,S,T... znajdują się na zewnątrz stożka O.

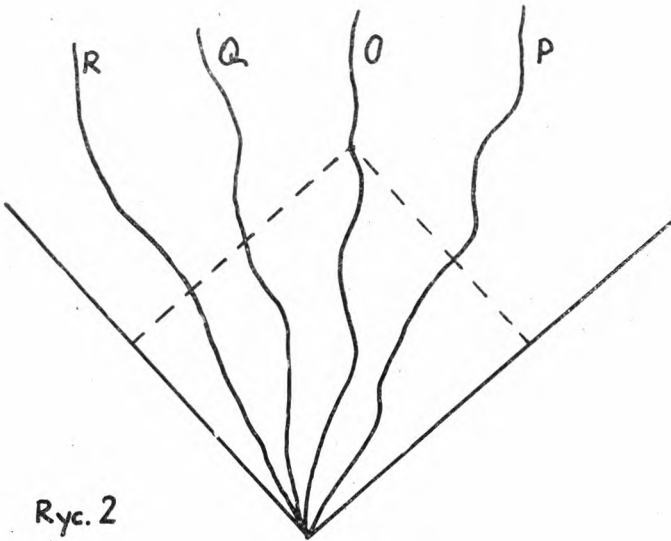
W późniejszym momencie  $t'$  niektóre z tych cząstek mogą stać się dostępne do obserwacji; niemożliwe jest jednak (ze względu na  $J-\epsilon P$ ), by linie świata wszystkich cząstek przecięły stożek O.

Sfera określająca granicę między zbiorem cząstek obserwowanych przez O w chwili  $t_k$  oraz zbiorem cząstek niemożliwych do obserwacji przez O w tej chwili stanowi horyzont cząstek. Obserwacja cząstek z tego rejonu jest niemożliwa w danym momencie  $t_k$ , gdyż posiadają one nieskończenie wielkie przesunięcia ku czerwieni. Jeśli rozważa się jedynie zbiór obserwatorów fundamentalnych, warunkiem koniecznym i wystarczającym istnienia  $H_{cz}$  jest przestrzennopodobny charakter nieskończoności przeszłości.

$$J-\epsilon P \rightarrow VH_{cz}$$

Odmierna sytuacja zachodzi wtedy, gdy nieskończoność w przeszłości jest typu zerowego. W przypadku takim linie świata wszystkich cząstek przechodzą przez punkt  $\tilde{v}$  hiperpowierzchni  $J^-$ . Wszystkie te linie będą przecinać stożek światny obserwatora O i tym samym nie wystąpi  $H_{cz}$ .

$J-\epsilon Z \rightarrow \sim VH_{cz}$  (gdzie Z oznacza zbiór geodetyk zerowych). Nieistnienie przestrzennej nieskończoności przeszłości czyni w tym przypadku niemożliwym wystąpienie  $H_{cz}$  dla obserwatorów poruszających się po geodetykach.



Ryc. 2

Technika przekształceń konforemnych prowadzi do przejrzystych rezultatów, lecz wymaga skomplikowanych obliczeń. Z tej racji dla prostych modeli klasy FRW określa się na innej drodze warunki konieczne

i wystarczające wystąpienia  $H_{cz}$ . Klasyycznym opracowaniem w tej dziedzinie przeglądowny artykuł W. Rindlera<sup>25</sup>, którego wyniki uogólnił później m. in. M. A. MacCalum<sup>26</sup>.

W modelach FRW mierzona w chwili  $t_1$  odległość własna  $l$  między obserwatorem  $O$  a cząstką podstawową o współrzędnej  $r_1$  określana jest wzorem  $l = R(t_1)$ . Niech  $T$  oznacza czas kosmiczny,  $r$  — współporuszającą się współrzędną radialną,  $f(r)$  — alternatywną współrzędną radialną

$$\text{określoną przez związek } f(r) = \int_0^r \frac{4 dr}{4 + kr^2}.$$

Wykorzystując związek  $\frac{cdT}{R(t)} = \pm \frac{4 dr}{4 + kr^2}$  i mnożąc stronami przez  $R(t)$  otrzymuje się równanie ruchu cząstki

$$l = R(T) \left[ f(t_1) - \int_{t_1}^{t^*} \frac{cdt}{R(t)} \right].$$

Z zależności tej wynika, iż warunkiem koniecznym i wystarczającym do wystąpienia  $H_{cz}$  jest zbieżność całki  $\int_0^{t^*} \frac{dt}{R(t)}$ <sup>27</sup>.

Analogicznie do przedstawionej poprzednio sytuacji zbiór wszystkich cząstek w chwili  $t_k$  podzielony jest na dwa podzbiory a równanie powierzchni dzielącej ma postać:

$$H_{cz} = \varphi(T) = \int_0^{t^*} \frac{cdt}{R(t)}$$

Powierzchnia ta określana jest mianem  $H_{cz}$  w chwili  $t$ .

$H_{cz}$  można pojmować dwojako: albo (jak we wskazanym przypadku) jako powierzchnię w 3-przestrzeni chwilowej obserwatora  $O$  w określonym momencie  $t$ , albo jako hiperpowierzchnię  $H_{cz} = \varphi(T)$  w określonej czasoprzestrzeni. Zróżnicowaniu temu odpowiada przyjmowane rozróżnienie terminologiczne między przestrzennym  $H_{cz}$  i czasoprzestrzennym  $H_{cz}$ . Czasoprzestrzenny  $H_{cz}$  określany jest równaniem

$$l = R(T) \int_0^T \frac{cdT}{R(T)}. \text{ Horyzont ten stanowi granicę stożka świetlnego}$$

kreacji obserwatora fundamentalnego  $O$ . Z upływem czasu  $T$  rośnie

<sup>25</sup> MN RAS, 116 (1956), 662; zob. też *Essential Relativity. Special, General, and Cosmological*, New York 1977, 212—223.

<sup>26</sup> „Nature. Phys. Sc.”, 230 (1971), 112.

<sup>27</sup> W przypadku wszechświata, w którym zamiast ekspansji zachodzi kontrakcja warunkiem koniecznym i wystarczającym jest zbieżność całki  $\int_{-\infty}^{t^*} \frac{dt}{R(t)}$

funkcja  $\varphi(T)$  i coraz więcej cząstek pojawia się w polu obserwacji obserwatora O. Jeśli jednak  $\varphi(T)$  nie dąży do nieskończoności, lecz do skoń-

czony granicy, wtedy cząstki z rejonów  $f(r) > \int_0^{\infty} \frac{cdT}{R(T)}$  oddzielone są od obserwatora O nie tylko horyzontem cząstek, lecz także horyzontem zdarzeń —  $H_z$ .

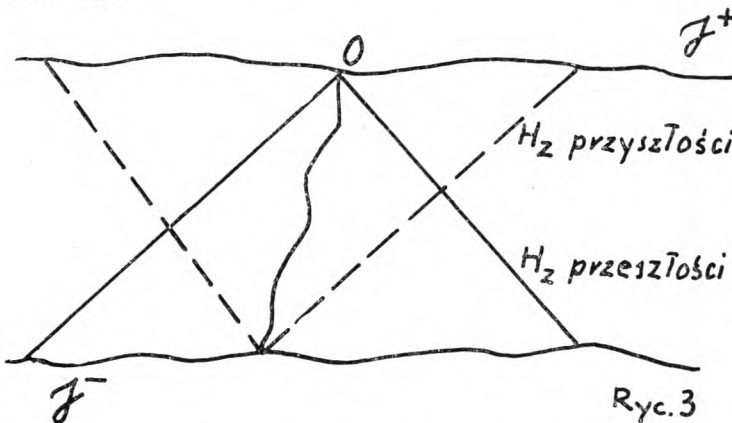
c) Horyzont zdarzeń

Przez  $H_z$  obserwatora O rozumie się (hiper)powierzchnię, która zbiór wszystkich zdarzeń czasoprzestrzeni M dzieli na dwa niepuste podzbiory:

- 1) zdarzeń, które były, są lub będą obserwowane przez obserwatora O
- 2) zdarzeń, których O nie będzie nigdy w stanie obserwować.

Analogicznie do rozróżnień wprowadzonych przy  $H_{cz}$  można również  $H_z$  traktować albo jako powierzchnię, albo jako hiperpowierzchnię, orzekając konsekwentnie o czasoprzestrzennym lub przestrzennym  $H_z$ .

Zależnie od tego czy  $H_z$  określa granicę obserwacji linii świata skierowanych w przeszłość, czy też w przyszłość wyróżnia się odpowiednio  $H_z$  przyszłości  $j(J^+)$  i  $H_z$  przeszłości  $j(J^-)$ . Warunkiem istnienia  $H_z$  przyszłości jest przestrzennopodobny charakter przyszłej nieskończoności  $J^+$ , zaś warunkiem istnienia  $H_z$  przeszłości jest przestrzennopodobny charakter przeszłej nieskończoności  $J^-$ . Jeśli nieskończoność przeszłości ma charakter zerowy, nie istnieje wtedy przyszły  $H_z$  dla obserwatora fundamentalnego.



Badając kończącą się w punkcie O przestrzennej  $J^+$  linię świata obserwatora fundamentalnego trzeba zauważyć, iż stożek świetlny przeszłości O określa granicę między zdarzeniami obserwowalnymi z O i zdarzeniami, których obserwator fundamentalny znajdujący się w O nigdy nie będzie w stanie obserwować.

$$J^+ \in P \rightarrow V H_z$$

Możliwość wystąpienia  $H_z$  zmienia w sposób istotny status obserwacyjny zdarzeń leżących w  $L_o$ , ponieważ obserwator  $O$  potrzebowałby nieskończenie długiego czasu, aby zaobserwować zdarzenia, które w fizycznej charakterystyce przeprowadzanej w innych układach mają całkowicie naturalny przebieg. W interpretacji fizycznej obserwowane przez  $O$  światło z obiektów bliskich  $H_z$  ulega tak wielkiemu przesunięciu ku czerwieni, iż dla pewnej klasy obiektów staje się ono praktycznie nieobserwowalne.

Podobnie jak przyszły  $H_z$  określa granicę zdarzeń, które nigdy nie będą widoczne przez określonego obserwatora  $O$ , tak przeszły  $H_z$  określa granicę zdarzeń na które obserwator  $O$  nie będzie mógł nigdy oddziaływać. Ze zrozumiałych powodów  $H_z$  przyszłości ma znacznie większe znaczenie w kosmologii i dlatego też wielu autorów<sup>23</sup> rozwijając analizy dotyczące tego typu horyzontu nazywa go skrótowo horyzontem zdarzeń. W ujęciach bardziej precyzyjnych rozróżnia się natomiast jeszcze między kauzalnym a czasowym  $H_z$  przyszłości i przeszłości<sup>24</sup>. Odnośne precyzacje pomijane są w niniejszym opracowaniu, gdyż rozróżnienie to wymaga obszernych wprowadzeń terminologicznych a jest mało istotne dla zagadnienia statusu obserwacyjnego poszczególnych rejonów wszechświata.

Od sytuacji obserwatora poruszającego się po linii geodezyjnej we wszechświecie z przestrzennopodobną  $J^+$  zasadniczo różny jest status obserwatora we wszechświecie, gdzie nieskończoność przyszłości ma charakter zerowy, np. we wszechświecie Minkowskiego. W przypadku takim wszystkie linie świata obserwatorów fundamentalnych przejdą przez punkt  $i^o$  hiperpowierzchni  $J^+$  i nie wystąpi  $H_z$ .  $J^+ \in Z \rightarrow \sim V H_z$ . W modelu tym, mimo istnienia zerowej nieskończoności w przyszłości, może jednak istnieć  $H_z$ , jeśli obserwator  $O_p$  porusza się z przyspieszeniem. W przypadku takim może on osiągać hiperpowierzchnię  $J^+$  w punkcie  $i_1 \neq i_o$ , a zdarzenia obszaru  $L_o \setminus L_p$  oddzielone są od niego  $H_z$  przyszłości  $j(J^+)$ .

W przypadku modeli FRW, które w tradycyjnej kosmologii uważane były za wystarczająco adekwatny opis rzeczywistości, warunkiem koniecznym i wystarczającym istnienia  $H_z$  jest zbieżność całki

$$\int \frac{dt}{R(t)}$$

do skończonej granicy. Gdy zbieżność taka zachodzi można określić

$$\text{(hiper)powierzchnię } H_z = \int_{t_0}^{\infty} \frac{cdt}{R(t)}.$$

<sup>23</sup> Por. definicje R. Penrose'a w *Relativity, Groups and Topology*: Horizon is „the boundary of the set of worldlines of particles visible to a given observer at a given time” oraz w *Battelle Rencontres*: „Horizon is (...) the boundary of the chronological futures of all points on a given timelike curve”.

<sup>24</sup> Carter, art. cyt., 382.



W szczegółowych analizach  $H_z$  przyszłości wypracowanych w fizyce czarnych dziur definiuje się równoważnie  $H_z$  jako granicę obszaru, z którego cząstki mogą uciekać do nieskończoności<sup>30</sup> lub jako czasową granicę generowaną przez części geodetyk świetlnych, które mogą posiadać punkty końcowe od strony przeszłości, ale nie od strony przyszłości<sup>31</sup>.

W fizyce czarnych dziur wyróżnia się także dodatkowo obok  $H_z$  zewnętrzny i wewnętrzny horyzont pozorny —  $H_p$ . Terminem tym określa się najmniejszą powierzchnię ograniczającą obszar, w którym na powierzchni ustalonego czasu  $S(t)$  występują powierzchnie pułapkowe. W przypadku rozwiązań stacjonarnych  $H_z$  i  $H_p$  pokrywają się, nie zachodzi to jednak w przypadku ogólnym i np. jeśli procesowi kolapsu gwiazdy towarzyszy proces kolapsu otaczającej gwiazdę materii, w obrębie  $H_z$  pojawiają się w pewnym etapie rozwoju dwa pozorne horyzonty o własnościach różnych od własności  $H_z$ . Warunkiem koniecznym zaistnienia  $H_p$  jest istnienie  $H_z$ , nie zachodzi jednak wynikanie odwrotne.

#### d) Horyzont Cauchy'ego

Obok przedstawionych wyżej typów horyzontów podstawowe znaczenie dla problematyki ekstrapolacji w kosmologii ma pojęcie horyzontu Cauchy'ego —  $H_c$ . Dla wprowadzenia definicji tego typu horyzontu konieczne są pewne wcześniejsze ustalenia terminologiczne. I tak przez  $I^+(S)$  oraz  $I^-(S)$  — odpowiednio przyszłość i przeszłość chronologiczną zbioru  $S$  — rozumieć się będzie zbiór wszystkich punktów, jakie mogą być osiągnięte przez wyprowadzone z  $S$  i ukierunkowane w przyszłość (resp. przeszłość) krzywe czasowe. Przez  $J^+(S)$  i  $J^-(S)$  oznacza się kauzalną przyszłość i przeszłość, tzn. zbiór wszystkich punktów, które mogą być osiągnięte przez wychodzące z  $S$  i ukierunkowane w przyszłość (resp. przeszłość) krzywe nieprzestrzennopodobne.

Rozpatrując zbiór zdarzeń w rozmaitości  $M$ , na którą można oddziaływać kauzalnie z aczasowego zbioru<sup>32</sup>  $SCM$ , definiuje się rozwinięcie Cauchy'ego zwane także dziedziną zależności zbioru  $S$ . Przez przyszłe rozwinięcie Cauchy'ego zbioru  $S$ , oznaczane  $D^+(S)$ , rozumie się zbiór punktów  $p \in M$ , takich, że każda skierowana w przeszłość i pozbawiona punktów końcowych od strony przeszłości krzywa nieprzestrzennopodobna wychodząca z  $p$  przecina zbiór aczasowy  $S$ .

Analogicznie wprowadza się pojęcie przeszłego rozwinięcia Cauchy'ego (przeszłej dziedziny zależności) zbioru  $S$ ,  $D^-(S)$ . Przez przeszłe rozwinięcie Cauchy'ego zbioru  $S$ ,  $D^-(S)$ , rozumiany jest zbiór punktów  $p \in M$ , takich, że każda skierowana w przyszłość i pozbawiona punktów końcowych od strony przyszłości krzywa nieprzestrzennopodobna wychodząca z  $p$  przecina zbiór  $S$ .

<sup>30</sup> LS, 312.

<sup>31</sup> S. Hawking, „Comm. Math. Phys.”, 25 (1972), 152.

<sup>32</sup> Termin „zbiór aczasowy” denotuje zbiór, w którym niemożliwe jest połączenie dwóch punktów przy pomocy krzywej czasowej.  $S_{acz} = I^+(S) \cap S = \emptyset$ .

Wykorzystując powyższe sformułowania definiuje się całkowite rozwinięcie Cauchy'ego zbioru  $S$  jako sumę rozwinięcia przeszłego i przyszłego

$$D(S) = D^+(S) \cup D^-(S)$$

Sporadycznie można spotkać w literaturze pewne rozbieżności terminologiczne dotyczące tych kwestii, gdyż powyższe definicje przyjęte za S. W. Hawkingiem i G. F. R. Ellisem<sup>33</sup> różnią się nieco od sformułowań wprowadzonych początkowo przez R. Penrose'a<sup>31</sup> i R. P. Gerocha<sup>32</sup>. Różnica przejawia się w tym, iż przy definiowaniu  $D^+(S)$  i  $D^-(S)$  Geroch i Penrose mówią o krzywych czasowych tam, gdzie Hawking i Ellis odwołują się do krzywych nieprzestrzennopodobnych. Nie prowadzi to jednak do nieporozumień, jeśli uwzględnia się prostą zależność między paralelnymi definicjami:

$$D_{\text{Hawk.}}(S) = \overline{D}_{\text{Ger.}}(S)$$

W przypadku gdy cały zbiór przyszłych i przeszłych zdarzeń w  $M$  można połączyć przy pomocy krzywych nieprzestrzennopodobnych z  $S$  zachodzi równość  $D(S) = M$ . Zbiór  $S$  określany jest wtedy mianem powierzchni Cauchy'ego. Powierzchnia taka nie występuje jednak w każdym modelu, gdyż w wielu przypadkach zamiast niej pojawia się horyzont Cauchy'ego — aczasowy zbiór określający granicę rozwinięcia  $D(S)$ .

$$\begin{aligned} H_c(S) &= H_c^+(S) \cup H_c^-(S) \\ \text{gdzie } H_c^+(S) &= D^+(S) - I^-[D^+(S)] \\ \text{zaś } H_c^-(S) &= D^-(S) - I^+[D^-(S)] \end{aligned}$$

Ten typ horyzontu pojawia się w rozwiązaniu Reissnera-Nordströma, w modelu Gödla, Taub-NUT, w przestrzeniach anti-de Sitterowskich, w modelach Weyla czy Kerra.

Odpowiednio do tego, czy przy określaniu rozwinięcia Cauchy'ego uwzględnia się krzywe nieprzestrzennopodobne, czy też jedynie krzywe czasowe, można rozróżnić między kauzalnym i czasowym  $H_c$  (przyszłości lub przeszłości). Zależnie od stopnia wyrafinowania warunków w danym modelu, poszczególne typy horyzontów nie muszą implikować się wzajemnie i dlatego nie można np. określić generalnej zależności między nimi. Możliwe jest jedynie uzasadnienie słabszych twierdzeń spełnianych dla określonych modeli.

\* \* \*

Występowanie horyzontów w kosmologii ukazuje istotny hiatus między klasycznymi założeniami epistemologicznymi tej dyscypliny i jej faktycznymi możliwościami. W założeniach epistemologicznych bowiem

<sup>33</sup> LS, 201.

<sup>34</sup> *General Relativity Energy Flux and Elementary Optics*, w: *Perspectives in Geometry and Relativity*, ed. B. Hoffmann. Bloomington 1966, 259.

<sup>35</sup> *Domain of Dependence*, „Ann. of Math. Phys.”, 11 (1970), 437.

kosmologia stanowi teorię wszechświata jako całości, przedmiotem jej badań jest globalna struktura wszechświata. W praktyce natomiast przedmiotem badań eksperymentalnych są lokalne rejony czasoprzestrzeni. Ekstrapolacja, w której obserwowanym lokalnie prawidłowościom nadaje się charakter globalny jest rozwiązaniem najprostszym stosowanym od kilkudziesięciu lat przy założeniu obowiązywalności zasady kosmologicznej. W drugiej części niniejszego artykułu wskazane zostaną jednak konkretne próby budowania kosmologii bez tradycyjnej zasady kosmologicznej. W ujęciach takich lokalne własności czasoprzestrzeni upoważniają jedynie do wypowiedzi o wielkoskalowych (*large-scale, krupnomassztabnoje*), a nie globalnych własnościach.

Dostępne aktualnie wyniki obserwacji upoważniają do twierdzeń o istnieniu wielkoskalowej jednorodności i izotropowości<sup>35</sup> we wszechświecie, którego stadiom rozwojowym odpowiada przesunięcie ku czerwieni  $z < 7$ . Twierdzenia o globalnych symetriach wszechświata nie są dowiedzionymi wnioskami, lecz mocnymi założeniami, gdyż mogą zachodzić trzy typy sytuacji, w których istnienie lokalnych symetrii nie implikuje symetrii globalnych. Ma to miejsce, gdy:

- czasoprzestrzeń  $M$  jest wielospójna
- pewne lokalne rejony  $U_1, U_2 \dots U_k \subset M$  są symetryczne, lecz inne rejony  $U_{k+1}, \dots U_n$  nie posiadają lokalnych symetrii
- zachodzą przypadki mieszane.

O ile w dawnych rozróżnieniach metodologicznych orzekano na poziomie badań kosmologii o megakosmicznych strukturach wszechświata, to obecnie na tym samym poziomie wyróżnia się dwa podtypy — struktury wielkoskalowe i globalne<sup>37</sup>. Założenie, że te podtypy się pokrywają, jest już wyrazem *sui generis* optymizmu epistemologicznego. Realna możliwość występowania różnych typów horyzontów upoważnia do kwestionowania tego optymizmu. Możliwość ta prowadzi do spekulatywnych i poznawczo pesymistycznych ujęć, w których wszechświat jest traktowany jako analogat czarnej dziury<sup>38</sup>, zaś oddzielony absolutnym horyzontem<sup>39</sup> obserwator nie może w sposób semantycznie sensowny ekstrapolować obserwowanych lokalnie praw na rejony poza horyzontem. W sytuacji takiej zasady metodologii nauk przyrodniczych mogłyby być respektowane tylko w kosmologii wewnątrzhoryzontalnej, natomiast o istnieniu układów zewnętrznych, poza horyzontem można by jedynie snuć przypuszczenia, obserwując oddziaływania materii z tamtych rejonów na słońce świetlnej przeszłości. Wyjątkowy charakter epistemologiczny powyższych sugestii przejawia się w tym, iż wychodząc z przesłanek fizykalnych ukazują one realną możliwość istnienia układów, które nigdy nie będą dostępne do obserwacji empirycznej.

<sup>35</sup> Zob. *Strojenije i ewolucija Wszielnoej*, rozdz. 3.

<sup>37</sup> Szerzej zob. R. Geroch, *General Relativity in the Large*, GRG, 1 (1971), 67; M. Heller, *Local — Large Scale — Global*, „Acta Cosm.”, 7 (1978), 83.

<sup>38</sup> Zob. np. „Nature”, 232 (1971), 440; 240 (1972), 289.

<sup>39</sup> Wyjaśnienie terminu „absolutny horyzont” zob. s. 97 niniejszego artykułu.

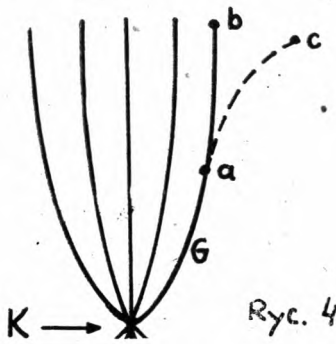
### 3. Ograniczenia obserwacyjne w kosmologii

#### a) Status obserwacyjny różnych rejonów wszechświata

Możliwość istnienia horyzontów na poziomie megaświata uniemożliwia przeniesienie do kosmologii tych zasad metodologicznych fizyki makroświata, w których postulaty obserwowalności empirycznej oraz zasadniczej obserwowalności przedstawione są jako podstawowe kryteria interpretacji przyrodniczej<sup>40</sup>. Perspektywy poznawcze kosmologii stanowią dziedzinę, w której w sposób najbardziej wyrazisty przejawia się niekrytyczny charakter indukcjonistycznej tezy postulującej konstruowanie teorii przyrodniczych przez indukcyjne uogólnienia wyników uzyskanych na drodze doświadczenia.

W różnych modelach kosmologicznych status i możliwości obserwacji są istotnie zróżnicowane. W modelu teorii kinematycznej jedynym istniejącym horyzontem jest horyzont Milne'a. Wszystkie cząstki fundamentalne są w nim zasadniczo dostępne do obserwacji, lecz wielkość promienia pola obserwacji określonego obserwatora jest funkcją czasu. Analogiczna sytuacja występuje w modelach, które posiadają jedynie horyzont cząstek. Mimo iż w danym momencie tylko część zdarzeń znajduje się w polu obserwacji obserwatora podstawowego O, każde ze zdarzeń niedostępne do obserwacji w momencie  $T_m$  może znaleźć się w polu obserwacji w chwili  $T_n$ , jeśli tylko różnica  $n - m$  jest wystarczająco wielka.

W modelach kosmologicznych z  $H_z$  obserwator podstawowy nie może zdobyć informacji o zdarzeniach znajdujących się poza horyzontem. Przypuszczenia o ewentualnym uzyskaniu takich informacji w przyszłości należy również wykluczyć, ponieważ geodetyka zerowa będąca generatorem  $j^- (J^+)$  nie może nigdy wyjść z  $j^- (J^+)$ . Zanegowanie tego twierdzenia i dopuszczenie możliwości obserwacji z  $J^+$  zdarzeń oddzielonych horyzontem prowadzi do wewnętrznej sprzeczności.



Ryc. 4

Rozpatrując przeszłość generatora G wchodzącego w  $j^- (J^+)$  w kaustyce K założmy per impossibile, że mógłby on opuścić  $j^- (J^+)$  w punkcie a  $\in j^- (J^+)$  i przejść przez punkt c  $\in j^- (J^+)$ . W sytuacji takiej musiałaby istnieć geodetyka zerowa z a do b należąca do  $j^- (J^+)$ . Z tej racji, że zarówno a  $\in j^- (J^+)$ , jak i b  $\in j^- (J^+)$ , zgodnie z lematem dowodzonym przy analizie topologicznych właściwości horyzontów<sup>41</sup>, a nie należy do przeszłości zdarze-

<sup>40</sup> Por. W. W. Bażan, P. S. Dyszlewij, W. S. Lukjaniec, *Dialekticzeskij materializm, i problema realnosti w sowriemiennoj fizikie*, Kijew 1974, 145—150; P. S. Dyszlewij, W. M. Swiridienko, *O principie nabludajemosti i koncepcji dopotnielnosti*, w: *Mietodologiczieskije problemy teorii izmierienii*, Kijew 1966, 27.

<sup>41</sup> Zob. np. Ch. W. Misner, K. Thorne, J. A. Wheeler, *Gravitation*, San Francisco 1973, § 34.4.



nia b. W wyniku tego geodetyka zerowa rozciągająca się od a do b oraz geodetyka zerowa między kaustyką K i punktem a posiadają wektory styczne pokrywające się w punkcie a. W konsekwencji krzywa (a, b) musi być traktowana jako przedłużenie krzywej (K, a), co równoznaczne jest stwierdzeniu, iż generator  $\mathcal{G}$  nie wychodzi z  $J^- (J^+)$ . Odrzucenie wyprowadzonego wniosku byłoby możliwe tylko wtedy, gdyby zakwestionowało się dowiedzione wcześniej lematy dotyczące właściwości horyzontów; prowadziłoby to z kolei do naruszenia postulatu wewnętrznej niesprzeczności.

W przypadku modelu wszechświata, w którym istnieje  $H_z$ , lecz nie istnieje  $H_{cz}$ , istnieją jeszcze pewne szanse zdobycia informacji o obiektach znajdujących się na zewnątrz  $H_z$ . Obserwator O może mianowicie opuścić swoją cząstkę próbną i po spełnieniu odpowiednich warunków, podróżując z przyspieszeniem, może uzyskać dane empiryczne o pewnych uprzednio nieobserwowalnych zdarzeniach. W nowym położeniu nie będzie on mógł jednak obserwować tych zdarzeń, które uprzednio znajdowały się w polu jego obserwacji.

Możliwość taka nie zachodzi w przypadku, gdy model posiada zarówno  $H_z$ , jak i  $H_{cz}$ . Orzeka się wtedy o istnieniu **a b s o l u t n e g o** horyzontu i niezależnie od pozycji czy przyspieszenia obserwatora O pewne klasy zdarzeń będą na zawsze niedostępne dla jego obserwacji.

W przypadku obserwatora znajdującego się w modelu bez powierzchni Cauchy'ego nawet najdokładniejsze dane empiryczne dotyczące układów blisko O nie wystarczają do określenia stanu układów znajdujących się poza  $H_c$ . Rozpatrując przykładowo sytuację obserwatora O znajdującego się na powierzchni S w modelu Reissnera-Nordströma z  $m^2 > e^2$  trzeba dostrzec, iż krzywe nieprzestrzennopodobne poprowadzone z punktów p, q, r... położonych na zewnątrz  $H_c$  nigdy nie przetną S, lecz osiągną osobliwość. W sytuacji takiej  $H_c(S) = H^+_c(S) \cup H^-_c(S)$  określa granicę rejonu, w którym możliwe jest testowanie empiryczne rozwiązań. Na rzecz tezy o istnieniu  $H_c$  w rzeczywistym wszechświecie można przytaczać argumenty nie posiadające charakteru definitywnego; niemożliwe jest natomiast wypracowanie racjonalnego argumentu za istnieniem powierzchni Cauchy'ego<sup>42</sup>. Przebiegające analogicznie w fazach początkowych (blisko S) procesy mogą prowadzić do całkowicie różnych następstw. Początkowe fazy ewolucji w rozwiązaniach Schwarzschilda i Reissnera-Nordströma przebiegają podobnie, a mimo to w pierwszym z tych przypadków występuje powierzchnia Cauchy'ego, natomiast nie występuje w drugim. Stąd też optymistycznie nastawiony obserwator we wszechświecie Reissnera-Nordströma na podstawie danych obserwacyjnych z wczesnych stadiów ewolucji mógłby łatwo przypuszczać, iż znajduje się we wszechświecie bez  $H_c$ .

Teoretycznie możliwe jest wykazanie, że dany model nie posiada powierzchni Cauchy'ego. Warunkiem wystarczającym byłoby np. wykazanie,

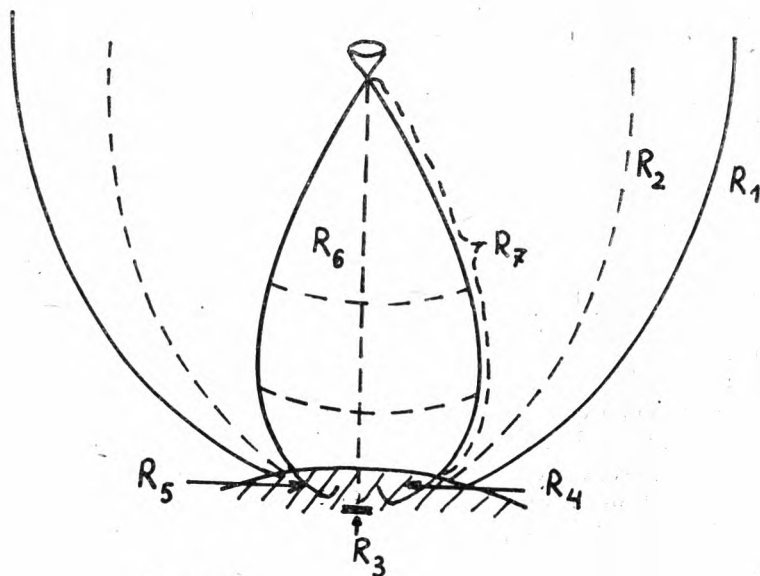
<sup>42</sup> Por. LS, 206.

iz istnieją w nim czarne dziury lub opisywane przez M. J. Reesa i D. W. Sciamę zjawiska wskazujące na wielospójność czasoprzestrzeni<sup>43</sup>. Swoista złośliwość natury przejawia się natomiast w tym, iż nie istnieją podobne możliwości wykazania, iż model nie posiada  $H_c$ .

Uznane istnienie osobliwości początkowej  $S$  inicjującej obecne stadium rozwoju wszechświata oraz istnienia stanu rekombinacji i ery radiacyjnej blisko osobliwości pozwala, po uwzględnieniu przedstawionych wyżej wniosków o horyzontach, wyróżnić we wszechświecie 7 rejonów o zasadniczo odmiennym statusie obserwacyjnym<sup>44</sup>.

W rejonie  $R_1$  znajdują się obiekty położone na zewnątrz  $H_z$  — nie będą one nigdy przedmiotem obserwacji obserwatora  $O$ . By możliwe było w teoriach kosmologicznych fizykalne ujęcie tych obiektów, konieczne jest wprowadzenie dodatkowych założeń ekstrapolacyjnych. Podstawową zasadą wśród tych założeń jest tzw. zasada ciągłości<sup>45</sup>.

Rejon  $R_2$  zawiera obiekty, które nie mogą być aktualnie obserwowane przez  $O$ , lecz będą w przyszłości dostępne do obserwacji. Niemożliwe jest obecnie określenie ich rozkładu, jasności czy innych parametrów fizycznych. Możliwe jest natomiast rozwijanie uzasadnionych hipotez o ich istnieniu, gdyż obiekty te oddziaływałyby na materię dostępną do obserwacji.



Ryc. 5

<sup>43</sup> „Nature”, 217 (1968), 511.

<sup>44</sup> Proponowany schemat stanowi raczej formalną niż merytoryczną modyfikację schematów przedłożonych przez G. F. R. Ellisa i M. Hellera. Zob. np. „Quart. J. Roy. Astr. Soc.”, 16 (1975), 245; „Acta Cosm.”, 7 (1978), 83.

<sup>45</sup> Omówienie zasady ciągłości oraz innych założeń ekstrapolacyjnych w kosmologii zob. M. Heller, „Zagadnienia Filozoficzne w Nauce”, 1 (1979), 29.

W rejonie  $R_3$  znajduje się osobliwość  $S$  stanowiąca według współczesnych ujęć zarówno granicę teorii fizykalnych, jak i miejsce załamania się wszystkich znanych obecnie praw przyrody. Istnieją jedynie przypuszczenia, iż z rozwojem analiz teoretycznych na gruncie kosmologii kwantowej możliwe będzie bliższe określenie natury osobliwości. Przypuszczenia te i aktualne próby pozytywnej charakterystyki rejonu  $R_3$  nie wychodzą poza początkowe stadium skrajnie spekulatywnych propozycji. Osobliwość początkowa stanowi obecnie rejon, w którym zawiodą nawet najbardziej podstawowe zasady ekstrapolacji.

Rejon  $R_4$  odpowiada erze radiacyjnej  $E$ ; w okresie tym wszechświat wypełniony był gorącym zjonizowanym gazem, który stanowiąc przeszkodę rozpraszającą fale elektromagnetyczne, uniemożliwia przez to obserwację rejonów bliskich osobliwości. Przesunięcie ku czerwieni odpowiadające tej epoce w minimalistycznych ocenach szacowane jest na  $\sim 7$ , w maksymalistycznych na  $\sim 1000$ . Z rejonem tym koresponduje obszar  $R_5$  stanowiący część stożka świetlnego przeszłości odpowiadającego zdarzeniom sprzed rekombinacji. Skutkiem absorpcyjnych i rozpraszających własności początkowej plazmy nie można w praktyce obserwować zdarzeń z  $R_5$  za pośrednictwem promieniowania elektromagnetycznego; teoretycznie jednak mogłyby one być dostępne do obserwacji prowadzonych przy wykorzystaniu teleskopów neutrinowych.

Rejon  $R_6$  stanowiący wnętrze stożka świetlnego od rekombinacji  $E$  nie może być obserwowany przy użyciu żadnej formy promieniowania. Możliwe jest natomiast uzasadnione metodologicznie ekstrapolowanie na ten rejon prawidłowości ustalonych na podstawie informacji zdobytych w rejonie  $R_7$ .

Rejon  $R_7$  — część stożka świetlnego przeszłości od stanu rekombinacji — stanowi zbiór zdarzeń dostępnych do obserwacji zarówno za pośrednictwem fal świetlnych, jak i radiowych. Nawet w tym rejonie obserwacje są utrudnione przez trudności techniczne czy konieczność wprowadzania mocnych założeń dotyczących struktury wszechświata, w celu zinterpretowania otrzymanych pomiarów. Jest to jednak rejon, w którym można uzyskać informacje względnie pewne i w którego badaniu dane obserwacyjne dominują nad elementami spekulatywnymi.

#### b) Zasada ignorancji i kosmologiczna zasada nieokreśloności

Możliwość wystąpienia horyzontów narzuca ograniczenia obserwacyjne nie tylko w stosunku do zdarzeń oddzielonych na zawsze horyzontem, lecz także w odniesieniu do cząstek, które w pewnych stadiach ewolucji znajdują się w rejonach obserwowalnych z  $J^+$ . Jedną z takich sytuacji badana jest w hipotetycznych ujęciach kosmologii kwantowej dotyczących historii cząstek, które po przejściu przez horyzont czarnej dziury poruszają się po krzywych ukierunkowanych w przeszłość lub krzywych przestrzennopodobnych i uciekają do nieskończoności przechodząc ponownie przez horyzont.

Biorąc pod uwagę towarzyszące takim przejściom efekty kwantowe badane m. in. przez S. Hawkinga, A. Starobińskiego, W. Press czy R. Penrose'a<sup>46</sup>, należy przy analizach badanej cząstki c uwzględnić trzy różne zbiory danych: na powierzchni początkowej, gdzie dane są określone, na powierzchni końcowej, gdzie przeprowadzane są pomiary oraz na powierzchni ukrytej, gdzie możliwe do uzyskania są tylko informacje o energii, ładunku elektrycznym i pędzie cząstki. W badanym polu grawitacyjnym oznaczymy przez  $H_1$  przestrzeń wszystkich możliwych danych na powierzchni początkowej, przez  $H_2$  przestrzeń danych na powierzchni ukrytej oraz przez  $H_3$  — przestrzeń danych na powierzchni końcowej. Istotne dla analizowanego przypadku byłoby znalezienie macierzy  $S$  lub operatora przeprowadzającego dane początkowe z  $H_1$  w dane końcowe  $H_3$  opisywane przez czysty stan kwantowy<sup>47</sup>. W tym celu trzeba uwzględnić tensor  $S_{abc}$  o wskaźnikach odnoszących się odpowiednio do powierzchni  $H_3$ ,  $H_2$ ,  $H_1$ . W celu ustalenia amplitudy odnoszącej się do stanów na  $H_1$ ,  $H_2$  i  $H_3$  konieczne jest określenie wektorów  $j_c \in H_1$ ,  $k_b \in H_2$ ,  $l_a \in H_3$ . Poszukiwana amplituda wynosi  $\sum \sum \sum S_{abc} l_a k_b j_c$ . W sytuacji tej niemożliwe jest przeprowadzenie pomiarów na powierzchni  $H_2$  i określenie  $k_b$ . Skutkiem tego na podstawie znajomości samego  $j_c$  niemożliwa jest predykcja  $l_a$ . Określić można tylko składnik  $\sum S_{abc} j_c$  produktu tensorowego  $H_2 \oplus H_3$  i na tej podstawie, po wprowadzeniu dodatkowych założeń, można oszacować jedynie prawdopodobieństwo stanu końcowego równe  $\sum \sum m_{cd} \bar{l}_c l_d$ .

W ostatnim wzorze element  $m_{cd}$  jest macierzą gęstości odnoszącą się do obserwacji na powierzchni  $H_3$ , ale nie  $H_2$ . Stan końcowy powierzchni  $H_3$  jest więc ostatecznie opisywany nie przez czysty stan kwantowy ze skończoną liczbą parametrów, lecz przez macierz gęstości. W konsekwencji niemożliwa jest jednoznaczna charakterystyka końcowego stanu układu, dopuszczalne są natomiast wypowiedzi probabilistyczne określające prawdopodobieństwo wystąpienia poszczególnych stanów. Tak jak w przypadku zasady Heisenberga występują nieprzekraczalne granice możliwości uzyskiwania informacji, podobnie granice niezależne od procedur badawczych określonego obserwatora pojawiają się w kosmologii kwantowej. Analogia ta skłoniła Hawkinga do nazwania z a s a d ą i g n o r a n c j i zasady określającej ograniczenia poznawcze w fizyce czarnych dziur<sup>48</sup>.

Inne przejawy ograniczeń informacyjnych w kosmologii badali A. W. K. Metzner, P. Morrison i W. H. McCrea. Dwaj pierwsi autorzy wskazywali na istnienie ujemnej korelacji między odległością określonych rejonów od obserwatora a informacją zdobywaną o tych rejonach<sup>49</sup>. O ile

<sup>46</sup> Zob. np. Ap. J., 183 (1973), 649; 185 (1973), 635; 193 (1974), 443.

<sup>47</sup> Określenie pojęcia czystego stanu kwantowego oraz opisywanych metod zob. U. Fano, *Description of States in Quantum Mechanics by Density Matrix and Operator Techniques*, „Rev. Mod. Phys.”, 29 (1957), 74.

<sup>48</sup> „Phys. Rev.”, D 14 (1976), 2460.

<sup>49</sup> MN RAS, 119 (1959), 657.



bliskim obszarom odpowiada całkowita informacja, to obszarom dalekim odpowiada całkowita ignorancja. Próbę bliższego określenia ograniczeń informacyjnych w obserwacji odległych rejonów wszechświata podjął McCrea, formułując kosmologiczną zasadę nieokreśloności<sup>50</sup>. W jego ujęciu możliwości empirycznego badania obiektów kosmicznych określane są

przez parametr  $\eta = \frac{1}{1+z}$ , gdzie  $z$  oznacza przesunięcie ku czerwieni

w widmie badanego obiektu. Ze wzrostem odległości maleje informacja. O ile dla obiektów bliskich sąsiedztwa obserwatora, gdy  $z = 0$  informacja  $I = 1$ , to dla obiektów leżących na granicy obszaru obserwacji, dla których  $z \rightarrow \infty$ ,  $I = 0$ . Istnienie tego typu ograniczeń obserwacyjnych może mieć doniosłe konsekwencje, jeśli uwzględnimy możliwość czasoprzestrzennej ewolucji praw przyrody. „Jeśli prawa przyrody zmieniają się w sposób nietrywialny — stwierdza McCrea — czynią one niemożliwą predykcję”<sup>51</sup> i ograniczają w sposób istotny możliwość zdobycia danych empirycznych o przebiegu ewolucji w innych częściach wszechświata.

Omawiane ograniczenie wykazuje wyraźne analogie z Heisenbergowską zasadą nieokreśloności. Konsekwencją uznania zasady Heisenberga była rezygnacja z maksymalistycznych wersji determinizmu na terenie mikrokosmosu. Tradycyjna formuła determinizmu  $\wedge U: F(U) \rightarrow G(U)$  pozostaje pustospełniona z racji niemożności dowolnie dokładnego określenia poprzednika  $F(U)$ <sup>52</sup>. W. H. McCrea zwraca uwagę, że analogiczna sytuacja zachodzi w kosmologii, gdzie schemat  $\wedge U: F(U) \rightarrow G(U)$  będzie także pustospełniony, w przypadkach, gdy  $U$  denotuje układy fizyczne. Nawet we wszechświecie pozbawionym horyzontów jest niemożliwe określenie parametrów dowolnego układu interesującego poznawczo dla kosmologii. Niemożność ta jest następstwem skończonej prędkości rozchodzenia się światła. Obserwując w momencie  $t'$  rejony  $R$  odległe o  $10^{10}$  lat świetlnych obserwator  $O$  może teoretycznie uzyskać informacje o stanie w jakim  $R$  znajdowały się w momencie  $t < t'$ , gdzie  $t' - t = 10^{10}$  lat. Obserwacje te nie dostarczają jednak informacji o stanie  $R$  w momencie  $t'$ . Dlatego też należy uwzględnić możliwość, iż przyszłe obserwacje doprowadzą do odkrycia w odległych rejonach zjawisk naruszających wcześniejsze założenia kosmologii. Istotną konsekwencją tego jest w perspektywach poznawczych kosmologii niemożność należytej charakterystyki fizycznej układów wielkoskalowych prowadząca w konsekwencji do pustospełnienia zasady determinizmu na poziomie kosmologicznym.

Niektóre konkretne wnioski wyprowadzane przez McCrea z kosmologicznej zasady nieokreśloności trudno uznać za uzasadnione, próby określania metafizycznych konsekwencji zasady wydają się kontrowersyjne<sup>53</sup>,

<sup>50</sup> „Nature”, 186 (1960), 1035; 187 (1960), 583; zob. też *Information and Prediction in Cosmology*, „The Monist”, 47 (1962—63), 94.

<sup>51</sup> Przez trywialną zmianę prawa rozumie McCrea zmianę, którą można przewidzieć i wprowadzić metaprawo określające sposób ewolucji praw o mniejszym zasięgu.

<sup>52</sup> Pojęcie pustospełnienia zob. np. J. Pelc, *Prawo nauki*, Warszawa 1957, 41.

<sup>53</sup> Zob. *The Philosophy for the Big Bang Theory*, „Nature”, 228 (1970), 22.

natomiast niewątpliwie jest, iż zasada ta, podobnie jak Hawkingowska zasada ignorancji, ukazuje ważne dla epistemologicznych aspektów kosmologii ograniczenia obserwacyjne tej dziedziny poznania.

\* \* \*

Rozwój radioastronomii w latach sześćdziesiątych, odkrycia radioźródeł i promieniowania izotropowego — ważnych testów dla wcześniejszych konstrukcji teoretycznych, z drugiej zaś strony wewnętrzna spójność i piękno twierdzeń udowodnionych w tym samym okresie przy użyciu metod globalnych zadecydowały, iż kosmologię przestano traktować jako wytwór neomitologii czy gałąź science fiction. Zasadność traktowania tej dyscypliny jako działu fizyki teoretycznej nie daje jednak podstaw do pomijania faktu, iż status obserwacyjny kosmologii różni się istotnie od statusu innych dyscyplin przyrodniczych. Możliwość istnienia oddzielonych absolutnym horyzontem obiektów nieobserwowalnych *de iure*, konieczność uwzględnienia lokalnego tylko charakteru najbardziej podstawowych praw przyrody, ograniczenia obserwacyjne nakładane zarówno przez kosmologiczną zasadę nieokreśloności, jak i przez zasadę ignorancji decydują o epistemologicznej specyfice tej dyscypliny.

W tym kontekście widoczny jest niekrytyczny maksymalizm metodologii indukcjonizmu, a zwłaszcza indukcjonistycznego ujęcia roli zdań obserwacyjnych w naukach przyrodniczych. W sytuacji, gdy skrajnie empirystyczne zasady metodologii okazują się zarówno nierealne, jak i nieprzydatne, od zwolenników tego kierunku można przyjąć jedynie uzasadnioną przez R. B. Braithwaite'a tezę o istnieniu ujemnej korelacji między wskaźnikami empiryczności terminów  $t_1, t_2, \dots, t_k$  określonej teorii T a heurystycznymi walorami tej teorii. Autor *Scientific Explanation* wykazuje, iż teoria, w której twierdzenia teoretyczne są wyprowadzalne ze zbioru wyjaśnianych przez nią sprawozdawczych generalizacji historycznych jest teorią całkowicie bezpłodną heurystycznie. Jej terminy teoretyczne dadzą się zdefiniować równoważnościowo przy pomocy terminów obserwacyjnych, dlatego też ma ona charakter interpretacji *ad hoc* i jako taka nie może pełnić funkcji heurystycznych.

Za znamienny można także uznać fakt, iż zwolennicy skrajnego empiryzmu pomijali z zasady w analizach z zakresu teorii nauki problematykę heurystyk, ograniczając się do czysto fenomenalistycznych ujęć<sup>54</sup>. Antyheurystyczny charakter skrajnego empiryzmu przejawia się najwyraźniej w postulatach metodologicznych operacjonizmu<sup>55</sup>. Kosmologia jest dziedziną, w której zarówno z racji trudności obserwacyjnych, jak i z ra-

<sup>54</sup> Por. J. Such, *Czy istnieje experimentum crucis*, Warszawa 1975, 313—316.

<sup>55</sup> Por. D. P. Gorskiy, *Opieracjonalnyje opriedielenija i opieracjonalizm P. Bridżmena*, „Wop. Fil.”, (1971, 6), 103. Ze sformułowanej tezy nie wynika, by pewne konkretne rozwiązania Bridgmana nie miały wartości heurystycznej. Antyheurystyczność postulatów operacjonalizmu nie wyklucza heurystyczności praktycznych rozwiązań.

cji szczególnie doniosłej roli heurystyk załamują się te postulaty. Powstaje zagadnienie, o ile krytyka indukcjonizmu upoważnia do preferowania metod dedukcyjnych w kosmologii.

## II. METODA DEDUKCYJNA W KOSMOLOGII A MODELE PATOLOGICZNE

Trudności epistemologiczne występujące przy próbach indukcyjnego budowania kosmologii prowadzą w sposób naturalny do prób maksymalnego wprowadzenia do tej nauki zasad dedukcjonizmu. W okresie międzywojennym zasady te znalazły najpełniejszy wyraz w kinematyce relatywistycznej E. A. Milne'a. U schyłku lat czterdziestych wzorcowym przykładem zastosowania zasad Popperowskiego dedukcjonizmu była klasyczna wersja teorii stanu stałego. Fakt praktycznego porzucenia obu tych teorii i uznania za niezgodną z doświadczeniem idealnej zasady kosmologicznej ukazuje, jak doniosłą rolę przy próbach dedukcyjnego rozwijania kosmologii pełni przyjęty zbiór założeń podstawowych. Ujęcia, które w pewnym okresie uważano za jedno z najpopularniejszych ujęć kosmologicznych, interesują obecnie tylko historyków nauki i niewielkie grono sympatyków.

Istotnym problemem dla określenia statusu metodologicznego kosmologii jest kwestia, czy wśród twierdzeń tej dyscypliny można wyodrębnić odpowiednik Lakatosowskiego „hard core”<sup>56</sup> i określić zbiór podstawowych, niekwestionowalnych w obecnym paradygmacie twierdzeń, które dawałyby podstawy do zastosowania metod dedukcyjnych w kosmologii.

Zbiory podstawowych twierdzeń podawane przez różnych autorów różnią się istotnie. Wśród wymienianych najczęściej twierdzeń należących do *hard core* przyjmuje się jednak:

- 1) fakt istnienia świata jako jednego obiektu
- 2) występowanie symetrii
- 3) istnienie procesów ewolucyjnych w skali kosmicznej
- 4) istnienie osobliwości<sup>57</sup>.

Precyzując sens powyższych twierdzeń trzeba zauważyć, iż jeśli w tezie o istnieniu jednego świata wyakcentuje się pierwszorzędnie fakt istnienia, to teza ta nie będzie twierdzeniem przyrodniczym, lecz metafizyczną zasadą realizmu ontologicznego. Jeśli natomiast nacisk zostanie położony na *j e d y n o ś ć* (= jedność) wszechświata, wtedy będzie ona miała albo charakter tautologii (wszechświat jest z definicji jedynym obiektem), albo będzie hipotetycznym twierdzeniem przyjmowanym w danym stadium badań, z racji braku danych konfirmujących twierdzenia

<sup>56</sup> Charakterystyka pojęcia „hard core” zob. I. Lakatos, *Falsification and the Methodology...*, w: CaG, 130.

<sup>57</sup> Zob. W. D. Sciama, *The Universe as a Whole*, w: *The Physicist's Conception of Nature*, ed. J. Mehra, Dordrecht 1973, 10. Dalej oznaczane PCN.

opozycyjne. W. D. Sciama uwzględnia tę ostatnią możliwość, pisząc: „Istnieją podstawy, by uważać nasz wszechświat za element zespołu wszechświatów. Inne układy mogą posiadać odmienną strukturę, lub inne prawa fizyki”<sup>58</sup>.

Sympatyzując z ideą wielości światów autor *Astrophysical Cosmology* podkreśla, iż wymaga ona szczegółowych rozprawań. Ich aktualny brak interpretować należy na korzyść tradycyjnej tezy o jedyności świata.<sup>59</sup>

W argumentacji za występowaniem symetrii Sciama odwołuje się do izotropowości promieniowania szczałkowego. Uważany za jeden z najbardziej pewnych wniosków o istnieniu symetrii można jednak teoretycznie kwestionować, choćby dlatego, że izotropowość promieniowania można tłumaczyć przez wprowadzanie sztucznych założeń *ad hoc*, przy których teza o symetriach kosmologicznych albo staje się zbędna, albo niemożliwa do utrzymania.<sup>60</sup>

Kwestią otwartą pozostaje również, jakie konkretne własności wszechświata — poza izotropowością — są denotowane przez termin „symetrie”. Wyrażna asymetria ładunkowa, jaką usiłowano łagodzić wprowadzając hipotezy o istnieniu układów złożonych z antimaterii oraz trudności z teoretycznym wyjaśnieniem izotropizacji skłaniają do ostrożności przy rozwijaniu koncepcji symetrycznego wszechświata.<sup>61</sup>

Twierdzenie trzecie o występowaniu ewolucji we wszechświecie należy uważać po odrzuceniu teorii stanu stałego za najbardziej podstawowe i związane z najmniejszą liczbą dodatkowych założeń twierdzenie kosmologii. Godna odnotowania jest jednak zasadnicza odmienność konotacji terminu „procesy ewolucyjne” zrelatywizowana do poszczególnych teorii kosmologicznych. O procesach ewolucyjnych można orzekać zarówno na gruncie geometrodynamiki Wheelera, jak i w klasycznym modelu Einsteina — Lemaître'a. Zmęczenie fotonów może być uważane za oznakę ewolucji czasowej w teorii I. E. Segala, podobnie jak oddalanie się materii od osobliwości w elipsoidalnym statycznym wszechświecie G. Ellisa. Mimo zasadności wypowiedzi o istnieniu procesów ewolucyjnych, w przypadku dwóch ostatnich rozwiązań zachodzi istotna różnica z ujęciami relatywistycznymi, gdyż np. podważona zostaje teza o realnym charakterze ekspansji.

Bezsprzecznym osiągnięciem kosmologii ostatniego okresu jest dowiedzenie mocnych twierdzeń o osobliwościach. Trudności konceptualne towarzyszące próbom pozytywnego zrozumienia natury osobliwości, usiłowanie wyeliminowania punktów osobliwych przez modyfikację Einsteińskich równań pola oraz prognozy, iż w przyszłej unitarnej teorii zagadnienie osobliwości będzie miało całkowicie odmienny status, utrudniają

<sup>58</sup> Tamże, 18.

<sup>59</sup> Tamże.

<sup>60</sup> Zob. G. F. R. Ellis, GRG, 9 (1978), 87.

<sup>61</sup> Por. opinię J. B. Zeldowicza i I. D. Nowikowa, *Strojenije i ewolucija...*, 629. „W cjełom, pri wszej krasotie zamysła, teorija Omnjesa wstriečajetsja s takimi trudnostjami, kotoryje zastawljajut otkazatsja od priedlagajemoj kartiny ewoluciji Wsieleńnoj”.

jednak sformułowanie jednoznacznych wniosków także i w tym przedmiocie.

### 1. Zasada kosmologiczna a podstawowe założenia kosmologii

Zasygnalizowane próby kwestionowania najbardziej podstawowych twierdzeń kosmologii nie są z zasady inspirowane wynikami obserwacji, gdyż każda z wymienionych też posiada lepsze uzasadnienie empiryczne niż opozycyjna kontrteza. Uwarunkowań genetycznych prób kwestionowania „rozsądnych” założeń kosmologii można upatrywać w tym, iż po udowodnieniu twierdzeń o osobliwościach załamały się rozwiązania uważane za „rozsądne” a w ramy teorii fizykalnych włączono sytuacje „patologiczne” z punktu widzenia wcześniejszej fizyki. Próby takie znalazły naturalne uzasadnienie w anarchizmie metodologicznym P. K. Feyerabenda, według którego rozwój nauki dokonuje się ustawicznie dzięki temu, iż w pewnych jej stadiach obalane zostają zasady, jakie wcześniej uważano za podstawowe i niekwestionowalne.<sup>62</sup> Wpływy tej doktryny można znaleźć w metodologicznych implikacjach teorii superprzestrzeni, kiedy autor *Geometrodynamiki* konkluduje: „Sukcesywny przegląd ustalonych punktów fizyki nie zostawił niczego niepoddawalnego w wątpliwość — ani stałej, ani zasady. Trudno jest inaczej podsumować tę sytuację, jak przy pomocy twierdzenia: «Nie istnieje żadne prawo, z wyjątkiem prawa, iż nie istnieje żadne prawo»<sup>63</sup>.

Wheelerowska metazasada kwestionuje istnienie absolutnych uniwersalnych praw; nie wyklucza jednak możliwości istnienia praw lokalnych. Dlatego też nie przekreśla ona możliwości przyrodniczego studium wszechświata, a równocześnie czyni zasadnym krytycyzm w stosunku do założeń kosmologii nazywanych w obecnym stadium analiz „rozsądnymi”.

W sytuacji, gdy nie można określić „hard core” twierdzeń kosmologii, problemem do rozwiązania jest kwestia czy w obecnym stadium tej dyscypliny preferować należy rozwiązania inspirowane anarchizmem Feyerabenda, czy też możliwe jest określenie pewnego zbioru podstawowych założeń stanowiących odpowiednik *hard core* Lakatosowskiego programu badawczego. W takim kontekście celowe jest przebadanie, czy w zbiorze założeń Z przyjmowanych we współczesnej kosmologii można wyróżnić podzbiór P C Z stanowiący kosmologiczny odpowiednik *hard core* i zawierający twierdzenia niekwestionowalne w ramach obecnego paradygmatu naukowego. Określenie podzbioru P umożliwiłoby ocenę perspektyw wykorzystania metod dedukcyjnych w kosmologii.

W wielu współczesnych zestawach zasad kosmologii można spotkać nierzadko zacieranie różnic epistemologicznych, w wyniku czego założenia fizykalne umieszcza się obok zasad metafizycznych, zaś prawo powszechnej grawitacji wymienia obok aprioryczno-spekulatywnych zasad chaosu

<sup>62</sup> Zob. np. *Against Method. Outline of Anarchistic Theory of Knowledge*, London 1975, 182 n.

<sup>63</sup> *From Relativity to Mutability*, w: PCN, 241.



lub kreacji<sup>64</sup>. By uniknąć drobiazgowych analiz, ocenę wartości proponowanych założeń kosmologicznych ograniczy się w niniejszej pracy do dwóch problemów:

1. Statusu tradycyjnej zasady kosmologicznej we współczesnej kosmologii.

2. Możliwości zakwestionowania podstawowych założeń dotyczących struktury czasoprzestrzeni.

Taki podział zagadnień nie jest podziałem rozłącznym, gdyż postulowana przez zasadę kosmologiczną jednorodność i izotropowość łączy się z postulatami wprowadzanymi przy założeniach dotyczących struktury czasoprzestrzeni. Proponowana dychotomia ujęcia wprowadzana jest jednak z tych racji, iż:

1. Zasada kosmologiczna (ZK) jest zarówno treściowo, jak i historycznie fundamentalnym założeniem kosmologii. Jej status badany był jeszcze w okresie, gdy formalnie nie wyodrębniono problemu struktury przestrzeni i czasu.

2. Konotacje i denotacje różnych wersji ZK różnią się istotnie. W następstwie tego rozpatrywanie poszczególnych wariantów zasady przy analizach struktury czasoprzestrzeni komplikowałoby niepotrzebnie zagadnienie.

#### a) Klasyczna zasada kosmologiczna

Warunkiem zasadności ekstrapolacji na teren megaświata obserwowanych lokalnie związków jest ZK nazywana także zasadą Maxwella, założeniem nomologicznej jednorodności świata, zasadą ekstrapolacji, postulatem światowym, zasadą symetrii, postulatem jednorodności i izotropowości, zasadą Kopernika etc. Przedstawiając model kosmologiczny opocyjny w stosunku do koncepcji „wszechświata — wyspy” otoczonego pustą przestrzenią A. Einstein kierował się powyższą zasadą i pisał, że „wszystkie części wszechświata są równouprawnione”<sup>65</sup>. W znacznie wcześniejszych sformułowaniach równoważne treści wyrażane były w tzw. zasadzie Kuzańczyka, głoszącej iż „wszechświat posiada w każdym punkcie swe centrum”<sup>66</sup>, bądź też w tzw. zasadzie Kopernika orzekającej, że nie istnieje środek wszechświata i ciała niebieskie nie poruszają się wokół jednego centrum.

W analitycznych opracowaniach zasady kosmologicznej wprowadzone zostały szczegółowe rozróżnienia między uogólnioną a mocną zasadą Kopernika<sup>67</sup>, między sformulowaniem zasady dla substratu i dla geometrii<sup>68</sup>,

<sup>64</sup> E. R. Harrison, „Comm. Ap. Sp. Sc.”, 6 (1974), 29.

<sup>65</sup> *Kosmologische Betrachtungen zur allgemeine Relativitätstheorie*, w: H. A. Lorentz, A. Einstein, H. Minkowski, *Das Relativitätsprinzip*, Berlin, 132.

<sup>66</sup> A. Koyré, *From the Closed World to the Infinite Universe*, New York 1958, rozdz. 1.

<sup>67</sup> Zob. E. Skarżyński, „Kwartalnik Hist. Nauki i Techn.”, 16 (1968), z. 3, 45.

<sup>68</sup> Zob. M. Heller, „Post. Astr.”, 19 (1971), 45; „Rocz. Fil.”, 20 (1972), 59.

między zwykłą i uogólnioną ZK<sup>69</sup>, jak również przebadane zostały różnice między obecnymi i przedkopernikowskimi wersjami zasady<sup>70</sup>. W najpopularniejszym ze współczesnych sformułowań ZK przyjmuje się, iż orzeka ona statystyczną równoważność odpowiednio wielkich obszarów wszechświata, w których uwzględnia się rozkład materii w przestrzeni kosmicznej, jasności i typy morfologiczne galaktyk, prawa przyrody, gęstość materii etc. W niektórych skrajnych sformułowaniach ZK uważa się za równoważną z postulatem jednorodności<sup>71</sup>, w innych — znacznie częściej — za równoważną z postulatem izotropowości i jednorodności<sup>72</sup>. Najmocniejszą treściowo wersją zasady była tzw. idealna zasada kosmologiczna przyjęta w teorii stanu stałego, w której dodatkowo wprowadzany był warunek stacjonarności wszechświata.

W mniej radykalnych ujęciach z tradycyjną ZK przyjmowane są różnorodne założenia odnośnie do obowiązujących symetrii. I tak w modelach Robertsona—Walkera przyjmuje się istnienie 6-parametrowej grupy izometrii, w Goedlowskim modelu statycznego wszechświata — 5-parametrowej a w rozwiązaniach Kerra — 2-parametrowej<sup>73</sup>. Próby rozstrzygnięcia na podstawie danych obserwacji, które z zakładanych symetrii występują w realnym wszechświecie są z zasady skazane na niepowodzenie<sup>74</sup>. Teoretycznie możliwe jest bowiem, iż symetrie dostrzegane wielkoskalowo nie posiadają charakteru globalnego, lecz są następstwem nietypowego — w skali kosmologicznej — usytuowania obserwatora. Dla przykładu, obserwator umieszczony w elipsoidalnym wszechświecie Ellisa<sup>75</sup>, w jednym z punktów, przez który przechodzi oś symetrii elipsoidy interpretowałby uzyskane wyniki pomiarów jako potwierdzenie sferycznego modelu wszechświata o stałej krzywiznie.

Znana teza o zależności danych obserwacyjnych od założeń teoretycznych prowadzi w tym przypadku do paradoksalnych następstw: aby obserwacyjnie potwierdzić obowiązywanie ZK trzeba przy interpretacji danych doświadczenia założyć, iż nie są one wynikiem nietypowej pozycji obserwatora, tzn. założyć sprawdzaną zasadę. Tego typu błędne koło metodologiczne skłoniło niektórych autorów do przypuszczeń, iż ZK, którą we wcześniejszych etapach uważano za podstawowy warunek naukowego studium wszechświata jako całości<sup>76</sup>, może się okazać założeniem heurystycznie niepłodnym, gdyż w wyniku eliminacji realistycznych, bardziej skomplikowanych modeli zasada ta zawęży zbiór badanych modeli do ujęć najbardziej wyidealizowanych. Interpretacje

<sup>69</sup> Zob. E. Skarżyński, „Post. Astr.”, 27 (1979), 119.

<sup>70</sup> Zob. M. Heller, K. Rudnicki, „An. Crac.”, 4 (1972), 33.

<sup>71</sup> O. Heckmann, E. Schücking, *Newtonsche und Einsteinsche Kosmologie*, w: *Handbuch der Physik*, t. 53, Berlin 1959, 504.

<sup>72</sup> Paralelne wersje ZK zob. J. Neymann, E. L. Scott, *Large Scale Organization of the Distribution of Galaxies*, w: *Handbuch der Physik*, t. 53, 416.

<sup>73</sup> Zob. szerzej LS, 134—179.

<sup>74</sup> Próby oceny obserwacyjnego statusu ZK zob. I. D. Karasenczew, „Acta Cosm.”, 2 (1974), 43.

<sup>75</sup> Zob. Ellis, Harrison, art. cyt., 24.

<sup>76</sup> H. Bondi, *Kosmologia*, Warszawa 1965, 21.

takie uzupełniano zarówno odwoływaniem się do nieprecyzyjnych sformułowań ZK, jak i do pewnych prawidłowości towarzyszących poszerzaniu bazy empirycznej kosmologii. Formuły mówiące o jednorodnym rozkładzie materii rozpatrywanej „w odpowiednio dużej skali” pozostają operacyjnie bezwartościowe, gdyż otwarte pozostaje zagadnienie, jakie obszary należy uważać w praktyce za „odpowiednio duże”. Rozwój obserwacji prowadzi systematycznie do zwiększania oszacowań dolnej granicy obszarów, które należy uważać za jednorodne. Skupiska materii nazywane w latach dwudziestych „jednorodnymi w przybliżeniu” uważa się obecnie za typowo niejednorodne. Trudności obserwacyjnego statusu tezy o jednorodnym rozkładzie materii dostrzegali już w 1938 r. P. A. M. Dirac pisząc, że status ten jest niejednoznaczny. Z racji pozytywnych konsekwencji estetycznych ZK oraz jej pozytywnej roli przy ocenie prostoty teorii kosmologicznych Dirac orzekł, iż nie ma potrzeby poszukiwania bardziej skomplikowanych rozwiązań, tak długo, jak długo nie zostanie wykazana fałszywość tej zasady<sup>77</sup>.

W trzydzieści lat później podjęte zostały próby konstrukcji modeli kosmologicznych bez tradycyjnej ZK<sup>78</sup>. Ponieważ *de iure* niemożliwy jest matematyczny opis kompletnego chaosu, w próbach tych procesy naruszające symetrie postulowane przez tradycyjną ZK traktowano jako systematyczne odchylenia od wprowadzanej na początku konstrukcji fiedmanowskiej jednorodności i izotropowości. Proponowaną nową wersją zasady M. Hëller nazywa niesymetryczną ZK<sup>79</sup>.

Wśród różnych prób odchodzenia od pierwotnych idealizujących założeń tradycyjnej ZK za rozwiązania skrajne należy uznać zasadę antropocentryczną (ZA) oraz zasadę antykosmologiczną (ZAK). W pierwszej z nich zakwestionowana została teza o typowym w skali kosmologicznej położeniu ziemskiego obserwatora. W drugiej przyjmuje się, iż wszystkie obserwowane symetrie posiadają jedynie lokalny charakter, gdyż we wszechświecie istnieją układy  $U_1, U_2 \dots U_k \dots$  rzędu dostępnego aktualnie do obserwacji układu  $U_0$ , w których występują odmienne struktury materii, prawa ewolucji, topologia etc.

O ile przyjęcie ZA prowadziło do rewizji wielu podstawowych pojęć kosmologii relatywistycznej, to przyjęcie ZAK czyniłoby wręcz niemożliwym istnienie kosmologii jako fizycznej teorii całego wszechświata. Uzasadnia to dodatkowo określenie tak pojmowanego założenia mianem zasady antykosmologicznej. Zasada ta jest bowiem nie tylko opozycyjna w stosunku do klasycznej ZK, ale także uniemożliwia istnienie kosmologii w jej obecnym rozumieniu.

<sup>77</sup> „Proc.R. S.”, A 165 (1938), 199.

<sup>78</sup> Zob. A. Zięba, „Acta Cosm.”, 2 (1974), 113.

<sup>79</sup> „Rocz. Fil.”, 20 (1872), 59.

## b. Zasada antropocentryczna

Jedno z wielu równoważnych sformułowań ZA, nazywanej także zasadą antropiczną lub zasadą poznawalności — głosi, iż prawa przyrody, parametry zwane stałymi oraz struktury układów materialnych w dostępnym do obserwacji wszechświecie są jedynymi prawami i strukturami, które umożliwiły powstanie życia i rozwój istot inteligentnych. Konsekwencją tak pojmowanej zasady jest teza, iż obserwowane symetrie i prawidłowości mają jedynie lokalny charakter a przy określeniu globalnej struktury wszechświata niedopuszczalna jest ekstrapolacja rozwiązań, przy których wprowadzeniu zakładano klasyczną ZK.

Formalnie różne warianty ZA spopularyzowane zostały w latach sześćdziesiątych w wyniku prac G. F. R. Ellisa, R. H. Dicke'a, B. Cartera, M. J. Reesa, R. Rufiniego i J. A. Wheelera. Wypracowany szczegółowo model kosmologiczny, w którym spełniona jest ZA został przedstawiony w 1978 r. przez Ellisa<sup>80</sup>. W ujęciu tym na miejsce założenia o jednorodności przestrzennej wprowadzone jest założenie statyczności Wszechświata. Opisany model z metryką  $ds^2 = -e^{2\Phi(r)}dt^2 + dr^2 + f^2(r)[d\theta + \sin^2\theta d\varphi^2]$  jest symetryczny sferycznie wokół centralnej linii świata C, której współrzędna  $r = 0$ . Funkcja  $\Phi(r)$  określa mierzone przez obserwatora w C przesunięcie ku czerwieni obiektu o współrzędnych  $r_c$ . Model ten można uzgodnić z wynikami obserwacji, zakładając, iż nasza Galaktyka znajduje się blisko C. W ujęciu takim stożek świetlny przeszłości reogniskuje się w osobliwości, gdzie  $r = r_{\max}$ ,  $f(r) = 0$  i  $\Phi(r) = -\infty$ . Osobliwość ta jest źródłem promieniowania tła, którego temperatura wynosi  $T = e^{-\Phi} = 3$  K. W modelu tym teoretycznie możliwe jest zaobserwowanie anizotropowości przez pomiar pewnych parametrów, np. „stałej” Hubble'a. W następstwie statyczności wszechświata każdy obserwator znajdujący się na zewnątrz bliskiego osobliwości rejonu nukleosyntezy obserwował będzie promieniowanie jako izotropowe. Różnice stwierdzone przy obserwacji poszczególnych obszarów nie są w modelu Ellisa tłumaczone ewolucją czasową, jak to jest w przypadku modeli FRW, lecz zmianami przestrzennymi. Gęstość materii czy liczba radioźródeł nie jest w tym ujęciu funkcją czasu, lecz funkcją odległości.

Ujęcie, które stoi w radykalnej opozycji w stosunku do rozwiązań przyjmowanych powszechnie we współczesnej kosmologii, wprowadził Ellis po to, by wykazać, że zasada kosmologiczna nie jest konieczna do wytłumaczenia znanych wyników obserwacji oraz po to, by traktować fenomen życia jako zjawisko unikalne w skali kosmologicznej. Z uwag umieszczonych na marginesie zarówno pierwszej wersji modelu, jak i jego późniejszych modyfikacji wypracowanych z R. Maartensem i S. D. Nelem wynika, iż sami autorzy traktują omawiane ujęcia jako interesujące epistemologicznie konstrukcje, a nie jako opis realnego wszechświata.

<sup>80</sup> GRG. 9 (1978), 93.

Inną możliwość argumentacji za ZA przedstawili S. W. Hawking i C. B. Collins, podejmując próbę wyjaśnienia wysokiej izotropowości promieniowania tła. Izotropowość ta jest tym bardziej zagadkowa, że w okresie emisji promieniowania pewne części wszechświata były najprawdopodobniej odseparowane od siebie, skutkiem istnienia horyzontów<sup>81</sup>. Nawiązując do formułowanej wcześniej opinii, że wszystkie warunki początkowe prowadzą z upływem czasu do powstania obserwowanych obecnie symetrii, Collins i Hawking podnieśli kwestię, czy w zbiorze wszystkich możliwych warunków początkowych istnieje otwarty podzbiór przecinający podprzestrzeń izotropowych warunków początkowych. Z przeprowadzonych analiz wynika jednak, iż powstawanie modeli o wysokim stopniu jednorodności i izotropowości nie jest naturalnym następstwem ewolucji wszechświata, lecz jest procesem wysoce nieprawdopodobnym.

Innym intrygującym wnioskiem analiz Collinsa i Hawkinga jest stwierdzenie niestabilności modeli FRW. Dowolne otwarte otoczenie warunków początkowych właściwych tym modelom zawiera dane początkowe, które nie prowadzą do izotropowości. Z istnienia tej niestabilności wynika, iż nie istnieje otwarty zbiór warunków początkowych, który mógłby prowadzić do ukształtowania obserwowanych obecnie symetrii kosmicznych<sup>82</sup>.

Ogłoszony w 1973 r. wniosek kosmologów z Cambridge próbowano kwestionować, odwołując się do prac B. A. Bielińskiego i I. M. Chałatnikowa z 1975 r.<sup>83</sup> Radzieccy fizycy usiłowali uzasadnić tezę przeciwną, głoszącą iż w dowolnym modelu z początkową anizotropią proces ewolucji prowadzi do wygładzenia anizotropowości i do przekształcenia modelu w model FRW. Różnicę wyników uzyskanych w Cambridge i w Instytucie Landaua tłumaczyć można tym, iż uczeni radzieccy przyjęli inne założenia początkowe — przez wprowadzenie lepkości wyeliminowali oni osobliwość początkową. Tego typu procedurę można usprawiedliwiać przy badaniu niektórych stadiów ewolucji kosmosu, jej globalna ekstrapolacja na całość dziejów wszechświata jest jednak nieuzasadniona i może prowadzić do przesadnie optymistycznych wniosków dotyczących izotropizacji<sup>84</sup>.

Wniosek kosmologów z Cambridge o tym, iż obserwowany obecnie wszechświat jest najmniej prawdopodobnym teoretycznie produktem ewolucji prowadzi bezpośrednio do filozoficznych spekulacji o wyróżnionym miejscu ludzkości w czasoprzestrzeni. Następstwem tego są próby konstruowania quasi-Darwinowskiej zasady kosmologicznego do-

<sup>81</sup> Zob. „Ap. J.”, 180 (1973), 317.

<sup>82</sup> Omówienie przeprowadzonych badań zob. *Confrontation of Cosmological Theories*, t. 63 IAU Proc., Boston 1974, 155 n.

<sup>83</sup> ZETF, 69 (1975), 401. Por. też wnioski W. Bonnora, MN RAS, 167 (1974), 55.

<sup>84</sup> Nie przesądza to, oczywiście, o definitywnym i ostatecznym charakterze wniosków szkoły z Cambridge.



boru<sup>85</sup> oraz próby argumentacji, iż życie mogło rozwinąć się jedynie w układach o podobnej do obserwowanej izotropowości. W anizotropowym wszechświecie występowałyby inne formy koncentracji materii, nie mogłyby powstać planety i gwiazdy a w konsekwencji niemożliwe byłoby powstanie życia.

Identyczny wniosek wyprowadzony jest z analiz średniej gęstości materii we wszechświecie<sup>87</sup>. Trudności z jednoznacznym rozstrzygnięciem problemu czy  $\rho < \rho_k$  usiłuje się interpretować nie jako swoistą złośliwość Natury, lecz jako warunek umożliwiający powstanie życia. Gdyby bowiem  $\rho \ll \rho_k$  i prędkość ekspansji była znacznie większa od prędkości krytycznej, relatywnie małe siły oddziaływania grawitacyjnego nie doprowadziłyby do powstania układów umożliwiających rozwój życia. Gdyby  $\rho \gg \rho_k$  i prędkość ekspansji była dużo mniejsza od krytycznej, to w stanie wysokich gęstości w relatywnie krótkim stadium dzielącym ekspansję od kontrakcji nie zdążyłyby się rozwinąć układy umożliwiające istnienie życia. Teza o zależnościach między strukturą wszechświata i egzystencją człowieka bywa nierzadko formułowana przez zwolenników ZA w efektownej choć nieprecyzyjnej formie: Izotropowość wszechświata i obserwowana gęstość materii oraz prędkość ekspansji są następstwem ludzkiej egzystencji<sup>87</sup>.

Niewątpliwy jest wysoce spekulatywny, inspirowany pozafizykalnymi założeniami charakter ZA. Przyznają to sami jej zwolennicy, pisząc, iż ma ona metafizyczny charakter<sup>88</sup>, że jest niejasna treściowo<sup>89</sup> i że nigdy nie będzie miała charakteru ściśle dowiedzionej teorii<sup>90</sup>. Godne uwagi są także rozróżnienia w formułowaniu zasady. O ile sformułowanie Ellisa stoi w wyraźnej opozycji w stosunku do ZK, to w początkowym wariantcie proponowanym przez Collinsa można by było przyjąć zarówno ZK, jak i wersje ZA stwierdzające unikalny charakter egzystencji ludzkiej w skali kosmicznej. W wersji tej uznanie małego prawdopodobieństwa powstania warunków umożliwiających rozwój życia nie implikowałoby tezy, iż symetrie i prawa przyrody poznawane przez ziemskiego obserwatora różnią się od symetrii i praw dostrzeganych przez innych obserwatorów fundamentalnych.

W próbach filozoficznego uzasadniania ZA ukryty jest także swego rodzaju redukcjonizm sprowadzający wszystkie formy życia i inteligencji do form, które istnieją w warunkach ziemskich. Redukcjonizm taki jest o tyle nieuzasadniony, że w innych warunkach fizycznych mogły rozwinąć się odmienne formy życia i niemożliwe jest aprioryczne wykluczenie tezy, iż istoty inteligentne zasadniczo różne od człowieka

<sup>85</sup> Zob. P. Davies, *Chance or Choice; is the Universe an Accident?*, „New Scientist”, 80 (1978), 506.

<sup>86</sup> Zob. Collins, Hawking, art. cyt., 318 n, 334.

<sup>87</sup> Por. tamże, 319.

<sup>88</sup> E. R. Harrison, „Comm. Ap. Sp. Sc.”, 6 (1974), 30.

<sup>89</sup> Davies, *Chance...*, 508.

<sup>90</sup> Tamże.

mogłyby uprawiać kosmologię także we wszechświecie anizotropowym o gęstości istotnie różnej od  $\rho_k$ .

W najbardziej spekulatywnej i zarazem najogólniejszej wersji ZA proponowanej przez Cartera i Dicke'a przyjmuje się istnienie nieskończonego zbioru układów typu wszechświata, które ewoluowały ze wszystkich dopuszczalnych teoretycznie warunków początkowych. W układach tych obowiązują odmienne prawa przyrody, występują różne symetrie i różne „stałe”. Niektóre z układów ekspandują z prędkością ucieczki  $v < v_k$  i istnieją tylko przez skończony okres czasu jako układy anizotropowe. Modele z  $v > v_k$  ekspandują w nieskończoność i w ogólnym przypadku nie osiągają izotropowości w przeciągu dowolnie długiego okresu czasu. Jedynie w klasie miary zero modeli FRW z  $v \sim v_k$  istnieją warunki umożliwiające powstanie życia<sup>91</sup>.

Carterowski model wszechświata złożonego z nieskończonej liczby ewoluujących niezależnie układów łączy w sobie zasadę antropocentryczną z zasadą antykosmologiczną (ZAK). Nie jest on wprowadzany w celu wyjaśnienia zdobytych wcześniej danych empirycznych, gdyż w interpretacji żadnych danych nie ma potrzeby przyjmowania nieskończonej liczby układów. Ukazuje on natomiast nowe kierunki rozwoju analiz kosmologicznych i dlatego może pełnić pewne funkcje heurystyczne ukazując fascynujące nowe perspektywy<sup>92</sup>.

### c. Zasada antykosmologiczna

W ujęciach poszczególnych autorów formułowane są odmienne nie tylko formalnie, lecz i treściowo wersje ZAK. Istotny pozostaje jednak przyjmowany we wszystkich wersjach wniosek, iż wszystkie obserwowane we wszechświecie prawidłowości mają jedynie lokalny charakter<sup>93</sup> i skutkiem tego niedopuszczalna jest globalna ekstrapolacja praw i symetrii znanych ziemskiej fizyce. W proponowanych wariantach ZAK uwzględnia się większą różnorodność procesów, warunków i współdziałań niż w tradycyjnych ujęciach kosmologicznych. W pracach zainicjowanych przez A. L. Zelmanowa<sup>94</sup> i K. P. Stanjukowicza<sup>95</sup> przyjęto jako podstawową zasadę metodologiczną twierdzenie, iż w różnych obszarach wszechświata realizowana jest cała różnorodność zjawisk i wzajemnie niesprzecznych warunków. W innych układach materii mogą występować inne prawa rozwoju, inne „stałe”, odmienne formy energii czy rozmiary cząstek.

<sup>91</sup> Tamże.

<sup>92</sup> Por. R. H. Dicke, „Nature”, 192 (1961), 440; P. C. W. Davies, *How special is the Universe*, „Nature”, 249 (1974), 208 n.

<sup>93</sup> Tak pojmowanej „lokalności” nie łączy się z tezą o Euklidesowym charakterze czasoprzestrzeni, gdyż w wyrafinowanych wariantach z ZAK lokalne własności czasoprzestrzeni mogą być także wysoce patologiczne.

<sup>94</sup> Zob. np. *K postanowkie kosmologiczieskiej problemy. Dopotnienije*, w: Trudy II sjezda Wsjesojuznogo astronomogieodieziczieskiego obszczestwa, Moskwa 1960; *Mietagaktika i Wsielennaja*, w: Nauka i czelowieczestwo, Moskwa 1962.

<sup>95</sup> *Problemy teoriii gravitacii i elementarnych czastic*, Moskwa 1966, 272.

W analizach L. E. Gurewicza<sup>96</sup> stanowiących rozwinięcie podstawowych idei Zelmanowa zakłada się, iż w poszczególnych układach kosmicznych realizuje się wszystko, cokolwiek jest możliwe (wewnętrznie niesprzeczne). Układy typu naszego Wszechświata istnieją obok nieskończonej liczby innych układów tego rzędu w superprzestrzeni, której zadowalająca charakterystyka jest niemożliwa na gruncie istniejących teorii fizykalnych. Poszczególne układy — wbrew tradycyjnej ZK — różnią się gęstością materii, liczbą wymiarów przestrzeni, znakiem krzywizny, występującymi prawidłowościami rozwoju<sup>97</sup>. Gurewicz przyjmuje, iż im bardziej proste jest jakieś prawo fizyki, tym w większej liczbie układów obowiązuje ono; bardziej skomplikowane prawidłowości zachodzą w relatywnie mniejszej liczbie systemów. Nie określa on jednak, jakie kryterium prostoty praw należy przyjąć w tym przypadku, ani też nie usiłuje uzasadniać tezy o ujemnej korelacji między złożonością praw i częstością ich występowania. Rozwiązanie takie może razić swą dowolnością; może też być uważane za przejaw fantazji. Niemniej, analogiczne zarzuty były w historii nauki wysuwane pod adresem koncepcji, których nie kwestionuje się aktualnie.

W ujęciu Gurewicza można by krytykować pewne konkretne, drugorzędne dla badanego problemu wnioski. Kiedy np. usiłuje on wykazywać przez odwołanie do równań Ehrenfesta<sup>98</sup>, iż życie nie może istnieć w układach o liczbie wymiarów  $n > 3$ , to wbrew pierwotnemu założeniu<sup>99</sup> twierdzi on, że we wszystkich układach zewnętrznych muszą być spełnione równania Ehrenfesta oraz nie zauważa, iż w nieskończonej różnorodności zjawisk mogą także występować formy życia różne od istniejących na Ziemi.

Sygnalizowane braki nie przesądzają niczego odnośnie do wartości podstawowych idei ZAK. Przy ocenie wartości tej zasady należy natomiast zauważyć jej heurystyczną płodność. Odejście od klasycznej ZK umożliwiło m. in. podjęcie prób nowego rozwiązania problemu kosmologicznej osobliwości początkowej. Jedną z propozycji rozwiązania tego problemu przedstawił m. in. D. I. Błochincew<sup>100</sup>. W jego ujęciu w płaskiej pseudoeuclidowskiej metaprzestrzeni  $M_n(x)$  z liczbą wymiarów przestrzennych  $m > 3$  i jednym wymiarem czasowym zanurzone są układy i antyukłady niższego rzędu. W metaprzestrzeni tej analogatem naszego Wszechświata jest hiperpowierzchnia  $R_4$  zanurzona w  $M_n(x)$ . Stan kosmologicznej osobliwości początkowej tłumaczy się w tym ujęciu zderzeniem dwóch lub większej liczby układów typu naszego Wszechświata. Błochincew nie podejmuje bliższej charakterystyki przebiegu zderzenia. Pozostawia także nierozwiązanym problem następstw „kontaktowego spotkania” w przypadku koincydencji układów o różnych topologiach czy różnej licz-

<sup>96</sup> *Ob odnoj fundamentalnoj problemie w kosmologii*, w: Ewristiczeskaja rol' matematiki w fizike i kosmologii, Leningrad 1975, 39.

<sup>97</sup> Tamże, 44, 46.

<sup>98</sup> „Proc. Amst. Acad.”, (1917), 20.

<sup>99</sup> Art. cyt., 44.

<sup>100</sup> DAN SSSR, 229 (1976), 67.

bie wymiarów przestrzeni<sup>101</sup>. Koncepcję tę podjęli także R. A. Asanow, W. R. Frołow, N. A. Markow, P. K. Kobuszkin<sup>102</sup> i in. Dopuszczają oni istnienie nowych hipotetycznych cząstek nazywanych friedmonami<sup>103</sup>, maksymonami<sup>104</sup>, fundamentonami<sup>105</sup> czy plankonami<sup>106</sup> oraz proponują rozwiązania, jakie sami nazywają „zadziwiającymi”<sup>107</sup>.

W koncepcji tej po rozróżnieniu między słabą a mocną definicją wszechświata przyjmuje się, iż wszechświat jako całość stanowi nieskończony ciąg wzajemnie nakładających się na siebie friedmonów, z których każdy może stanowić odrębny quasi-zamknięty układ z odmiennymi prawami ewolucji. Obserwator istniejący we friedmonie  $F_1$  skłonny jest rozwiązywać wszystkie problemy przez odwołanie do prawidłowości występujących w jego systemie. Tymczasem poza układem  $F_1$  istnieją układy o innych prawach i nie można wykluczyć prawdopodobieństwa wzajemnego oddziaływania zewnętrznych układów w procesie ich rozwoju. Jeśli więc w określonym stadium ewolucji wszystkie zjawiska zachodzące w  $F_1$  dadzą się wytłumaczyć wewnętrznymi prawami tego systemu, to nie wynika z tego, by sytuacja taka musiała zachodzić również w innych stadiach.

Treściowo podobne rozwiązania nawiązujące w punkcie wyjścia do Diracowskiej koncepcji wielkich liczb przedstawili w 1978 r. P. Caldirola, M. Pavšič i E. Recami<sup>108</sup>. W ujęciach tych, podobnie jak we współczesnych próbach rozwijania Charlierowskiej koncepcji hierarchicznego wszechświata<sup>109</sup>, można jeszcze mówić o pewnych globalnych prawidłowościach, pod warunkiem, iż obserwuje się układy większe od znanego obecnie Wszechświata.

Radykalnie różna sytuacja zachodzi w przypadku Wheelerowskiej koncepcji zmienności w wszystkich praw. W filozoficznych inspiracjach tego ujęcia autor *Geometrodynamiki* nawiązał do wypowiedzi Newtona, który utrzymywał w swej *Optyce*: „Bóg posiada możność stworzenia cząstek materii o różnorodnych wymiarach i kształtach a także o różnych gęstościach i różnych proporcjach w stosunku do przestrzeni. Prawdopodobnie może on również stworzyć odmienne siły oraz organizować światy składające się z kilku części wszechświata”<sup>110</sup>. We Wheelerowskiej koncepcji wystąpienie osobliwości stanowi granicę określonych praw i symetrii. W skali kosmologicznej nie istnieje żadne prawo uniwersalne a w końcowych stadiach kolapsu każde z praw staje się pustospełnione.

<sup>101</sup> Tamże, 69.

<sup>102</sup> „Ann. of Phys.”, 59 (1970), 127; „Tieor. i mat. fiz.”, 16 (1973), 70; 3 (1970), 3; 13 (1972), 41; ŽETF, 51 (1966), 878; „Wopr. fil.”, (1970, 4), 66; „Pisma w ŽETF”, 5 (1967), 417.

<sup>103</sup> Zob. Markow, „Tieor. i mat. fiz.”, 3 (1970), 3.

<sup>104</sup> Markow, ŽETF, 51 (1966), 878.

<sup>105</sup> J. B. Rumier, ŽETF, 40 (1960), 199.

<sup>106</sup> K. P. Stanjukowicz, „Trudy WNII fiz.-tiech. i rad.-tiech. izm.”, 16 (1972), 125.

<sup>107</sup> „Ann. of Phys.”, 59 (1970), 122.

<sup>108</sup> „Nuovo Cim.”, B 48 (1978), 205.

<sup>109</sup> Zob. np. P. S. Wesson, „Ap. and Sp. Sc.”, 54 (1978), 489.

<sup>110</sup> London 1730. Cyt. za wyd. reprintowym London 1931, 404.

W stanie bliskim osobliwości bezsensowne stają się pojęcia praw i symetrii, zaś suponujące istnienie czasu terminy „przed” i „po” stają się terminami pustymi<sup>111</sup>. Jedyłą metazasadą, którą można stosować do wszystkich układów jest *the principle of mutability* — zasada zmienności. Orzeka ona, iż nie istnieją żadne prawidłowości, które miałyby charakter uniwersalny<sup>112</sup>.

Zasady geometrodynamiki Wheelera znajdują obecnie wielu kontynuatorów<sup>113</sup>. O ile ujęcie Wheelerowskie jest próbą wypracowania teorii jednoczącej kosmologię z fizyką mikroświata oraz próbą dedukcyjnego określenia natury punktów osobliwych, to przedstawiona przez ucznia Wheelera — H. Everetta III koncepcja światów równoległych powstała w wyniku epistemologicznych trudności mechaniki kwantowej<sup>114</sup>. W koncepcji tej, uznając za niezadowalającą zarówno interpretację kopenhaską, jak i tłumaczenia Bohma i von Neumana, przyjmuje się, iż wszystkie teoretycznie dopuszczalne stany kwantowe realizują się faktycznie w rzeczywistym świecie, który ustawicznie ulega podziałowi na wielką liczbę równoległych światów.

W światach tych realizują się wszystkie możliwe stany<sup>115</sup> i podobnie jak w modelach z ZA jedynie niewielki zbiór światów pozwala na istnienie życia<sup>116</sup>. Teoria ta rozwinięta przez J. A. Wheelera<sup>117</sup>, B. S. de Witta<sup>118</sup> i R. N. Grahama<sup>119</sup>, uważana jest za jedno z najbardziej kontrowersyjnych rozwiązań współczesnej fizyki<sup>120</sup>. Obok zdecydowanie pozytywnych ocen, w których nazywa się ją „najbardziej śmiałą i najbardziej ambitną ze wszystkich teorii przedstawionych w historii nauki”<sup>121</sup> równie mocne są głosy krytyczne określające ją mianem „bezpodstawnej, wprowadzającej w błąd, nieekonomicznej”. Mimo zdecydowanej krytyki ze strony fizyków, wyrażonej w pracach M. Sachsa, Toyoki Koga, E. H. Walkera, P. Pearle'a, J. Gervera, L. E. Ballentine'a<sup>122</sup>, podejmowane są pró-

<sup>111</sup> G. M. Patton, J. A. Wheeler, *Is Physics Legislated by Cosmogony?* w: *Quantum Gravity. An Oxford Symposium*, Oxford 1975, 588.

<sup>112</sup> „With the collapse of the Universe the framework falls down for everything one has ever called a law. At the end, so far as we can see today, there is no law left — except the „law of mutability”. There is nothing that does not change”. J. A. Wheeler, *The Universe as Home for Man*, w: *The Nature of Scientific Discovery*, Washington 1975, 281.

<sup>113</sup> Zob. J. Graves, *The Conceptual Foundations of Contemporary Relativity Theory*, Cambridge 1971 i uwzględnioną tam literaturę.

<sup>114</sup> „Rev. of Mod. Phys.”, 29 (1957), 454; przedruk w *The Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*, (ed. B. de Witt i N. Graham), Princeton 1973.

<sup>115</sup> Zob. szerzej B. S. de Witt, *Quantum Mechanics and Reality*, w: *Many-Worlds...*, 161.

<sup>116</sup> Por. Davies, *How special...*, 208.

<sup>117</sup> „Rev. of Mod. Phys.”, 29 (1957), 463.

<sup>118</sup> *The Everett — Wheeler Interpretation of Quantum Mechanics*, w: *Battelle Rencontres 1967*, New York 1968, 318.

<sup>119</sup> *The Everett Interpretation of Quantum Mechanics*, rozprawa doktorska przedstawiona na Uniw. Pld. Karoliny w Chapell Hill w roku 1970.

<sup>120</sup> Opis kontrowersji dotyczących teorii Everetta zob. M. Jamer, *The Philosophy of Quantum Mechanics*, New York 1975.

<sup>121</sup> Tamże, 517.

<sup>122</sup> „Phys. Tod.”, 24 (1971), 36; 515.



by włączenia tej teorii do rozwiązań, które po przyjęciu tradycyjnej ZK uważano za niezgodne z wynikami obserwacji. Jedną z takich prób jest przedstawiona przez Ch. W. Misnera koncepcja „mix-master”, której trudności obserwacyjne mogą być wyeliminowane po przyjęciu założeń teorii Everetta<sup>123</sup>. Zasadniczym brakiem omawianej teorii jest jej brak podatności zarówno na falsyfikację, jak i na konfirmację; wśród zalet podkreśla się natomiast jej funkcje heurystyczne i „pedagogiczne”<sup>124</sup>.

Analogiczną ocenę można odnosić także do pozostałych wersji ZAK. Autorzy omawianych tu rozwiązań w zasadzie nie ukrywają ich trudności<sup>125</sup> i przyznają, że dokładne wypracowanie bazy empiry i jej sugerowanych ujęć jest jeszcze kwestią odległej przyszłości<sup>126</sup>, a ujęcia te mogą być traktowane jedynie jako interesujące hipotezy<sup>127</sup>. Podobnie Błochincew nie ukrywał, iż koncepcję metaprzestrzeni wprowadził po to, by uniknąć kreacjonistycznych interpretacji osobliwości początkowej. Niewątpliwy jest także fakt inspirowania niektórych wariantów proponowanych rozwiązań przez zasady materializmu dialektycznego. Widać to np. w wypowiedziach o nieskończonej liczbie układów w superprzestrzeni czy nieskończonym ciągu friedmonów. W żadnym z proponowanych ujęć nieskończoność nie jest elementem koniecznym i mogłby również istnieć friedmonowy wszechświat złożony ze skończonej liczby quasi-zamkniętych układów, jak również nieskończony sekwens friedmonów, który jako całość miał absolutny początek rozwoju. Dopuszczenie możliwości przyjęcia rozwiązań z ZAK nie przesądzałoby więc niczego odnośnie do problemu czasowej skończoności wszechświata.

Interesujące jest również, że niektórzy przedstawiciele filozofii materialistycznej ustosunkowują się krytycznie do przedstawianych hipotez i podkreślają, iż ujęcia te mają raczej fantastyczny niż naukowy charakter<sup>128</sup>. Zauważyć jednak trzeba, że granica między wytworem fantazji a hipotezami przyrodniczymi bywa często nieostra.

Z drugiej strony nie wydają się przekonywające argumenty zwolenników ZAK, którzy chcieliby konfirmować swe rozwiązania przez odwołanie do teorii W. Ambarcumiana o zjawianiu się nowych gwiazd<sup>129</sup>

<sup>123</sup> „Phys. Rev.”, D 8 (1973), 3271.

<sup>124</sup> Zob. de Witt, *Quantum Mechanics...*, 165; „No experiment can reveal the existence of the „other world” in a superposition ... However, the EWG theory does have the pedagogical merit of bringing most of the fundamental issues of measurement theory clearly into the foreground, and hence of providing a useful framework for discussion”.

<sup>125</sup> Zob. Kobuszkin, art. cyt., 126.

<sup>126</sup> „a consistent dynamic theory of friedmons including also the effects of the quantum fluctuations of the metric seems to be a problem of distant future. Markow; „Ann. of Phys.”, 59 (1970), 127.

<sup>127</sup> Tamże, 126.

<sup>128</sup> W. W. Bażan, P. S. Dyszlewyj, W. S. Lukjaniec, *Dialekticzeskij materializm i problema realnosti w sowriemiennoj fizikie*, Kijew 1974, 144. Por. też przeciwną opinię L. G. Antipienki, *Problema fiziczeskiej realnosti*, Moskwa 1973, 208. Stwierdza on: „...Fridmony nie jawlajutsja plodom poeticzeskoj fantazji; zaklučzenije ob ich suszczestwowanii diełajetsja na osnowanii strogich rieszenij matie-maticzeskich urawnienij”.

<sup>129</sup> D. Błochincew, art. cyt., 69.

czy do przypuszczeń, iż układy typu Wszechświata stanowią analogaty czarnych dziur i dlatego można zakładać hipotezy o istnieniu oddzielonych horyzontem całkowicie różnych układów materii. Ostatnich sugestii nie można z zasady sfalsyfikować, gdyż — jak pisze G. I. Naan — „to, co dziś uważa się za nieistniejące, za niemożliwe fizycznie, jutro może należeć do sfery poznanego, okaże się istniejącym w tym lub innym sensie i będzie włączone do naszego poznania wszechświata”<sup>130</sup>.

## 2. Struktura czasoprzestrzeni

Zbiór założeń o strukturze czasoprzestrzeni, które mogłyby stanowić analogat *hard core* Lakatosa określane bywa we współczesnej kosmologii mianem „fizykalnie rozsądnych” warunków. R. Geroch uważa założenie o spełnieniu warunku Hausdorffa w rzeczywistym świecie za fizykalnie rozsądne<sup>131</sup>. J. Ehlers sądzi, iż teza o pseudo-Riemannowskim charakterze czasoprzestrzeni jest zarówno rozsądną, jak i zgodną z wynikami obserwacji<sup>132</sup>; zaś Hawking i Ellis podkreślają, że jedynie niezwane rozmaitości można uważać za rozsądne modele czasoprzestrzeni<sup>133</sup>. Ponieważ jednak dane historiografii wykazują, iż rozwój nauki jest możliwy dzięki wprowadzeniu idei, które wcześniej uważano za nierozsądne zarówno merytorycznie, jak i metodologicznie<sup>134</sup>, przeto w kosmologii podejmowane są ustawicznie próby zastępowania niektórych tradycyjnych „rozsądnych” założeń przez założenia opozycyjne, prowadzące do rozwiązań z patologicznymi własnościami<sup>135</sup>. Z tej racji, iż w płaszczyźnie analiz kosmologicznych istnieją wyjątkowo duże możliwości konstrukcji niestandardowych rozwiązań, w celu uniknięcia zalewu oryginalnych i sztucznych, lecz heurystycznie niepłodnych konstrukcji, wprowadza się metodologiczny postulat uwzględniania jedynie „rozsądnie patologicznych”<sup>136</sup> czasoprzestrzeni.

Różnice poglądów odnośnie do proporcji między rozsądnymi a patologicznymi strukturami w kosmologii znajdują wyraz już przy definicji czasoprzestrzeni. Wymagane do tego celu pojęcie rozmaitości różniczkowej posiada precyzyjną definicję w topologii różniczkowej, nie łatwo jest jednak określić je w sposób zarazem precyzyjny i satysfakcjonujący estetycznie kosmologa<sup>137</sup>. Pytanie o wielkości graniczne poniżej których nie można stosować pojęcia gładkiej rozmaitości posiada obszerną literaturę,

<sup>130</sup> *Fundamentalnyje problemy sowriemiennoje astronomii*, w: *Dialektika i sowriemiennoje jestiestwoznanije*, Moskwa 1970, 227.

<sup>131</sup> GRG, 1 (1971), 62.

<sup>132</sup> *The Nature and Structure of Spacetime*, w: PCN, 84 n.

<sup>133</sup> LS, 40, 90.

<sup>134</sup> Por. np. uwagi J. Agassiego, *Verisimilitude: Popper, Miller, and Hattian-gadi*, w: *Formal Methods in the Methodology of Empirical Sciences. Proceedings of the Conference...* Warsaw, June 17—21, 1974, Wrocław 1976, 335—352.

<sup>135</sup> O rozwiązaniach patologicznych zob. opracowanie Y. Ne'emana, *Unconventional and Pathological World Models*, w: *Proc. IAU Symp. no. 63*, 151.

<sup>136</sup> Wyrażenie G. F. R. Ellisa, GRG, 2 (1971), 18.

<sup>137</sup> Por. Geroch, GRG, 1 (1971), 65 n.

ale nie posiada jednoznacznej odpowiedzi. Zamiast podstawowego w dotychczasowych ujęciach pojęcia różnorodności proponuje się odmienne schematy konceptualne stanowiące bądź to uogólnienie dotychczasowych schematów (jak w przypadku propozycji J. A. Wheelera<sup>138</sup>, E. Kronheimera i R. Penrose'a<sup>139</sup>), bądź też rozwinięcie nowych idei (jak w przypadku geometrii statycznej K. Mengera<sup>140</sup> czy „fizyki wolnej od kontinuum” D. Finkelsteina<sup>141</sup>). Komentując podobne próby J. Ehlers stwierdza jedynie: „W tym punkcie dochodzimy do granicy wiedzy o czasoprzestrzeni i pozostajemy zostawieni jedynie z pytaniami”<sup>142</sup>.

Pomijając zagadnienie optymalnej i satysfakcjonującej estetycznie definicji oraz zostawiając otwartą kwestię, które z pojęć będzie odgrywało podstawową rolę w przyszłej kosmologii kwantowej, można pytać, które z obecnie przyjmowanych założeń dotyczących struktury czasoprzestrzeni stanowią elementy *hard core*. W celu poszukiwania odpowiedzi na to pytanie podjęte zostaną analizy dotyczące:

- struktury kauzalnej czasoprzestrzeni,
- struktury różniczkowej czasoprzestrzeni,
- struktury topologicznej czasoprzestrzeni.

Analiza tych trzech typów struktur jest wystarczająca dla problematyki niniejszego artykułu. Mogłaby ona być poszerzona przez uwzględnienie innych typów struktur — konforemnej, rzutowej, metrycznej, spinorowej, Weylowskiej czy Lorentzowskiej<sup>143</sup>. Nie wszystkie z tych struktur mają równą doniosłość dla kosmologii, niektóre z nich można wyprowadzić z bardziej podstawowych własności. Pewne twierdzenia można udowodnić niezależnie od tego, czy w punkcie wyjścia przyjmie się jako podstawową np. strukturę topologiczną, czy też kauzalną. Pomijając nieistotne dla badanego zagadnienia typy związków między poszczególnymi strukturami, jako kryterium kolejności omawiania różnych struktur przyjmuję ich terminologiczną prostotę semantyczną, której wskaźnikiem jest liczba wprowadzanych terminów podstawowych.

### 3. Struktura kauzalna czasoprzestrzeni

Prowadzone zaledwie od kilkunastu lat analizy struktury kauzalnej czasoprzestrzeni okazały się nadzwyczaj efektywne, pozwalając udowodnić wiele mocnych twierdzeń przy pomocy niewielkiej liczby założeń uważanych za naturalne. W obecnym stanie badań struktura kauzalna traktowana jest jako najbardziej podstawowa wśród wszystkich typów struk-

<sup>138</sup> Art. cyt.; zob. też *Geometrodynamics*, New York 1962.

<sup>139</sup> E. H. Kronheimer, R. Penrose, *On the Structure of Causal Spaces*, „Proc. Camb. Phil. Soc.”, 63 (1967), 481.

<sup>140</sup> *Topology without Points*, Rice Institute 1932.

<sup>141</sup> „Phys. Rev.”, 184 (1969), 1261.

<sup>142</sup> Art. cyt., 89.

<sup>143</sup> Omówienie innych typów struktur czasoprzestrzeni zob. np. M. Heller, „Acta Cosm.”, 7 (1978), 83.

tur<sup>144</sup>, gdyż jej informacyjna zawartość umożliwia określenie znacznie większej liczby własności czasoprzestrzeni niż np. zawartość struktury różniczkowej. Dodatkową racją skłaniającą do podejmowania subtelných analiz związków kauzalnych jest prostota i relatywna przejrzystość wypracowanych argumentów, które to cechy są następstwem tego, iż przy związkach kauzalnych bada się maksymalnie ogólne relacje abstrahując od drugorzędnych uwarunkowań. Dlatego też, mimo iż w różnych ośrodkach utrzymują się jeszcze podstawowe różnice w notacji<sup>145</sup>, niektórym terminom bazowym nadawane są odmienne treści, zaś pewne propozycje definicyjne nie znajdują rozwinięć, problemy dotyczące rozwinięcia Cauchy'ego, stabilnej kauzalności, globalnej hiperboliczności etc. należą do podstawowych zagadnień kosmologii, których ujęcie determinuje w sposób zasadniczy charakter konstruowanych modeli.

Jednym z motywów, który skłonił Kronheimera i Penrose'a do podjęcia badań struktury kauzalnej było pragnienie umożliwienia obiektywnej oceny rozwiązań, które nazywano patologicznymi na podstawie analiz struktur pochodnych od kauzalnej<sup>146</sup>. Definiując przestrzeń kauzalną (nazywaną także przestrzenią etiologiczną) autorzy ci odwołują się do relacji poprzedzania chronologicznego  $\ll$  i poprzedzania kauzalnego  $<$  w zorientowanej czasowo czasoprzestrzeni  $(M, g)$ <sup>147</sup>. We wprowadzonej bazie terminologicznej trójka  $(X, <, \ll)$  jest nazywana przestrzenią kauzalną jeśli dla każdego  $x, y, z \in X$  spełnione są warunki:

- I  $x < x$
- II  $x < y < z \rightarrow x < z$
- III  $x < y < x \rightarrow x = y$
- IV  $\sim (x \ll x)$
- V  $x \ll y \rightarrow x < y$
- VI a  $x < y \ll z \rightarrow x \ll z$
- VI b  $x \ll y < z \rightarrow x \ll z$

Dla przestrzeni spełniających powyższe aksjomaty możliwe jest sformułowanie nieskończonej liczby warunków kauzalnych, z których najbardziej istotne zostaną wymienione obecnie:

<sup>144</sup> Por. Geroch, GRG, 1 (1971), 67.

<sup>145</sup> Zob. np. egzotyczny charakter pewnych oznaczeń proponowanych w klasycznym artykule E. Kronheimera i R. Penrose'a. Proponują oni tam m. in. oznaczenia  $\{(\text{reg.}) \text{ hor} \mid \text{can} <\}$ ,  $\cap \{\text{reg. chr.} \mid \text{can} <\}$ . Por. też odmienną notację proponowaną przez B. Cartera.

<sup>146</sup> Art. cyt., 481 n.

<sup>147</sup> W pierwotnej wersji artykułu Kronheimer i Penrose wprowadzali jeszcze jako podstawowe pojęcie horizmoidalności  $\rightarrow$ . Horizmoidalność można jednak zdefiniować odwołując się tylko do  $<$  i  $\ll$ . W ujęciu formalnym proponowanym w *On the Structure...* w punkcie wyjścia przyjmuje się twierdzenia  $x C y$ ,  $x N y$  — istnieje zorientowana krzywa czasowa (resp. nieprzestrzennopodobna)  $\gamma$ , taka że  $\bigwedge s, t \in \mathbf{R} : s < t \wedge x = \gamma(s) \wedge y = \gamma(t)$ . Relacje  $<$ ,  $\ll$  wprowadzane są wtedy następująco:  $x \ll y \equiv C y$ ;  $x < y \equiv x N y \vee x = y$ .

### 1. Warunek lokalnej kauzalności (WLK)

W przestrzeni  $M$  dowolne dwa punkty  $p, q$  leżące w otoczeniu  $U$  można połączyć informacyjnie wtedy i tylko wtedy, gdy istnieje krzywa nieprzestrzennopodobna z  $p$  do  $q$ .

### 2. Warunek globalnej kauzalności (WGK)

W przestrzeni  $M$  nie istnieją zamknięte krzywe nieprzestrzennopodobne.

### 3. Warunek rozróżniania przyszłości (WRP)

Dla dwóch różnych punktów  $p, q \in M$  istnieją niepokrywające się zbiory  $I^+(p), I^+(q)$ , resp.  $I^-(p), I^-(q)$ . W drugim przypadku orzeka się o warunku nierozróżniania przeszłości.

### 4. Warunek mocnej kauzalności (WMK)

Każdy punkt  $p \in M$  posiada otoczenie  $U$ , które nie jest przecinane więcej niż raz przez dowolną krzywą nieprzestrzennopodobną. Zależnie od charakteru otoczenia  $U$  możliwa jest konstrukcja wyrafinowanych rozwiązań, w których przez dane otoczenie  $U$  żadna krzywa nieprzestrzennopodobna nie przechodzi więcej niż raz, lecz krzywa taka przechodzi wielokrotnie przez otoczenie  $W \supset U$ . Dlatego też warunek ten może mieć nieskończoną liczbę wariantów  $WMK_1, WMK_2, \dots, WMK_n, \dots$  zależnie od konkretnych uwarunkowań charakteryzujących rozpatrywane otoczenie punktu  $p$ <sup>148</sup>.

### 5. Warunek stabilnej kauzalności (WSK)

Niewielkie zmiany metryki  $g$  w otwartym otoczeniu  $U$  nie prowadzą do powstania zamkniętych krzywych kauzalnych.

### 6. Warunek kauzalnej ciągłości (WKC)

Przeszłość i przyszłość obserwatora  $O$  zachowują ciągłość przy małych zmianach metryki lub niewielkich zmianach położenia  $O$ .

### 7. Warunek kauzalnej prostoty (WKP)

Zbiór  $U$  jest kauzalnie prosty, jeśli dla każdego punktu zwartego podzbioru  $S \subset U$  przecięcia  $J^+(S) \cap U$  oraz  $J^-(S) \cap U$  są zbiorami domkniętymi w  $M$ .

### 8. Warunek globalnej hiperboliczności (WGH)

Zbiór  $U$  jest globalnie hiperboliczny, jeśli spełniony jest warunek mocnej kauzalności oraz jeśli dla dowolnych dwóch punktów  $p, q \in U$  przecięcie kauzalnej przyszłości  $p$  i kauzalnej przeszłości  $q$  daje zbiór zwarty zawarty w  $M$ .

Poszczególne warunki mają różny status epistemologiczny. O ile WLK jest warunkiem minimalnym, bez którego przyjęcia wszechświat trzeba by traktować jako zbiór punktowych monad, to WGH stanowi

<sup>148</sup> Bliższe opracowanie tych wariantów zob. B. Carter, *Causal Structure in Space-Time*, GRG 1 (1971), 349.



bardzo mocne ograniczenie klasy możliwych rozwiązań. Nawet w najprostszym przypadku zachodzi możliwość modyfikacji WLK, która nie prowadziłaby do jego negacji, lecz do uogólnienia. Konkretnie formy takich propozycji istnieją już w hipotezach kosmologicznych, w których przyjmuje się istnienie tachyonów. W ujęciach takich sygnały mogą być przesyłane także za pośrednictwem cząstek poruszających się po krzywych przestrzennopodobnych<sup>149</sup>.

WGK zarzucony został w 1949 r. w słynnym modelu K. Goedla. W modelu tym przez każdy punkt czasoprzestrzeni przechodzą zamknięte linie czasowe i w wyniku tego niemożliwe jest wyodrębnienie czasu kosmicznego<sup>150</sup>. Sugerowane są także propozycje obserwacyjnej konfirmacji tezy o nieistnieniu zamkniętych krzywych czasowych<sup>151</sup>, upoważniają one jednak tylko do bardzo łagodnych wniosków orzekających, iż „istnieją powody, by oczekiwać, że naruszenie kauzalności nie jest w naszym sąsiedztwie zbyt surowe”<sup>152</sup>. Epistemologicznie interesujący jest fakt, iż dla dowiedzenia twierdzeń o osobliwości konieczne było przyjęcie WMK. W przypadku tym zachodziła więc swego rodzaju selekcja rozwiązań patologicznych, gdzie zakładano niewystępowanie patologii typu kauzalnego, po to by otrzymać patologiczne w stosunku do koncepcji kosmologicznych lat pięćdziesiątych modele z osobliwościami.

Ewentualne uznanie WMK nie oznacza uniknięcia rozwiązań z patologiami kauzalnymi, ponieważ w modelach z WMK fluktuacje metryki mogą prowadzić do zamkniętych linii kauzalnych<sup>153</sup>. Realistyczny charakter takich przypuszczeń usiłuje się podawać w wątpliwość przez odwołanie do roli procesów kwantowych w przyszłej unitarnej teorii pola<sup>154</sup>.

Obszerna klasa rozwiązań, w których nie można wyróżnić jednego czasu kosmicznego dostarcza także przykładów rozwiązań z anomaliami kauzalnymi. Najprostsze przykłady naruszenia WRP podają Geroch<sup>155</sup> oraz Hawking i Ellis<sup>156</sup>. WGH naruszony jest we wszystkich modelach, w których nie istnieje powierzchnia Cauchy'ego. W modelach zachowujących WGH spełniony jest także WSK — zamknięte krzywe czasowe nie mogą przecinać aczasowego zbioru  $S$ . W konsekwencji struktury topologiczne w tych modelach są nazywane „bardzo nudnymi”<sup>157</sup>, zaś możliwości dokonywania obserwacji są w skali kosmologicznej szczególnie proste z racji nieistnienia horyzontu Cauchy'ego. Równocześnie jednak niemożliwe jest udowodnienie, iż w realnym świecie zachowany jest

<sup>149</sup> Obszerniejsze dane na temat hipotez o istnieniu tachyonów zob. np. GRG, 1 (1970), 42; 9 (1978), 1089.

<sup>150</sup> Zob. „Rev. Mod. Phys.”, 21 (1949), 447.

<sup>151</sup> Zob. R. P. Geroch, *Space-Time Structure from a Global View Point*, w: *General Relativity and Cosmology*, New York 1971, 89 n.

<sup>152</sup> Tamże, 90.

<sup>153</sup> Zob. LS, 197; Geroch, *Space-Time...*, 91.

<sup>154</sup> LS, 197.

<sup>155</sup> *Space-Time...*, 89.

<sup>156</sup> LS, 193.

<sup>157</sup> LS, 212.

WGH, gdyż obserwowane lokalnie zjawiska w modelach bez WGH mogą nie różnić się w przebiegu od zjawisk zachodzących w modelach z WGH<sup>158</sup>. Możliwe jest teoretycznie wykazanie, iż w rzeczywistym świecie jest naruszony WGH, niemożliwe jest natomiast wykazanie, że jest on spełniony.

#### 4. Struktura różniczkowa czasoprzestrzeni

$n$ -wymiarową rozmaitością różniczkową klasy  $C^r$  nazywana jest czasoprzestrzeń  $M$ , dla jakiej istnieje  $n$ -wymiarowy atlas  $A$ <sup>159</sup>, w którego odwzorowaniach nowe współrzędne dowolnego punktu  $p$  są  $r$  — krotnie różniczkowalne w sposób ciągły.

Wypowiedzi o tym, iż czasoprzestrzeń ma strukturę rozmaitości klasy  $C^0$  można znaleźć w tekstach Einsteina z 1917 r., kiedy to pisał on: „Świat ma strukturę continuum (...), ponieważ dla każdego zdarzenia istnieją bliskie zdarzenia sąsiednie (...) o współrzędnych  $x_1, y_1, z_1, t_1$  dowolnie mało różnych od współrzędnych  $x, y, z, t$  wybranego uprzednio zdarzenia”<sup>160</sup>.

Sam fakt przypisywania czasoprzestrzeni struktury rozmaitości różniczkowej klasy  $C^r$  jest równoważny twierdzeniu, że rozpatrywane lokalnie topologiczne i różniczkowe własności czasoprzestrzeni mają charakter euklidesowy. Zachodzi więc możliwość wprowadzenia przynajmniej lokalnego systemu współrzędnych, wektorów, stycznych, 1-form i tensorów. Struktura różniczkowa czasoprzestrzeni nie daje natomiast podstaw do wprowadzania pojęć linii geodezyjnych, metryki, krzywizny czy odległości. Pojęcia te wprowadza się przyjmując dodatkowe założenia przy analizach innych typów struktur czasoprzestrzeni.

Z szerokiego zestawu zagadnień badanych w topologii różniczkowej zostaną tu zasygnalizowane dwie kwestie brane pod uwagę przy konstrukcji modeli patologicznych: problem orientowalności i problem gładkości.

##### a) Orientowalność czasoprzestrzeni

$n$ -wymiarowa rozmaitość  $M$  jest rozmaitością orientowalną, jeśli możliwe jest w niej globalna, a nie lokalna tylko orientacja. Ma to miejsce wtedy i tylko wtedy, jeśli żadna z charakteryzujących orientację  $n$  — form nie przybiera wartości zerowych<sup>161</sup>.

<sup>158</sup> Zob. niniejszy artykuł, s. 97 n.

<sup>159</sup>  $C^r$  atlasem  $\{U_\alpha, \psi_\alpha\}$  nazywany jest zbiór map  $(U_\alpha, \psi_\alpha)$  w którym:

1)  $\bigcup_{\alpha} U_\alpha = M$

2)  $\bigwedge U_\alpha \cap U_\beta \neq \emptyset \wedge \psi_\alpha \circ \psi_\beta^{-1}: \psi_\beta(U_\alpha \cap U_\beta) \rightarrow \psi_\alpha(U_\alpha \cap U_\beta)$  jest odwzorowaniem klasy  $C^r$  pewnego otwartego podzbioru przestrzeni  $R^n$  na inny otwarty podzbiór  $R^n$ .

<sup>160</sup> *Über die spezielle und allgemeine Relativitätstheorie*, w: *Sobranije naucznych trudow*, Moskwa 1965, t. 1, 578.

<sup>161</sup> Zob. szerzej R. L. Bishop, S. I. Goldberg, *Tensor Analysis on Manifolds*, New York 1968, 185. Por. też F. Brickell, R. S. Clark, *Differentiable Manifolds*, New York 1970, 120.

Dowolna czasoprzestrzeń  $M$  jest orientowalna wtedy i tylko wtedy, gdy każda krzywa  $\gamma \in M$  jest zarówno czasowo, jak i przestrzennie orientowalna. Spójna rozmaitość pseudo-Riemannowska  $M$  jest czasowo orientowalną wtedy i tylko wtedy, gdy każda otwarta podrozmaitość  $T$  składa się z dwu elementów  $T^+$  — zwanego przyszłością, oraz  $T^-$  — zwanego przeszłością. Korelatywnie do zbiorów  $T^+$  i  $T^-$  można w rozmaitości  $M$  z  $n \geq 3$  wyodrębnić stożek świetlny przyszłości  $L^+ = \{v \in L : g(e, v) < 0\}$  oraz stożek świetlny przeszłości  $L^- = \{v \in L : g(e, v) < 0\}$ , gdzie  $e$  jest wektorem czasowym.

By na podstawie lokalnych obserwacji udzielić odpowiedzi na pytanie o orientowalność wszechświata należy przyjąć dodatkowe mocne założenia. W ujęciu wypracowanym przez R. P. Gerocha<sup>102</sup> można mówić o globalnej orientowalności czasoprzestrzeni (przestrzennie, czasowo i ładunkowo) o ile przyjmie się: 1) zasadę CPT, 2) niezmienniczość względem inwersji ładunku i parzystości, 3) niezmienniczość CP, 4) orientowalność czasową w każdym układzie lokalnym. Przyjęcie tych założeń prowadzi do alternatywy rozłącznej albo każda zamknięta krzywa jest zorientowana przestrzennie, czasowo i ładunkowo, albo nie posiada ona żadnej z wymienionych orientacji. Trzeba więc wprowadzić jeszcze dodatkowe piąte założenie o globalnej orientacji czasowej wszechświata po to, by uznać występowanie wszystkich trzech typów orientowalności w rzeczywistym wszechświecie. Założenie to wydaje się wprawdzie wysoce realistyczne i procesy ekspansji wszechświata czy wzrostu entropii proponowane są jako wyznaczniki kierunku czasu, niemniej problemem pierwszorzędym pozostaje nadal pytanie o zasadność globalnej ekstrapolacji obserwowanych prawidłowości.

Najprostszym przykładem spójnej i nieorientowalnej rozmaitości jest wstęga Moebiusa. Inny prosty przykład nieorientowalnej czasowo rozmaitości został wskazany w dyskusji A. Trautmana z E. Schückingiem. Rozmaitość ta została skonstruowana przez identyfikację punktów w 4-wymiarowej przestrzeni Minkowskiego<sup>103</sup>.

Dodatkowy argument na rzecz prób konstrukcji modeli bez globalnej orientowalności stanowią twierdzenia o osobliwościach. Wystąpienie osobliwości kosmologicznej narusza spójność czasu i czyni zasadnymi przypuszczenia, iż w stanie maksymalnej superkondensacji nie tylko pojęcie orientowalności, ale nawet samo pojęcie czasoprzestrzeni staje się bezsensowne semantycznie. Ponieważ w skali globalnej takie własności czasu jak spójność czy gęstość mogą różnić się od własności rozpatrywanych lokalnie, rozumując przez analogię można snuć przypuszczenia o nieistnieniu globalnej orientowalności czasowej. Po uwzględnieniu wskazanych wyżej związków między odmiennymi typami orientowalności zasadnym staje się zakwestionowanie orientowalności przestrzennej i ładunkowej.

<sup>102</sup> *Space-time...*, 84.

<sup>103</sup> Zob. J. Ehlers, *General Relativity and Kinetic Theory*, w: *General Relativity and Cosmology*, 67.

## b) Gładkość czasoprzestrzeni

Założenie o klasie różniczkowalności danej rozmaitości  $M$  bywa pomijane formalnie w wielu ujęciach kosmologicznych<sup>164</sup>. Jest to zarówno następstwem faktu, iż doniosłość założeń o gładkości jest znacznie mniejsza niż np. założeń o orientowalności, jak też wynika z niemożności empirycznego wykazania (z racji istniejącego marginesu błędu pomiarów), iż określona przestrzeń jest  $C^\infty$ . Praktycznie więc zakwestionowanie  $C^\infty$  nie musi prowadzić per se do konstrukcji rozwiązań z patologicznymi własnościami.

Istnieją jednak przypuszczenia<sup>165</sup>, że próba zespolenia teorii grawitacji z teorią kwantów może doprowadzić do tego, iż pojęcie rozmaitości gładkiej zostanie w nowej teorii zastąpione przez pojęcie rozmaitości „kwantowej” złożonej z podstawowych nieróżniczkowalnych elementów. W wariantach tych przewiduje się, iż gładkość czasoprzestrzeni zanika na poziomie fluktuacji kwantowych rzędu  $[\hbar G (c^3)]^{1/2} = 1,6 \cdot 10^{-33}$  cm i na jej miejscu zjawiają się struktury gąbkopodobne<sup>166</sup>.

Ujęcia te są opozycyjne w stosunku do tradycji wywodzącej się z kosmologii newtonowskiej, w której utożsamiano zdarzenie z punktem geometrycznym. Nowe propozycje usiłuje się uzasadniać przez odwołanie do analogii z historii nauki. W odnośnych argumentacjach wykazuje się zarówno fakt uznania kwantowej struktury procesów, które we wcześniejszych stadiach nauki uważano za ciągłe, jak i zwraca się uwagę na wewnętrzne sprzeczności współczesnej relatywistycznej teorii kwantów. Przy krytycznej ocenie podobnych argumentów akcentowana jest naturalność i prostota założenia o gładkości. Kontrargumentów takich nie można jednak przeceniać, gdyż oba te pojęcia są uwarunkowane paradygmatycznie. Rozwój nauki doprowadził do uznania wielu rozwiązań, które wcześniej uważano za naturalne. Problem prostoty założeń natomiast z pewnością nie należy do prostych.

## 5. Strukturą topologiczną czasoprzestrzeni

Zagadnienie topologicznej struktury czasoprzestrzeni nie było rozpatrywane w kosmologii przedrelatywistycznej. Na jej gruncie można było wprawdzie wyodrębnić formalnie grupę problemów dotyczących topologicznych własności przestrzeni czy czasu, nie widziano jednak celowości takiego wyodrębniania, kierując się przekonaniem o Euklidesowym charakterze geometrii wszechświata.

Z powstaniem OTW uległ zmianie status problemu. Przyjęcie wniosku o nieeuklidesowym charakterze rozpatrywanej globalnie czasoprze-

<sup>164</sup> Por. J. Ehlers, *General Relativity...*, 4 n, 68; J. Munkers, *Elementary Differential Topology*, Princeton 1963. H. J. Seifert, „Z. Naturforsch.”, 22 a (1967), 1356.

<sup>165</sup> Sachs, Wu, *General Relativity for Mathematicians*, New York 1977, 28.

<sup>166</sup> Zob. np. J. A. Wheeler, *Geometrodynamics*, New York 1962; H. Weyl, *Philosophy of Mathematics and Natural Science*, Princeton 1949; R. Penrose, *An Analysis of the Structure of Space-time*, Adams Prize Essay 1966.

strzeni narzuca pytania o jej strukturę topologiczną. Autorzy podejmują to zagadnienie, zamiast bronić przy pomocy tłumaczeń *ad hoc* Euklidesowości czasoprzestrzeni, stawiają kwestię „dlaczego przyroda nie mogłaby wybrać nietrywialnej topologii”?<sup>167</sup>

Ostatnie pytanie jest tym bardziej uzasadnione, że np. dla samych modeli hiperbolicznych możliwa jest konstrukcja nieskończonej liczby rozwiązań z patologicznymi własnościami topologicznymi. Klasyfikacja tych rozwiązań nie została przedstawiona dotychczas, zostały natomiast przedstawione wątpliwości, czy kiedykolwiek będzie możliwe wypracowanie schematu klasyfikacyjnego, w którym byłyby uwzględnione wszystkie dopuszczalne teoretycznie typy struktur topologicznych.

By nowe propozycje odnośnie do topologii czasoprzestrzeni nie miały charakteru czysto spekulatywnego, czynnikiem szczególnie doniosłym jest ich testowalność empiryczna. W niektórych klasach rozwiązań niespełnienie postulatu testowalności uzasadnione jest występowaniem horyzontów, w innych klasach natomiast z rozwojem analiz teoretycznych można zauważyć także wzrost liczby proponowanych testów, które w zasadzie mogłyby doprowadzić do eliminacji pewnych typów struktur jako nierealistycznych. Wśród propozycji idących w ostatnim kierunku można wymienić próby falsyfikacji hipotezy o Kleinowskim charakterze czasoprzestrzeni przez wykazywanie, iż  $\Omega \leq 1$ , próby obserwacji tego samego obiektu z różnych kierunków (tzw. efekt „duchów”)<sup>168</sup> czy usiłowanie confirmacji geometrodynamiki Wheelera przez poszukiwanie sygnałów rozchodzących się z  $v > c$ <sup>169</sup>. Rezultatem odejścia od tradycyjnych założeń topologicznych jest m. in. koncepcja wszechświatów typu Y, w których nie jest spełniony aksjomat Hausdorffa oraz koncepcje, w których czasoprzestrzeń uważana jest za wielospójną.

#### a) Własność Hausdorffa

Aksjomat separacji Hausdorffa orzeka, iż topologiczna przestrzeń  $M$  jest przestrzenią Hausdorffa, jeśli dla dwóch różnych punktów  $p, q \in M$  istnieją rozłączne otoczenia  $U, V$  takie że  $p \in U$  i  $q \in V$ .

W samej definicji czasoprzestrzeni nie jest implikowany aksjomat Hausdorffa, niemniej w prawie wszystkich modelach relatywistycznych lat sześćdziesiątych aksjomat ten przyjmowano. Najprostsze, trywialne przykłady konstrukcji różności nie spełniających warunku Hausdorffa można otrzymać identyfikując otwarty podzbiór  $U \subset M$  z odpowiadającym mu podzbiorem  $U' \subset M'$ , gdzie  $M'$  stanowi kopię  $M$ . Jeśli  $U \neq \emptyset$  w przestrzeni  $M \cup M'$  nie jest spełniony aksjomat Hausdorffa.

Mniej trywialne przykłady rozwiązań nie-Hausdorffowskich można znaleźć w pracach R. Gerocha<sup>170</sup> czy Hawkinga i Ellisa<sup>171</sup>. Następstwem

<sup>167</sup> Por. J. B. Zeldowicz, „Comm. on Ap. Sp. Sc.”, 5 (1973), 172.

<sup>168</sup> G. Paal, „Acta Phys. Hung.”, 30 (1971), 51; D. D. Sokołow, W. P. Szwarcman, ŻETF, 66 (1974), 412.

<sup>169</sup> Zob. np. „Phys. Rev.”, 128 (1962), 919.

<sup>170</sup> Space-time..., 133; „J. Math. Phys.”, 9 (1968), 450.

<sup>171</sup> LS, 14, 173, 177.



kosmologicznego zastosowania podobnych propozycji są modele przedstawione przez E. T. Newman, L. Tamburino i T. Unti<sup>172</sup>, Ch. W. Misnera<sup>173</sup> czy P. Hajicka<sup>174</sup>.

Przedstawione modele skłaniają do wniosku, że poprzednie oceny, w których uważano, iż odejście od warunku Hausdorffa prowadzić musi do wysoce wyrafinowanych patologii i obcych fizyce relatywistycznej spekulatywnych ujęć, były ocenami zdecydowanie przesadnymi<sup>175</sup>. Patologie analizowane przez Hajicka pojawiają się tylko w naruszeniu słabego warunku kauzalności, co stanowi przykład stosunkowo łagodnej patologii, jeśli uwzględni się fakt, iż aksjomat Hausdorffa miał charakter podstawowy na gruncie standardowych modeli kosmologicznych.

#### b) Spójność

Rozmaitość  $M$  określana jest mianem spójnej, jeśli jej dwa dowolne punkty mogą być połączone przy pomocy ciągłej krzywej  $\gamma \in M$ . Jako równoważne określenie globalnej spójności formułowany jest warunek, że  $M$  jest spójna wtedy i tylko wtedy, gdy nie da się przedstawić w postaci sumy  $M_1 \oplus M_2$  niepustych podprzestrzeni  $M_1, M_2 \subset M$ . Od tak pojętej globalnej spójności odróżnia się spójność lokalną. Orzeka się o niej wtedy, jeśli każdy punkt  $x \in M$  posiada w otoczeniu  $O$  spójny zbiór  $S \subset O$ , taki, iż  $x \in \text{Int. } S$ .

W klasycznych opracowaniach kosmologicznych założenie o spójności czasoprzestrzeni uzasadniano tym, iż rezygnacja z niego oznaczałaby w praktyce rezygnację z możliwości obserwacyjnego poznania pewnych obszarów wszechświata. Optymizm poznawczy oraz fakt, iż niespójne regiony czasoprzestrzeni byłyby nieobserwowalne nie tylko w określonym stadium ewolucji, lecz zawsze<sup>176</sup>, skłania do przyjęcia wśród podstawowych założeń modeli kosmologicznych założenia o prostej spójności czasoprzestrzeni. W przypadku modeli patologicznych założenie to można odrzucić wprowadzając dwa zasadnicze typy bardziej wyrafinowanych rozwiązań:

1. Konstruując modele, w których niespójne części wszechświata ewoluują niezależnie od siebie.
2. Zastępując założenie o prostej spójności założeniem o wielospójności czasoprzestrzeni.

Znacznie bardziej interesujące są warianty rozwiązań drugiej grupy, w których miejsce tezy o prostej (zwykłej) spójności czasoprzestrzeni za-

<sup>172</sup> „J. Math. Phys.”, 4 (1963), 915. Zob. też wcześniejszą niezależną pracę Tauba, „Ann. of Math.”, 53 (1951), 472.

<sup>173</sup> „J. Math. Phys.”, 4 (1963), 924.

<sup>174</sup> „Comm. Math. Phys.”, 21 (1971), 75.

<sup>175</sup> Por. opinię Hajicka „at the first glance these spaces seemed to be very strange containing bifurcate geodesics, curves with more than one endpoints, etc. Then it has been shown that no such strangeness is present in a non-Hausdorff extension of the Taub – Nut space”, Art. cyt., 75.

<sup>176</sup> Por. Sachs, Wu, dz. cyt., 27.

jęło założenie wielospójności. W obszernym zestawie równoważnych definicji przestrzeni wielospójnych stosunkową prostą jest definicja odwołująca się do pojęcia domkniętej krzywej Jordana<sup>177</sup> oraz otwartej jedno-spójnej przestrzeni  $S$ . W ujęciu tym przestrzeń  $S$  jest jedno-spójna, tzn. zachowuje prostą spójność, gdy wszystkie punkty należące do wnętrza domkniętej krzywej Jordana składającej się z punktów  $S$  należą do  $S$ . Jeśli natomiast istnieją domknięte krzywe Jordana składające się wyłącznie z punktów należących do  $S$  i krzywe te w swym wnętrzu zawierają punkty nie należące do  $S$ , to przestrzeń jest wielospójna. Wielospójność  $S$  jest stopnia  $n$  wtedy i tylko wtedy gdy istnieje dokładnie  $n - 1$  krzywych Jordana, których wnętrza nie mają punktów wspólnych, lecz zawierają punkty nie należące do  $S$ .

Do klasycznych prób konstrukcji rozmaitości wielospójnych w kosmologii należy zaliczyć propozycje H. Weyla, który w 1949 r. wykazywał, iż na podstawie znajomości lokalnych struktur czasoprzestrzeni nie można wykluczyć, iż wszechświat w skali globalnej jest wielospójny i nieorientowalny oraz posiada strukturę topologiczną podobną do struktury butli Kleina<sup>178</sup>. Dalej idące próby wykazywania, iż we wszechświecie skończonym zarówno przestrzennie, jak i czasowo nie może być spełniony warunek prostej spójności przedstawili w 1957 r. R. W. Bass i L. W. Witten<sup>179</sup>.

Koncepcja wszechświata wielospójnego została wypracowana szerzej na gruncie geometrodynamiki Wheelera. Wprowadzając pojęcia prageometrii, fluktuacji próżni, geonów, „wormhole” etc. Wheeler kieruje się przekonaniem, iż tylko uprzedzenia, przyzwyczajenie do tradycyjnych ujęć oraz niedostrzeganie konieczności nowych głębszych rozwiązań powstrzymują kosmologów od rezygnacji z założenia prostej spójności czasoprzestrzeni. Koncepcja *wormholes*, prezentowana jako konsystentna formalnie z OTW<sup>180</sup>, nie tylko wymaga jednak odejścia od tradycyjnych założeń, ale także prowadzi do następstw sprzecznych z wnioskami uważanymi w dotychczasowych ujęciach za rozsądne.

Nowe propozycje przedstawiane na gruncie geometrodynamiki są znacznie bardziej patologiczne niż pierwotne sugestie Wheelera. Proponowane są w nich egzotyczne schematy konceptualne: rozpraszania *wormholes*, morza protonów, fluktuacji próżni<sup>181</sup> etc. W rozwiązaniach takich niestandardowe założenia topologiczne usiłuje się łączyć z wcześniej wypracowanymi teoriami kosmologicznymi np.  $f$ -grawitacji<sup>182</sup>. Z drugiej strony założenia te wprowadzane są w celach heurystycznych, by zbadać nowe metody kwantowania grawitacji, poddać testom pewne propozycje teorii

<sup>177</sup> Przez krzywą Jordana rozumie się krzywą domkniętą bez punktów wielokrotnych, tzn. nie przecinającą się ze sobą.

<sup>178</sup> *Philosophy of Mathematics and Natural Science*, Princeton 1949, 91.

<sup>179</sup> „Rev. of Mod. Phys.”, 29 (1957) 452.

<sup>180</sup> Graves, dz. cyt., 274.

<sup>181</sup> Zob. np. E. W. Mielke, GRG, 8 (1977), 175; J. Sarfatti, „Nature. Phys. Sc.”, 240 (1972), 101.

<sup>182</sup> E. P. Tryon, „Nature”, 246 (1973), 396.

cząstek elementarnych, uzasadnić istnienie kwarków lub naruszenie parzystości<sup>183</sup>. Ekstremalne warianty, w których proponowane są pojęcia różnorodności kobordycznych, próżni geometrodynamicznej czy zmian topologii przestrzeni pseudo-Riemannowskich określane są przez samych autorów jako propozycje wysoce spekulatywne, które w przyszłości mogą podzielić los ekstremalnych propozycji fizyki mikrokosmosu, uważanych obecnie tylko za historyczne ciekawostki<sup>184</sup>.

\* \* \*

Zarysowany przegląd rozbieżności w ujęciu podstawowych założeń i twierdzeń kosmologii prowadzi do pesymistycznych wniosków odnośnie do możliwości bezpośredniego wprowadzenia do tej dyscypliny zasad dedukcjonizmu wypracowanych przez K. R. Poppera. Wzorce Popperowskie można z powodzeniem stosować w perspektywach makrofizyki, w tych też perspektywach można określić pewien zbiór niepodważalnych twierdzeń i podstawowych założeń, które nawet po zajściu przesunięcia paradygmatów będzie można połączyć zasadami korespondencji z ich odpowiednikami w nowym paradygmacie. W przypadku takim obowiązuje prawidłowość, iż rewolucje w fizyce zmieniają fundamenty pozostawiając nadbudowę. Analizy kosmologiczne dotyczą właśnie fundamentów — najbardziej podstawowych tez, co do których brak zgody fizyków. Uwidacznia się to w rozbieżności ocen; gdy E. Segal w swej krytyce OTW argumentuje, iż w chronometrycznym modelu statycznego wszechświata otrzymuje się lepszą zgodność z wynikami obserwacji niż w modelach relatywistycznych, J. E. Hogarth twierdzi, iż żaden ze współczesnych kosmologów nie będzie traktował poważnie koncepcji statycznego wszechświata<sup>185</sup>. Kiedy wielu autorów uważa za przejaw fantazjowania w kosmologii koncepcję połączonych światów i *wormholes*, J. Gribbin i J. Taylor ubolewają, iż psychologiczne uprzedzenia są w kosmologii większą przeszkodą w rozwijaniu nowych ujęć niż trudności teoretyczne<sup>186</sup>.

### III. TRUDNOŚCI FALSYFIKACJI W KOSMOLOGII

Zasady teoretyczne falsyfikacjonizmu były wielokrotnie modyfikowane zarówno przez K. Poppera, jak i jego uczniów. Mimo wprowadzonych modyfikacji i rozróżnień między falsyfikacjonizmem dogmatycznym, naiwnym i wyrafinowanym, specyfika statusu epistemologicznego kosmologii czyni niemożliwym zastosowanie w perspektywach tej nauki wielu sformułowanych wcześniej zasad metodologicznych. Tak np. zarówno w uję-

<sup>183</sup> Mielke, art. cyt., 176.

<sup>184</sup> Zob. np. I. J. Kobsarew, L. B. Okun, J. B. Zeldowicz, „Phys. Lett.”, 50 B (1974), 340.

<sup>185</sup> „Proc. RRS” A 267 (1962), 368.

<sup>186</sup> J. Gribbin, *White Holes*, New York 1977; J. Taylor, *Black Holes*, London 1977.

ciach późnego Poppera, jak i jego krytyków podkreśla się, iż zdania egzystencjalne są niepodatne na falsyfikację. Tymczasem w perspektywach poznawczych kosmologii wydaje się, iż istnieje możliwość teoretycznej falsyfikacji niektórych poznawczo doniosłych zdań egzystencjalnych. Możliwość taka jest następstwem j e d y n o ś c i obiektu badanego w kosmologii. O ile zdanie egzystencjalne „istnieją czarne łabędzie” jest niefalsyfikowalne bez określenia współrzędnych przestrzeni i czasu, to przy zdaniach egzystencjalnych odnoszonych do wszechświata jako do całości, nie zachodzi konieczność określania tych współrzędnych i zdania te mogą być falsyfikowane. Istnieje np. teoretyczna możliwość falsyfikacji zdania „we wszechświecie istniała osobliwość kosmologiczna” przez wykazanie, iż np. w stanie superkondensacji naruszone były warunki energetyczne. Formalnie podobne zdanie nauk idiograficznych „istniał król Olaf L” nie jest zdaniem falsyfikowalnym bez dodatkowych określeń kondycyjalnych.

Odmienny status falsyfikacji w kosmologii przejawia się także w tym, iż w koncepcji Poppera rolę falsyfikatorów empirycznych mogą pełnić jedynie zjawiska powtarzalne<sup>187</sup>. Z przedstawionych w niniejszym artykule analiz wynika natomiast, iż w perspektywach poznawczych kosmologii ważnym czynnikiem jest badanie zjawisk niepowtarzalnych. Sygnalizowane różnice wskazują, że we współczesnych ocenach roli falsyfikacji w nauce można spotkać wiele upraszczająco-mitologizujących ujęć, w których nie zauważa się trudności procedury falsyfikacji, podobnie, jak w latach dwudziestych nie dostrzegano trudności wprowadzenia kryterium weryfikacji. Jednym z przejawów mało krytycznego ujęcia teorii falsyfikacji jest teza o a s y m e t r i i między weryfikacją a falsyfikacją<sup>188</sup>. Orzeka ona, iż niemożliwa jest weryfikacja praw uniwersalnych, gdyż wymagałaby ona przebadania nieskończonej liczby weryfikatorów; możliwa jest natomiast definitywna falsyfikacja tych praw, ponieważ wskazanie jednego kontrprzypadku K niezgodnego ze zbiorem logicznych konsekwencji Cn prawa P prowadzi do odrzucenia P.

Powyzsza zasada asymetrii może być uzasadniona na gruncie logiki, nie jest jednak w podobnej wersji przyjmowana w praktyce badawczej przyrodników, zaś przy uwzględnianiu konkretnych uwarunkowań definitywne stwierdzenie, iż kontrprzypadek K nie jest zgodny z Cn(P) jest zadaniem znacznie trudniejszym niż to sugeruje wskazany wyżej schemat logiczny. Wprowadzenie opozycji między poddawanymi testowaniu teoriami i prawami a wynikami obserwacji empirycznych byłoby możliwe, gdyby te ostatnie posiadały charakter całkowicie autonomiczny i były niezależne od jakichkolwiek założeń teoretycznych. We współczesnej teorii

<sup>187</sup> Zob. np. *Logika odkrycia naukowego*: „Z powodu kilku oderwanych zdań bazowych sprzecznych z teorią nie będziemy odrzucać jej jako sfalsyfikowanej. Uznamy ją za sfalsyfikowaną dopiero wtedy, gdy zostanie odkryte zjawisko powtarzalne obalające teorię”, Warszawa 1978, 74. W *Postscript* sam Popper zdaje się jednak wątpić w konieczność warunku powtarzalności, gdy pisze o J. Woodgerze, który na pytanie ile razy ma być powtórzone tzw. „zjawisko powtarzalne” odpowiedział „w pewnych wypadkach ani razu”. S. 75.

<sup>188</sup> Por. np. J. Such, *Problemy weryfikacji wiedzy*, Warszawa 1977, 96.

nauki truizmem jest jednak stwierdzenie, iż, nie można obronić teorii autonomii danych empirycznych oraz że nie istnieją czyste fakty obserwacyjne wolne od wtężyć teoretycznych. Prawidłowość ta i zależność wyników obserwacji od przyjmowanych założeń i teorii szczególnie mocno przejawia się w kosmologii. I tak np. jeśli przyjmie się za prawdziwe założenia fizyki relatywistycznej i zasady symetrii modeli FRW, to w niektórych interpretacjach przesunięcie ku czerwieni kwazara 3 C 345 wskazuje na prędkość ucieczki równą 2,5 c. Jeśli natomiast przyjmie się założenia teorii chronometrycznej E. I. Segala, wtedy przesunięcie obiektu wskazywałoby na prędkość ucieczki równą tylko 0,1 c.<sup>189</sup>

Inne specyficzne dla kosmologii własności są następstwem różnic w stopniu potwierdzenia założeń wprowadzonych dla interpretacji danych obserwacyjnych. O ile na poziomie makroświata można w sposób zasadny uważać wprowadzane założenia za „rozsądnie” potwierdzone, to w skali megaświata i w dyscyplinie tak młodej jak kosmologia istnieje zawsze teoretyczna możliwość zakwestionowania najbardziej elementarnych założeń, które przyjęto w celu uzyskania obserwacji uważanych za falsyfikatory.

W sytuacji takiej zamiast oczekiwanego sfalsyfikowania, które przebiegałoby zgodnie ze schematem logicznym:

$$\{[P \rightarrow Cn(P)] \wedge \sim [K \in Cn(P)]\} \rightarrow \sim P$$

procedura badawcza zobrazowana może być schematem:

$$\{[P \rightarrow Cn(P)] \wedge [Z \rightarrow \sim K \in Cn(P)]\} \rightarrow \sim Z$$

gdzie Z denotuje założenia teoretyczne konieczne do interpretacji K. W konsekwencji trzeba przyznać rację M. Bunge'owi, gdy pisze on: „wbrew teom tradycyjnego empiryzmu, samo doświadczenie nigdy nie wystarcza (aby potwierdzić lub obalić jakąś hipotezę). Doświadczenie ma jedynie charakter instrumentalny, natomiast idei nie porównuje się nigdy z doświadczeniem, lecz z innymi ideami”<sup>190</sup>.

Dodatkowym czynnikiem ułatwiającym alternatywne tłumaczenie obserwacji uważanych za falsyfikatory jest pośredni charakter konfrontacji falsyfikowanych rozwiązań i falsyfikujących danych. Pośredniość tę należy rozumieć w tym sensie, że zinterpretowane wyniki obserwacji konfrontuje się nie z samymi tylko twierdzeniami, lecz z ich konsekwencjami empirycznymi. Wprowadzenie takich konsekwencji może prowadzić do wprowadzenia w sposób ukryty dodatkowych założeń np. konkretyzujących warunki scharakteryzowane ogólnie w ocenianych twierdzeniach podstawowych. W wyniku podobnej konkretyzacji sfalsyfikowanie danej tezy  $T \in Cn(P)$  nie musi być uważane za falsyfikację P, o ile w T przyjęto dodatkowe warunki nie określone w P. I tak np. przeprowadzona przez M. Barnothy i B. Tinsley<sup>191</sup> krytyka wariantu

<sup>189</sup> Zob. „Ap. J.”, 227 (1979), 1.

<sup>190</sup> M. Bunge, *Intuition and Science*, New York 1962, cyt. za ros. wyd. Moskwa 1967, 243.

<sup>191</sup> B. Tinsley, J. M. Barnothy, *A critique of Hoyle and Narlikar new cosmology*, „Ap. J.”, 182 (1973), 343.



teorii stanu stałego przedstawionego przez Hoyle'a i Narlikara po odkryciu promieniowania tła nie doprowadziła do falsyfikacji koncepcji wszechświata stacjonarnego jako takiej, gdyż w omawianym wariantcie przyjęte zostały dodatkowe konkretyzujące założenia nie implikowane przez podstawowe tezy teorii stanu stałego.

W przypadku tym zamiast idealizującego schematu falsyfikacji

$$[(P \rightarrow C_1) \wedge (C_1 \rightarrow C_2) \dots \wedge \dots (C_n \rightarrow K) \wedge \sim K] \rightarrow \sim P$$

obowiązywał schemat

$$[(P \rightarrow C_1) \wedge (C_1 \wedge Z_{c1} \rightarrow C_2) \wedge (C_2 \wedge Z_{c2} \rightarrow C_3) \dots \wedge \dots (C_n \wedge Z_{cn} \rightarrow K) \wedge \sim K] \rightarrow \sim C_k.$$

W wyniku wprowadzenia dodatkowych konkretyzujących założeń  $Z_{c1}$ ,  $Z_{c2}$ , ...  $Z_{cn}$  dane empiryczne niezgodne z konsekwencją  $C_k$  mogą być uważane za falsyfikatory  $C_k$ , nie zaś  $P$ . Maksymalny stopień ogólności twierdzeń kosmologii prowadzi do zwiększenia liczby członów pośrednich  $C_1$ ,  $C_2$  ...  $C_n$  w procedurze falsyfikacji, a tym samym do zwiększenia prawdopodobieństwa zakwestionowania definitywnego charakteru falsyfikacji.

Konieczność wprowadzenia twierdzeń pośrednich między testowaną tezę  $P$  a falsyfikatorem  $K$  ułatwia także sztuczną obronę  $P$  przed falsyfikacją. Jeśli bowiem zaistnieje sytuacja:

$$[(P \rightarrow C_1) \wedge (C_1 \rightarrow \dots C_k) \wedge (C_k \rightarrow K) \wedge \sim K] \rightarrow \sim P$$

można do któregoś z członków pośrednich  $C_h$  dołączyć *ad hoc* hipotezę  $H$ . Wyjątkowa ogólność kosmologii i wielostopniowość procedury falsyfikacji w jej perspektywach poznawczych stwarza szczególne możliwości wprowadzenia hipotez *ad hoc*, które uniemożliwiają definitywną falsyfikację. Praktycznie więc każdy wynik doświadczenia może być uznany za niesprzeczny z kolejnymi modyfikacjami tezy wyjściowej  $P_1$ ,  $P_2$  ...  $P_k$ , o ile tylko wykaże się dostateczną pomysłowość w tworzeniu hipotez *ad hoc*.

Podobne okoliczności sprawiają, iż wielu autorów wyraża wątpliwość co do istnienia *experimentum crucis* lub pyta, czy w jakimkolwiek przypadku znanym w historii nauki falsyfikacja miała charakter definitywny. Jako przykład prawa, które zostało sfalsyfikowane definitywnie J. Such<sup>192</sup> wymienia prawo Bode'a, według którego odległość planet od Słońca odpowiadają ciągowi liczb 4, 7, 10, 16, 52, 100. Prawo to odrzucono, gdyż żadna z wymienionych liczb nie odpowiada odległości Neptuna. Wnioski o definitywnej falsyfikacji wydają się jednak zbyt mocne, gdyż monografia M. M. Nieto, *The Titius Bode Law of Planetary Distances. Its History and Theory*<sup>193</sup>, podaje obszerny zestaw tłumaczeń, w których próbuje się bronić prawa przez przyjęcie dodatkowych założeń.

Nie wynika z tego bynajmniej twierdzenie, iż żadne z praw fizyki nie jest sfalsyfikowane definitywnie. Obserwacje Chien Shiung Wu i jej

<sup>192</sup> Zasada korespondencji a rozwój fizyki, Warszawa 1975, 97 n.

<sup>193</sup> Oxford 1972.

współpracowników stanowią niewątpliwie definitywne falsyfikatory prawa zachowania parzystości w mikrokosmosie. Falsyfikacja prawa na jednym poziomie rzeczywistości (mikroświat) jest jednak zadaniem znacznie łatwiejszym niż falsyfikacja teorii.

O zewnętrznych nie wynikających z logiki nauki uwarunkowaniach procedury falsyfikacji świadczyć może np. ewolucja czasowa tłumaczeń dotyczących rozpadu  $\beta$  i istnienia neutrino. W popularnych opracowaniach fizykalnych można spotkać komentarze, iż stojąc przed alternatywą: naruszenie zasady zachowania energii lub przyjęcie istnienia nieznannej cząstki fizycy „po krótkim wahaniu”<sup>194</sup> wybrali tę drugą możliwość. Tymczasem nazwany krótkim okres dyskusji dotyczących tego zagadnienia trwał ponad 40 lat. Prze dpojawieniem się alternatywy: neutrino lub naruszenie zasad zachowania; stwierdzone w 1914 r. przez J. Chadwick anomalie spektralne towarzyszące emisji  $\beta$  próbowano tłumaczyć na innej drodze wprowadzając hipotezy ad hoc. Najbardziej znane były przedłożone w latach dwudziestych konkurencyjne interpretacje C. D. Ellisa i L. Meitner. Interpretacje te zarzucono, gdyż prowadziły do konsekwencji nie potwierdzonych przez doświadczenie. Jako wyjaśnienie obserwacji N. Bohr, S. Kramers i T. Slater zaproponowali interpretacje, w których prawo zachowania energii i pędu posiada jedynie statystyczny charakter. Interpretacja ta szybko zdobyła uznanie a do jej zdecydowanych zwolenników należał m. in. E. Schrödinger. Dlatego też w latach trzydziestych obrońcy tłumaczeń opozycyjnych stanowili zdecydowaną mniejszość. Jedno z takich tłumaczeń zaproponował młody W. Pauli. Koncepcja jego spotkała się jednak z radykalną dezaprobatą fizyków biorących udział w Solvayowskim zjeździe w 1933 r. W pochodzących z tego okresu publikacjach W. Heisenberga czy P. A. M. Diraca hipoteza neutrino oceniana jest zdecydowanie krytycznie. Natomiast w idących dalej wnioskach Peierlsa postulowana jest rezygnacja nie tylko z klasycznej lecz także ze statystycznej wersji prawa zachowania energii<sup>195</sup>. Propozycja Pauliego znalazła jednak w tym samym okresie rozwinięcie, uzasadnienie teoretyczne i konkretyzację empiryczną w teorii rozpadu przedstawionej przez E. Fermiego. Ujęcie to nie posiadało konfirmujących testów empirycznych do lat pięćdziesiątych. Dopiero dzięki budowie akceleratorów o wielkiej mocy stała się możliwa bezpośrednia obserwacja neutrino i przeprowadzone zostały przez F. Reinesa i L. Cowana decydujące doświadczenia.

Uwzględniając złożoność i wieloetapowość procedury falsyfikacji należy w wolnych od metodologicznego idealizmu ujęciach zwrócić uwagę na dwa zasadnicze elementy w procesie oceny teorii:

1. Warunkiem koniecznym do uznania określonej teorii  $T_1$  za sfalsyfikowaną jest posiadanie alternatywnej teorii  $T_2$ . Jeśli w danym etapie badań nie istnieje żadna konkurencyjna teoria, falsyfikowane ujęcie  $T_1$ .

<sup>194</sup> S. Treiman, „Sc. Am.”, 200 ((1959), 72.

<sup>195</sup> Zob. szerzej Lakatos, CaG, 168—173.

będzie podtrzymywane nadal, mimo niezgodności z wynikami obserwacji czy wewnętrznych niekonsystencji.

2. Definitywne uznanie określonej teorii za sfalsyfikowaną możliwe jest dopiero z perspektywy czasu. Falsyfikacja jest uzależniona od historii i stanowcze orzekanie o definitywnym odrzuceniu określonej teorii jest w większości przypadków możliwe dopiero po przesunięciu paradygmatów i zaakceptowaniu nowego programu badawczego.

O ile pierwszy z wymienionych warunków falsyfikacji nie prowadzi do następstw doniosłych dla kosmologii, gdyż wielość rozwiązań istniejących w tej dyscyplinie umożliwia z zasady wybór innej alternatywnej teorii, niekoniecznie o wyższych walorach eksplanatywnych, to następstwa warunku drugiego są szczególnie ważne. Skoro bowiem do uznania określonej teorii za definitywnie sfalsyfikowaną konieczne jest przesunięcie paradygmatu, które z kolei wymaga upływu czasu, to w praktyce falsyfikowanie teorii jest z zasady czynnością ekstraparadygmatyczną, tzn. nie zachodzi w czasie obowiązywania paradygmatu, którego elementem składowym jest oceniana teoria. Nie ulega wątpliwości, że z perspektyw Newtonowskiego paradygmatu można uznać za sfalsyfikowaną definitywnie teorię Ptolomeusza, zaś paradygmat współczesnej fizyki kwantowej upoważnia do uznania falsyfikacji Laplace'owskiej wersji determinizmu. Podobne definitywne rozstrzygnięcia były jednak niemożliwe w paradygmacie naukowym okresu Ptolomeusza czy Laplace'a.

Ostatni wniosek ukazuje w całkowicie nowych perspektywach problem heurystycznych funkcji zasady falsyfikowalności w kosmologii. Zasada ta, twórcza heurystycznie w dyscyplinach przyrodniczych o mniejszym stopniu ogólności, powoduje pewne problemy w kosmologii, z tej racji, iż definitywna falsyfikacja ogólnych teorii jest bardzo trudna i wymaga długiego czasu. Kiedy przed dokonaniem przez W. Baade rewizji skali odległości wynikało, iż wiek Ziemi jest trzykrotnie większy od wieku wszechświata obliczanego na podstawie teorii ekspansji, większość kosmologów nie uważała tych danych za falsyfikację teorii relatywistycznych, oczekując nowych tłumaczeń. Kiedy współcześnie sygnalizowane są anomalie w przesunięciach widmowych odległych obiektów trudne do pogodzenia z modelami relatywistycznymi, zdecydowana większość kosmologów zachowuje rezerwę i krytycyzm w stosunku do tych danych i nie skłania się do przyjęcia tłumaczeń nierelatywistycznych, które nie prowadzą do podobnych anomalii. Definitywne uznanie pewnych koncepcji za sfalsyfikowane nie dokonuje się nigdy błyskawicznie, gdyż wymaga dłuższej analizy hipotez *ad hoc* wprowadzanych w celu ratowania sfalsyfikowanej teorii. Z tej racji, iż nie istnieje falsyfikacja instant, w praktyce badawczej bardzo często uwzględniana jest falsyfikacja probabilistyczna, w której orzeka się, iż na bazie wiedzy *W* jest wysoce prawdopodobne, że teoria  $T_1$  jest niemożliwa do utrzymania i na jej miejsce należy wprowadzić którąś z konkurencyjnych teorii  $T_2 \dots T_k$ .

Symetrycznie do rozróżnień między weryfikacją i confirmacją należy przy testowaniu negatywnym uwzględniać różnice między falsyfi-

kacją a dyskoniirmacją. Dyskoniirmacja jest sprawdzianem negatywnym, które nie posiada charakteru definitywnego, lecz jest stopniowalne. Proporcjonalnie do doniosłości danych dyskoniirmujących dyskoniirmowanie określonej teorii fizykalnej prowadzić będzie do częściowego osłabienia tej teorii, jej podważenia, zmniejszenia stopnia wiarygodności. W przypadku gdy zbiór danych obserwacyjnych, które miały spełnić funkcje dyskoniirmujące, okazuje się zgodny z badaną teorią bez potrzeby wprowadzania dodatkowych założeń, zamiast dyskoniirmacji ma miejsce konfirmacja teorii.

W dotychczasowej literaturze z zakresu teorii nauki dyskoniirmacji poświęcano niewiele miejsca, koncentrując uwagę na definitywnej falsyfikacji i na konfirmacji. Ponieważ jednak i w teorii nauki można obserwować zmienność mód i zainteresowań, której wyrazem była choćby początkowa fascynacja postulatem weryfikowalności czy późniejsze wyrafinowane próby oceny stopnia konfirmacji, nie należy przeceniać wagi opinii, iż „dyskoniirmacja ... nie odgrywa zbyt istotnej roli w nauce”<sup>196</sup>. Wbrew podobnym opiniom stopień dyskoniirmowalności wydaje się być jedną z podstawowych oznak heurystycznych walorów hipotez kosmologicznych. Jeśliby pominęło się w kosmologii ważne funkcje danych empirycznych, można by łatwo przekształcić tę naukę w zbiór konstrukcji intelektualnych przypominających Ingardenowską ontologię. Konfrontacja z doświadczeniem jest w tej nauce albo niemożliwa, albo bardzo utrudniona, jeśli ograniczyć się do weryfikacji, falsyfikacji czy konfirmacji. Dlatego też podstawową formą konfrontacji teorii kosmologicznych z danymi doświadczenia pozostaje dyskoniirmacja. Kryterium dyskoniirmacji pełnić powinno obok kryterium prostoty podstawowe funkcje przy próbach stosowania w kosmologii metody przybliżeń<sup>197</sup>. Metoda ta będąca swoistym wariantem metody prób i błędów pozostaje jedynym rozwiązaniem w sytuacjach, gdy zasady indukcyjnizmu mają charakter idealizujący i nierealistyczny, zaś dedukcyjnizm prowadzić może do zalewu apriorycznych spekulacji.

Ostatecznie więc teorii kosmologicznych nie można ani wyprowadzać ze zdań obserwacyjnych, ani dedukować z niekwestionowalnych założeń. Trzeba je po prostu zgadywać i w procesie tym niewystarczające okazują się tradycyjne zasady metodologii. „Gdyby w kosmologii wystarczyło samo proste stosowanie zasad dedukcyjnych — piszą Sachs i Wu<sup>198</sup> — każdy wozak mógłby być Einsteinem lub Feynmanem”.

<sup>196</sup> J. Such, *Problemy weryfikacji wiedzy*, 92.

<sup>197</sup> Szczegółową charakterystykę tej metody przedstawiam w artykule „Metoda przybliżeń w kosmologii” (w druku).

<sup>198</sup> *General Relativity for Mathematicians*, 8.

THE ROLE OF DEDUCTIVISM AND INDUCTIVISM  
IN COSMOLOGICAL THEORIES

## Summary

In the paper the problem of limitations of classical methodological principles applied to relativistic cosmology is investigated. During the recent 20 years cosmology, conceived as a scientific theory of the structure and the evolution of the Universe as a whole, has been developing dynamically. This discipline has a specific epistemological status essentially different from other scientific disciplines. The uniqueness of the object investigated in cosmology, unrepeatability of events in the history of the Universe as well as necessity to define global properties of the Universe on the basis of local observations in our „cosmic province” define the exceptional character of cosmology as a science. Consequently, methodological assumptions and principles of the philosophy of science are especially important in this discipline.

In the contemporary philosophy of science, however, essential changes, similar to the changes in cosmology, have been actualising. The analyses of the historiography and the philosophy of science presented by I. Lakatos, P. Feyerabend, M. Polanyi, and T. Kuhn destroy the myth in which science was conceived as an opposite of an irrational approach marked by a dogmatic and authoritarian attitude. In the view of these authors the process of scientific discovery does not imply either methodology or observation or common sense. The most important methodological rule proposed by Feyerabend is the rule „anything goes”.

The mentioned authors prove that the conception of the fundamental role of the empirical data in science does not take into account the fact that bare empirical data do not exist and that, in reality, all data are theory-laden. The dividing line between the elements of observation and of the theory is, in the concrete cases, very difficult to draw. In order to obtain a series of empirical data  $D$  which confirm a theory  $T$ , is necessary first to accept another set of theories  $T_1, T_2 \dots T_k$  without which the interpretation of the data would not be possible. This circular character of reasoning is particularly evident in cosmology where e.g., on one hand, the confirmation of the so called cosmological principle is achieved by reference to observation of the remote regions of the Universe and, on the other hand, in order to obtain the data about the brightness or the position of the distant objects, the cosmological principle has to be accepted.

On the basis of assumptions formulated by I. Lakatos in his Research Programmes methodology, in the paper the question is investigated, whether the traditional principles of inductivist or falsificationist methodology can be applied to cosmology. The possibility that different types of horizon can exist in the Universe implies the necessity of scientific study of events *de iure* unobservable for fundamental observers. The principle of ignorance formulated by S. Hawking as well as the principle of cosmological uncertainty defined by W. H. McCrea indicate the important limitations of empirical investigations in cosmology.

In this context the attempts to prefer the principles of inductivism or operationism in cosmology are merely symptoms of an uncritical and unrealistic maximalism.



The process of falsification, however, is not an easy task in epistemological frames of cosmology. The truth of consequences describing real physical phenomenon does not imply the truth of fundamental cosmological assumptions from which observational sentences are deduced. The maximizing tendencies in the attempts to falsify a theory on the basis of single experiments are exemplified by the effort to reject the theory of relativity by revoking the experiments by W. Kauffman and D. C. Miller. In both these cases the results of observations were inconsistent with the implications of the Einstein's theory and for a long time (in the latter case 30 years) nobody could explain these inconsistencies. Notwithstanding isolated views that a knock-out blow had been dealt to the theory of relativity the majority of the scientists did not consider that the experiments falsified the theory of relativity. The passage of time has confirmed their attitude.

These examples as well as the history of  $\beta$  decay interpretations or Prout's programme evaluations illustrate a rule that the real falsification is a rare phenomenon in science. Usually it happens in these cases only when a competing theory exists which is better than the one being falsified. When such a theory is lacking, the hope that it will be introduced proves stronger than the penchant for falsification. As a rule instead of definitive falsification occurs probabilistic falsification called disconfirmation.

As a result an uncritical character of the traditional opinions about the asymmetry between verification and falsification is evident. According to these opinions to verify a statement one has to investigate all its consequences, but to falsify it one needs merely one counterexample. Additional difficulties of falsification in cosmology are caused by the fact of unrepeatability of cosmological events. In the most popular Popperian version of falsification repeatability of events is an necessary condition of falsification.

After critical analyses of traditional methodological principle in the paper the method of approximation is proposed as the most valuable heuristically method of cosmology.