Albert Einstein i stała kosmologiczna

Marek Szydłowski

Paweł Tambor

If you want to find out something from the theoretical physicists
about methods they use, I advise you to stick closely to one principle:
don't listen to their words, fix your attention on their deeds.
Albert Einstein, Essays in Science

1. Wstęp

Napisano już, i wciąż pisze się tak wiele na temat stałej kosmologicznej [Nobbenhuis 2006, Padmanabhan 2002, Sahni, Starobinsky 1999, Straumann 2002b, Weinberg 1989], że staje się ona powoli tak sławna jak same równania teorii względności. To, co dziś nazywa się w kosmologii problemem stałej kosmologicznej, nie jest z pewnością tym samym problemem, z którym borykał się Albert Einstein niedługo po wprowadzeniu swojej słynnej *lambdy* do równań pola w 1917 roku. Czy jest sens odgrzewania po raz kolejny tej samej historii z pierwszej i drugiej dekady dwudziestego wieku, a zwłaszcza przypominania znanego epizodu związanego z wycofaniem przez Einsteina stałej z równań? Przecież te fakty stały się już swoistym folklorem, wywołując uśmiech wśród fizyków i natychmiastowe skojarzenie z cytatem rosyjskiego fizyka G. Gamowa (1904-1968) o największej życiowej pomyłce Einsteina. A może twórca teorii względności tak naprawdę nigdy tego nie powiedział, a Gamow, znany z swych licznych żartów, dołączył jeszcze jedno powiedzenie do bogatych już kolekcji zdań przypisywanych Einsteinowi? Zresztą nie to okazuje się najciekawsze podczas rekonstrukcji pierwszych lat „życia" nowej teorii grawitacji. Poniższy tekst być może pokaże, jak pouczające jest czasem rozpoznanie okoliczności przełomowych odkryć w nauce. Podobne rekonstrukcje bardziej interesują chyba filozofów nauki, którzy nazywają je badaniem tzw. *kontekstu odkrycia*, niż fizyków. Wynika to byż może z tego, że uprawanie filozofii związane jest bardzo ściśle ze studiowaniem jej historii. Natomiast dla fizyka znajomość historii swojej dziedziny jest z pewnością ważna i niejednokrotnie inspirująca, ale w jego pracy badawczej ma mniejsze praktyczne znaczenie. Jak się okazuje, prace Alberta Einsteina stanowią doskonałą inspirację dla jednych i drugich. Jego liczne teksty filozoficzne rzucają wiele światła także na problem stałej kosmologicznej.

2. Prehistoria stałej: Newton, Mach, Riemmann. Przez jakie okulary Einstein patrzył na świat?

Filozof niemiecki I. Kant w *Krytyce czystego rozumu* wykazywał, że źródłem naszej wiedzy o świecie nie jest samo doświadczenie. Inaczej mówiąc, gdy patrzymy na świat zdarzeń, nie dostrzegamy tzw. *nagich faktów.* Poznajemy rzeczywistość przy pomocy pewnych narzędzi, którymi są kategorie, zasady tworzone przez umysł. Jaki był zatem, w największym uproszczeniu, schemat pojęciowy Einsteina w najbardziej gorącym czasie formułowania zrębów ogólnej teorii względności (OTW)? Podzielmy go arbitralnie na dwie grupy.

1. Najbardziej ogólnie pojęta metodologia fizyka:

- Zakładam, że zjawiskami przyrody rządzą ogólne i powszechne prawa;
- Gdy obserwuję przyrodę, dochodzę do wniosku, że pilnie strzeże ona tych praw i muszę się wysilić i niejednokrotnie je po prostu odgadnąć. Filozof powie w swoim języku, że *od danych empirycznych nie ma przejścia logicznego do teorii naukowej*. Einstein pisze w swoich *Essays in Science*: „(...)this axiomatic basis of theoretical physics cannot be extracted from experience but must be freely invented".
- Dysponuję pewnym zestawem pojęć, zgaduję prawa, które wiążą te pojęcia, dedukuję i stawiam hipotezy – to Einsteina różni od Newtona, który zaprotestuje swoim słynnym *hypotheses non fingo*.
- Moja teoria ma być zgodna z doświadczeniem – to jest jej kryterium *zewnętrzne*.
- Moja teoria ma być zgodna także wewnętrznie. Naturalnie i w większym zakresie niż inne tłumaczy zjawiska zachodzące w świecie.
- Moja teoria ma być elegancka matematycznie. Ta elegancja to coś więcej niż dostarczenie możliwości wyprowadzenia największej liczby twierdzeń z najmniejszej liczby przesłanek, jak o tym myślał Poincaré. Jeśli moja teoria jest elegancka formalnie, rzekłby Einstein, to znaczy, że najprawdopodobniej jest bliska rzeczywistemu światu; czasem bliższa niż nam się wydaje.

2. Pierwsze *filtry* – kryteria teoretyczne nałożone na myślenie o grawitacji:

- Geometrie nieeuklidesowe. Einstein przekracza ramy prostego konstruktywizmu Kanta. W tej kwestii kluczowy okazał się rok 1912 i kilka niezwykle ważnych przełomów teoretycznych: rezygnacja z opisywania grawitacji przy pomocy jednego pola skalarnego; poszukiwanie nowej geometrii przestrzeni; dzięki współpracy z matematykiem M. Grossmannem (1878-1936) odkrycie prac Riemanna. Przełomowy w tej sprawie był rok 1915. Prace Riemanna, Levi-Civity, Ricci'ego i Christoffela rzuciły zupełnie nowe światło na matematyczne sformułowanie istoty teorii względności — wymóg obowiązywania zasady ogólnej kowariancji równań pola grawitacyjnego.
- Zasada Macha. Chociaż zdaje się,że Einstein odnosił się z dystansem do filozoficznej metodologii Macha [Pais 2001], w opinii biografów darzył austriackiego fizyka dużym szacunkiem i pisał o nim jako prekursorze teorii względności. Mach tłumaczy istnienie bezwładności dynamicznie – jest ona efektem oddziaływania punktu materialnego względem wszystkich innych mas we Wszechświecie. Jak zobaczymy później, to machowskie dogmatyczne prawo bezwładności stanowiło na początku podstawowy kontekst polemiki Einsteina z de Sitterem.
- Wszechświat statyczny. Dlaczego ta teza o statyczności była dla Einsteina tak naturalna? Z kilku powodów: nie znano jeszcze ruchów w wielkich skalach; powszechnie przyjmowano, że Wszechświat to nasza galaktyka, a poza nią pustka; nie było jeszcze wiadomo, że galaktyka spiralna Wielkiej Mgławicy Andromedy, odległa od nas o ok. 2.2 mln lat świetlnych, nie jest częścią Drogi Mlecznej.

Z pewnością opisany skrótowo, właściwie jedynie zasygnalizowany, kontekst metodologiczny i pojęciowy formowania się głównej koncepcji nowej teorii grawitacji nie jest bynajmniej wyczerpujący, ale wystarcza jako pewne tło tej debaty, która rozgorzała wśród kosmologów w latach 20-tych ubiegłego wieku. Osobnego omówienia nie wymaga naturalnie fakt, że do przełomowych wyników Hubble'a z 1929 roku, tzw. *przesunięcie ku czerwieni* linii widmowych słabych mgławic i wspomnianej już M31, obserwowane między innymi przez astronomów Vesto Sliphera i Harlowa Shyapley'a, nie było jednoznacznie interpretowane jako dowód na rozszerzanie się Wszechświata. Kosmologia czasów nowożytnych właśnie w tym czasie przeżywała swoją zasadniczą ewolucję. Dzięki pracom Einsteina, de Sittera, Friedmanna, Lamaître'a, wyprawom badawczym Eddingtona i obserwacjom Hubble'a, zmieniała się z nauki czysto spekulatywnej w empiryczną.

Kiedy Einstein po raz pierwszy zabrał się do zastosowania teorii względności do kosmologii, postawił dwa główne założenia. Po pierwsze przestrzeń jest globalnie zamknięta – to miało czynić zadość zasadzie Macha: metryczna struktura pola ($g_{\mu\nu}$) określona jednoznacznie przez tensor energii–pędu ($T_{\mu\nu}$). Po drugie Wszechświat jest statyczny – krzywizna przestrzeni musi być niezależna od czasu. Te dwa założenia nie znalazły odzwierciedlenia w oryginalnych równaniach pola:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = 8\pi G T_{\mu\nu}, \tag{1}$$

gdzie lewa strona równania (tzw. *tensor Einsteina* spełniający warunek $G^{\mu}_{\nu;\mu} = 0$) to obiekt zbudowany z drugich pochodnych tensora metrycznego $g_{\mu\nu}$; $R_{\mu\nu}$ to tzw. *tensor Ricciego* – zwężony tensor krzywizny $R^{\sigma}_{\mu\nu\sigma}$, R to *skalar krzywizny* uzyskany przez kolejne zwężenie: $R_{\mu\nu} g^{\mu\nu} = R$; prawa strona równania zawiera tensor energii pędu $T_{\mu\nu}$.

Obok kwestii statyczności Wszechświata dał o sobie znać stary problem określenia tzw. *warunków brzegowych* dla Wszechświata w nieskończoności. Problem obecny również w teorii grawitacji Newtona.

Najczęściej uważa się, że problem stałej kosmologicznej narodził się wraz z równaniami Einsteina. Można jednak zaryzykować twierdzenie, że problemy ze stałą mają znacznie dłuższą historię. Sięga ona korzeniami prawdopodobnie do problemu, który pojawił się w kosmologii newtonowskiej.

Podstawowym równaniem newtonowskiej teorii grawitacji jest równanie Poissona:

$$\Delta\varphi = 4\pi G \varrho, \tag{2}$$

gdzie po lewej stronie występują drugie pochodne potencjału φ; po prawej $\varrho(r)$ – gęstość rozkładu materii. Szczególnym przypadkiem rozwiązania równania Poissona jest potencjał pola grawitacyjnego wokół masy punktowej $\varphi(r) = -\frac{Gm}{r}$. Gdy równanie Poissona zastosujemy do zbudowania modelu statycznego ze statycznym jednorodnym rozkładem materii, odpowiednie całki potencjału i siły okazują się rozbieżne (gdy $r \to \infty$, potencjał grawitacyjny byłby nieskończony w punkcie materialnym, a siła działająca na punkt materialny nieokreślona). Wysuwano kilka propozycji rozwiązania problemu, między innymi negując istnienie Wszechświata statycznego i jednorodnego, albo modyfikując teorię Newtona. Zmodyfikowane równanie Newtona–Poissona

$$\Delta\varphi - \Lambda\varphi = 4\pi G \varrho \tag{3}$$

być może nie dostarczyło bezpośredniej motywacji dla Einsteina, niemniej jednak jest interesującym przykładem tego, jak fizyka matematyczna radzi sobie z rozwiązywaniem analogicznych postulatów teoretycznych. Gdy ϱ nie zależy od przestrzeni, to istnieje proste rozwiązanie powyższego równania:

$$\varphi = -\frac{4\pi G}{\Lambda} \varrho,$$

i wobec tego różnica między dwoma punktami jest zero. Λ staje się uniwersalną siłą odpychającą - anytgrawitacją. Poza tym Newton, badając ruchy orbit eliptycznych, zwłaszcza precesję orbity Merkurego, proponował istnienie tajemniczej „obcej siły" (*foreign force*), dodając do równań siły dodatkowy człon:

$$F(r) = -\frac{GM}{r^2} + kGMr \tag{4}$$

Na szczególną uwagę zasługuje w kontekście naszych rozważań sam fakt zapostulowania istnienia siły wprost proporcjonalnej do odległości, tzn analogicznie do (3), gdzie dodatkowy człon dodany do potencjału jest proporcjonalmy do r. Zauważmy, że znak siły pochodzącej od tego członu jest przeciwny do przyciągania siły grawitacji.

---

3. Debiut *Lambdy*. Jak Einstein rozumiał swoją stałą?

Z powodów, o których była wcześniej mowa, Einstein poprawia swoje równania pola i dodaje tzw. *człon kosmologiczny*:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R - \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu} \tag{5}$$

Skoro poprzednie równania „powiedziały" Einsteinowi, że Wszechświat nie jest statyczny i zapadnie się pod wpływem działania sił grawitacji, człon kosmologiczny oznacza dodatkowe założenie, że między galaktykami, zatem w dużych skalach (zaniedbywalny jeszcze w Układzie Słonecznym), ujawnia się nowy rodzaj siły. Siła ta jest niezależna od gęstości materii i rośnie wraz z rosnącą odległością.

Einstein pojmował stałą w ramach teorii względności jako nieusuwalne zakrzywienie czasoprzestrzeni, pozostające po usunięciu całej materii ($G_{\mu\nu} = \Lambda g_{\mu\nu}$). Nowy człon w rownaniach reprezentował zatem taki rodzaj siły, który można by nazwać w kategoriach newtonowskich odpychającą — *repulsive force.* Pierwszy entuzjazm Einsteina związany był z przeświadczeniem, że udało się wcielić do równań OTW zasadę Macha. Ważne jest, by rozumieć, że takie rozbudowanie równań nie wynikało w zasadzie z aktualnej wiedzy o grawitacji, ale było konsekwencją naszkicowanej na początku metodologii Einsteina. Jak wielokrotnie zaznaczał, właściwie jedynym powodem wprowadzenia stałej było umożliwienie opisu Wszechświata z quasi–statycznym rozkładem materii. W ramach einsteinowskiej filozofii było to spójne logicznie (*logically consistent*).

Warto wymienić kilka cech takiego modelu:

- Rozwiązanie jest statyczne ze stałą kosmologiczną i materią pyłową.
- Dodatnią krzywiznę ($k = 1$) wymusza $\Lambda > 0$. Wszechświat Einsteina jest przestrzennie zamknięty.
- Jeśli ograniczymy się do jednego wymiaru przestrzennego, to model Einsteina możemy zobrazować przy pomocy walca (*powierzchnia walca to kontinuum czasoprzestrzeni; oś czasu leży równologle do osi walca; oś przestrzenna prostopadle do niej*). Matematycznie pierwsze rozwiązanie równań OTW daje model, którego geometria to trójwymiarowa hipersfera *zanurzona* w cztero-wymiarowej przestrzeni euklidesowej.

Jeżeli, wyprzedzając nieco bieg wydarzeń, założymy jednorodność i izotropowość przestrzenną Wszechświata o topologii RxM^3 i wstawimy do równań Einsteina (po uwzględnieniu stałej kosmologicznej) metrykę Robertsona–Walkera

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)[\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2(d\theta + \sin^2\theta d\varphi^2)] \tag{6}$$

(gdzie $a(t)$ – tzw. *czynnik skali*; r, θ, φ – współrzędne sferyczne), to otrzymamy *równania Friedmanna* (kropka oznacza różniczkowanie po czasie).

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} = \frac{8\pi G}{3}\varrho - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \tag{7}$$

i *równanie Raychaudhuri* (zwane *równaniem akceleracji*)

$$3\frac{\ddot{a}}{a} = -8\pi G(\varrho + 3p) + \Lambda \tag{8}$$

Statyczne rozwiązanie domaga się $a(t) = a_0$, co prowadzi do wniosku o dodatniej wartości stałej kosmologicznej.

4. Bezwładność wobec przestrzeni? Spór z W. de Sitterem.

W marcu roku 1917 holenderski fizyk i matematyk znalazł rozwiązanie równań pola bez materii i tym samym pokazał Einsteinowi, że ten nie osiągnął swoich założeń. W modelu de Sittera zarówno przestrzeń jak i czas są zakrzywione. Można to geometrycznie przedstawić jako cztero-wymiarową hipersferę zanurzoną w pięcio-wymiarowej przestrzeni euklidesowej. De Sitter przyjął następujący układ współrzędnych dla metryki (według notacji zaproponowanej przez Weinberga [24]):

$$ds^2 = \frac{1}{\cosh^2 Hr}[dt^2 - dr^2 - H^{-2}\tanh^2 Hr(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)], \tag{9}$$

gdzie stała H związana jest ze stałą kosmologiczną: $H = \sqrt{\frac{\Lambda}{3}}$. Polemika z Einsteinem koncentrowała się wokół interpretacji tych współrzęnych. Prace O. Kleina, szwedzkiego fizyka teoretyka, pokazały poźniej, że rozwiązanie de Sittera nie jest statyczne. Statyczne współrzędne de Sittera nie pokrywają całej czasoprzestrzeni.

Wszechświat de Sittera jest „pusty" ($p = \varrho = 0, k = 0, \Lambda > 0$) i rozwiązanie równiania (7) da nam wzór określający zmianę wartości czynnika skali $a(t)$, czyli tempo rozszerzania się Wszechświata.

$$a(t) = a_0 exp[\sqrt{\frac{\Lambda}{3}}t] \tag{10}$$

Model taki nie ma także osobliwości (gdy $t \to -\infty$, $a(t) \to 0$). Naturalnie wybór między tymi dwoma rozwiązaniami nie mógł być dokonany na poziomie teoretycznym. Wszystko zależało od ilości materii we wszechświecie. Porównując oba modele, można odpowiednio określić propozycję Einsteina jako materię bez ruchu (*matter without movement*), a de Sittera jako poruszanie się bez materii (*moving without matter*).

Istotną próbą zastosowania modelu de Sittera w wyjaśnianiu zjawisk astronomicznych na początku lat 20-tych było wyjaśnienie efektu przesunięcia ku czerwieni widm odległych obiektów odkrytego przez V. M. Sliphera w 1924r. Artur S. Eddington interpretuje fakt tzw. *redshiftu* w terminologii „statycznego" modelu de Sittera jako *efekt de Sittera*: pozorne oddalanie się odległych obiektów. Ostatecznie w roku 1923 Weyl i Eddington [6] pokazali, że w modelu de Sittera cząstki próbne oddalają się od siebie.

5. *„Jeśli nie istnieje quasi-statyczny świat, to precz z członem kosmologicznym.”*

Zanim Einstein napisał w liście do Weyla to słynne zdanie, rok wcześniej ukazały się prace rosyjskiego matematyka A. A. Friedmanna (1888-1925), który znalazł rozwiązanie równania (1), opisujące rozszerzający się wszechświat. Tzw. *równania Friedmanna* opisują wszechświat z jednorodnym i izotropowym rozkładem materii w postaci cieczy doskonałej, w którym krzywizna i gęstość materii są zależne od czasu.

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} = \frac{8\pi G}{3}\varrho - \frac{k}{a^2} \tag{11}$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\varrho + 3p) \tag{12}$$

Równanie (11) możemy zapisać dla trzech wartości parametru $k \in \{-1, 0, 1\}$. Ponieważ w tych dwóch równaniach występują trzy nieznane funkcje a, ϱ i p, potrzeba jeszcze jednego równania, w którym ciśnienie p jest przestawione jako funkcja gęstości masy–energii ϱ: $p = p(\varrho)$. Jest to tzw. *równanie stanu.*

Chcąc znaleźć jawne rozwiązania równań Friedmanna, należy określić, jaki rodzaj energii i materii wypełnia wszechświat, tzn. równanie stanu.

Z kolei warunek zachowania tensora energii-pędu $T^{\mu\nu}_{;\nu} = 0$ daje nam wyrażenie opisujące całkowitą gęstość energii, jeśli zadane jest p:

$$\dot{\varrho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(\varrho + p) = 0 \tag{13}$$

nazywane równaniem cieczy.

Równania Friedmanna dopuszczają nie tylko zjawisko deceleracji wszechświata ($\ddot{a} < 0$), gdy zachowany jest tzw. *silny warunek energetyczny*: $\varrho + 3p > 0$, ale także wszechświat, którego ekspansja przyspiesza. Jest to związane ze złamaniem *silnego warunku energetycznego*, co zachodzi dla fluidu o równaniu stanu z parametrem $w < -\frac{1}{3}$.
Modele ze stałą kosmologiczną (akcelerujące, gdy $\Delta > 0$) badali po Friedmannie G. Lemaître (1927) i H. P. Robertson (1928). Znamienne jest, że Friedmann nie był chyba do końca świadomy, jak wielkie znaczenie dla kosmologii miały jego prace, ponieważ umarł cztery lata przed odkryciem prawa Hubble'a.

Badaczem, który zachwiał wiarą Einsteina w sens wprowadzenia do równań pola stałej kosmologicznej, był Eddington. Otóż pokazał on, że wszechświat Einsteina jest niestabilny nawet członem zawierającym Λ. Gdy w równaniu (8) uwzględnimy przypadek rozwiązania dla materii pyłowej ($p = 0$), otrzymamy:

$$3\ddot{a} = a(\Lambda - 4\pi G\varrho). \tag{14}$$

Żeby zachować statyczne rozwiązanie, wartość Λ musi precyzyjnie zrównoważyć wkład materii. Najmniejsze zaburzenie gęstości $\varrho = \frac{\Lambda}{4\pi G}$ powodowało start ekspansji ($\varrho < \frac{\Lambda}{4\pi G}$) bądź zapadania się wszechświata ($\varrho > \frac{\Lambda}{4\pi G}$).

Ostatecznego argumentu dla wycofania członu kosmologicznego z równań dostarczyły obserwacje Hubble'a potwierdzające empirycznie fakt realnej ekspansji wszechświata.

6. *„Myśl o zarzuceniu stałej jest mi równie obca, jak cofnięcie się do teorii Newtona.”*

Ten komentarz A. S. Eddingtona z 1933 roku zawarty w książce *The Expanding Universe* pokazauje, że „krajobraz po bitwie” po wycofaniu przez Einsteina członu kosmologicznego z równań nie był jednolity. Prawie każde opracowanie dotyczące stałej kosmologicznej, które zawiera część historyczną dotyczącą Einsteina, zawiera osławiony cytat z *My world line* Gamowa, wybitnego fizyka pochodzania rosyjskiego — ucznia Friedmanna. W jeszcze jednej swojej pracy *Materia, ziemia, niebo* (oryginał w języku angielskim z 1958 roku) Gamow pisze:

> (...)Jeden z niestatycznych Wszechświatów Friedmanna rozszerza się z czasem, a drugi kurczy. Einstein sam bardzo szybko uznał wagę tego odkrycia i przed wielu laty w rozmowie z autorem wyraził się, że wprowadzenie odpychania kosmicznego było największym głupstwem, jakie zrobił w życiu. Jednak nawet dziś jeszcze niektórzy kosmolodzy z uporem trzymają się pojęcia odpychania kosmicznego.

Ta legendarna relacja Gamowa z prywatnej rozmowy z Einsteinem zyskała sobie już w historii fizyki status swoistego folkloru. Zastanawia jedynie fakt, że nigdzie indziej, w żadnej ze swoich własnych późniejszych publikacji, Einstein nie wypowiada się w ten sposób, i nie ocenia tak surowo swojej „przygody” ze stałą kosmologiczną. Jest zatem prawdopodobne, że nigdy nie wypowiedział zdania o *największej pomyłce*, a całkiem możliwe, że nigdy tak nie uważał. Wstęp metodologiczny na początku tego opracowania umożliwia zrekonstruowanie rzeczywistego kontekstu i motywów wycofania stałej z równań.

Zanim do tego przejdziemy, warto wspomnieć o pracach Lemaître'a nad modelami z członem kosmologicznym [16]. Belgijski astronom (1894-1966) pokazywał, że nawet dla $k = 1$ model ze stałą rozszerza się w niekończoność; co było niemożliwe we Friedmanna rozwiązaniach równań bez stałej. $\Lambda < 0$ prowadzi do modeli wszechświata, które najpierw ekspandują i potem zapadają się. Dodatnia stała dostarcza szerokiego wachlarza mozliwości teoretycznych. Ciekawa jest sformułowana przez Eddingtona propozycja rozpatrywania ciągu modeli, wzdłuż którego nasz rzeczywisty Wszechświat „wędruje” w trakcie swojej ewolucji. Można przejść ten szereg modeli poczynając od de Sittera (gęstość materii nieskończenie mała, odpychanie kosmiczne działa bez przeszkód, najwyższa możliwa szybkość ekspansji); poprzez modele zapadające się w nieskończoności i ponownie rozszerzające się; modele startujące z osobliwości i ekspandujące w nieskończoność. Te ostatnie mogą mieć w swojej „historii” długi okres względnej stabilności, jakby „wahania się”, by potem rozszerzać się w tempie eksponencjalnym. Wreszcie szereg zamyka statyczny wszechświat Einsteina. Olbrzymie możliwości teoretycznego opisu zachowania się rzeczywistego Wszechświata, które umożliwiał obecny w równaniach człon kosmologiczny, umacniały przeświadczenie Eddingtona, że nie ma wystarczająco mocnego powodu, by usuwać Λ z równań.

Decyzja twórcy teorii względności o wycofaniu stałej kosmologicznej była zatem powodowana zarówno przez obserwowane fakty empiryczne, nowe prace teoretyczne, jak też przez konsekwentne realizowanie własnej koncepcji uprawiania nauki. Prace Einsteina dotyczące filozofii nauki, pozwalają na wysnucie wniosku, że w stosunku do dzieła Newtona, powstanie ogólnej teorii względności było bardziej przełomem w metodologii, niż rewolucją w fizyce. Istotnym składnikiem w formowaniu się teorii jest stawianie hipotez, często na podstawie intuicji. Odejście od metody bezpośredniego indukcyjnego wyprowadzania praw fizycznych było jednym ze zwiastunów filozofii nauki K. Poppera, którą charakteryzuje „hipotetyzm” i nowe kryterium naukowości teorii: podatność na sfalsyfikowanie. Jeśli w tym kontekście stałą kosmologiczną traktować jak hipotezę roboczą, epizod jej wprowadzenia do równań, z punktu widzenia Einsteina, stanowił prawie normalną procedurę testowania nowej teorii.

Na podstawie wszystkich tych uwag można wymienić kilka zasadniczych powodów rozstania się Einsteina z *lambdą*.

- Einstein uznał, że wprowadzenie nowego członu do równań okazało się bezzasadne teoretycznie i empirycznie.
- Publikowana prywatna korespondencja fizyka rzuca dużo światła rownież na fakt, że od samego początku naszej historii (1917) nie był zadowolony z zabiegu korekty w równaniach pola. J. Earman [Earman 2001] cytuje list Einsteina do Lemaître'a z 1947 roku, z którego warto przytoczyć trzy znamienne zdania:

  > (...) Since I have introduced this [Λ] term, I had always a bad conscience. (...) I found it very ugly indeed that the field law of gravitation should be composed of two logically independent terms which are connected in addition. (...) I am unable to believe that such an ugly thing should be realized in nature.

  Na początku zaznaczyliśmy, jak ważne dla Einsteina było nie tylko założenie o matematyczności przyrody, ale sama elegancja (estetyka) formalizmu.
- Coraz większa liczba komentatorów postrzega fakt usunięcia z równań stałej Λ nie w kategoriach frustracji Einsteina z powodu popełnienia rzekomo *największego życiowego błędu*, ale raczej świadomego zabiegu wycofania, tego co na podstawie swojej wiedzy, uznał po prostu za niepotrzebny element.

Czy fakt, że Einstein wycofał *lambdę* tylko na podstawie tego, że później odrzucił powody jej wprowadzenia, kwalifikuje jego pomyłkę jako fatalną; a może genialną? To pytanie pozostawiamy otwartym. W każdym razie dowodem jego niezwykłej intucji jest pokazanie, że struktura równań pola dopuszcza teoretycznie obok stałej grawitacji jeszcze jedną stałą, nie niszcząc ogólnej kowariancji. Oprócz tego, chyba jeszcze ważniejszy jest wniosek, że pozostawienie stałej daje dodatkowe możliwości teoretycznej „komunikacji" teorii względności z innymi obszarami fizyki, co Lemaître i Eddington zaledwie przeczuwali, a co stało się praktyką badawczą począwszy od późnych lat 70-tych, na przykład w ramach rozwijania kwantowej teorii pola.

Przypomnienie *kontekstu odkrycia* stałej kosmologicznej pokazuje jak fascynującą, a równocześnie złożoną jest czynność uprawiania nauki. Czasem potwierdza się teza filozofów o matematyczności przyrody, gdy równania wielkich teorii zdają się być „mądrzejsze" od swoich twórców; a metodologów wprawia w zakłopotanie to, że wielkie odkrycia dokonują się często z powodów, które ostatecznie okazują się niezbyt istotne lub wręcz chybione.

7. Problem ciemnej energii czyli triumfalny powrót stałej kosmologicznej.

Współczesna historia stałej kosmologicznej jest nierozerwalnie związana z nowym rozdziałem w kosmologii, jakim jest przejście od badania możliwych rozwiązań równań Einsteina do wyznaczania tzw. parametrów kosmologicznych. Aby ten etap rozwoju stał się możliwy, tzn. aby kosmolog mógł wyznaczać parametry obserwacyjne Wszechświata, musiał zostać ustalony tzw. standardowy model Wszechświata. Co do tego modelu panowała powszechna zgoda uczonych, że chociaż nie jest on jedno-jednoznacznym odwzorowaniem rzeczywistości, jest on jej dobrym przybliżeniem. Innymi słowy, patrząc na Wszechświat w dużej skali, możemy go z grubsza opisywać takim właśnie modelem i wyprowadzać z niego obserwable. Co więcej, możemy z danych obserwacyjnych wyznaczać charakterystyczne jego parametry odniesione do dzisiejszej epoki. Godzimy się na to, że Wszechświat w dużej skali jest jednorodny i izotropowy, a więc przestrzeń jest przestrzenią o stałej krzywiźnie. Pozostaje nam zdefiniować jakąś charakterystyczną wielkość, która będzie opisywać nie tylko jakościowo, ale i liczbowo wielkość krzywizny przestrzeni.

Wszechświat w dużej skali, zwanej wielkoskalową, posiada pewne struktury, lecz w pierwszym przybliżeniu wyobrażamy sobie, że materia, która go wypełnia, posiada własności nieoddziałującego pyłu. Wówczas z warunku (13) możemy wyznaczyć, że gęstość energii-materii zmienia się z ewolucją Wszechświata zgodnie z zależnością $\varrho(t) = \varrho_0(\frac{a}{a_0})^{-3}$, gdzie indeksem „0" będziemy zaopatrywać wielkości, ilekroć są one odniesione do obecnej (lub ustalonej) epoki. Zamiast wielkością ϱ, wygodnie będzie operować tzw. parametrem gęstości definiowanym następująco:

$$\Omega = \frac{\varrho_i}{3H^2}, \tag{15}$$

gdzie

$$H = \frac{\dot{a}}{a} \tag{16}$$

jest tzw. funkcją Hubble'a, określającą tempo ekspansji Wszechświata: $H = (\ln a)^{\cdot}$. Indeks i oznacza tu i-ty składnik materialnej zawartości Wszechświata; np. gdy będziemy oznaczać $i = m$, będziemy mieć na myśli materię pyłową, gdy $i = r$, będziemy mieć na myśli promieniowanie ($p = \frac{1}{3}\varrho$), którego gęstość zmienia się z czynnikiem skali, jak $\varrho = \varrho_{r,0}(\frac{a}{a_0})^{-4}$.

Formalnie stałą kosmologiczną możemy również traktować jako pewną ciecz doskonałą opisaną stałą gęstością energii ϱ_Λ oraz ciśnieniem p_Λ:

$$\varrho_\Lambda = \Lambda, p_\Lambda = -\varrho_\Lambda. \tag{17}$$

Stąd dla stałej kosmologicznej również możemy zdefiniować bezwymiarowy parametr gęstości

$$\Omega_\Lambda = \frac{\varrho_\Lambda}{3H^2} \equiv \frac{\Lambda}{3H}. \tag{18}$$

Zauważmy teraz, że równanie (7) możemy przepisać w równoważnej formie, posiłkując się wyprowadzonymi wcześniej parametrami gęstości.

$$1 = \frac{\varrho}{3H^2} + \frac{-\frac{k}{a^2}}{3H^2} + \frac{\Lambda}{3H^2} \tag{19}$$

albo

$$\Omega_m + \Omega_k + \Omega_\Lambda = 1, \tag{20}$$

gdzie wielkość Ω_k opisuje nam efekty krzywizny oraz $\Omega_m = \Omega_{m,0}(1+z)^3$, $\Omega_{m,0} = \frac{\varrho_0}{3H_0^2}$; $\Omega_k = \Omega_{m,0}(1+z)^3$, $\Omega_{k,0} = \frac{-k}{3\dot{a}_0^2}$; $\Omega_\Lambda = \Omega_{\Lambda,0} = \frac{\Lambda}{3H_0^2}$.

W powyższych relacjach skorzystaliśmy ze związku, który tłumaczy stosunek czynnika skali $a(t)$, w którym redshift jest z do czynnika skali w chwili obecnej a_0, który odpowiada wartości $z = 0$, a mianowicie

$$1 + z = \frac{a_0}{a} \tag{21}$$

Oczywiście zależność (20) jest spełniona w dowolnej chwili czasu (dla dowolnego z), stąd w chwili obecnej ($z = 0$) oznacza, że suma parametrów gęstości dla wszystkich składników materii i krzywizny jest równa jeden.

$$\Omega_{m,0} + \Omega_{k,0} + \Omega_{\Lambda,0} = 1. \tag{22}$$

Czyli parametry gęstości $\Omega_{i,0}$ nie są niezależne. Wielkości H_0, $\Omega_{m,0}$, $\Omega_{k,0}$, $\Omega_{\Lambda,0}$ są podstawowymi parametrami kosmologicznymi, które należy wyznaczyć z obserwacji astronomicznych, abyśmy mogli odtworzyć ich ewolucję w czasie kosmologicznym albo *redshifcie* z.

Zauważmy, że wielkość $3H^2$, do której odnosimy gęstości składników materii, posiada wymiar gęstości. Jest to gęstość wszechświata płaskiego bez członu kosmologicznego. Taką gęstość nazywa się gęstością krytyczną i oznacza ϱ_{kryt}. We wszystkich formułach cały czas pomijaliśmy czynnik $8\pi G$, który znormalizowaliśmy do jedności, $8\pi G \equiv 1$.

Tradycyjnie wygodnym sposobem opisu tempa ekspansji jest tzw. parametr spowolnienia albo deceleracji q:

$$q \equiv -\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2} = \frac{1}{2}\Omega_m - \Omega_k \tag{23}$$

Jest to oczywiście parametr bezwymiarowy, którego ujemny znak oznacza, że wszechświat przyśpiesza ($\ddot{a} > 0$), a dodatni, że spowalnia ($\ddot{a} < 0$).

Parametru q możemy użyć do podania prostej klasyfikacji jakościowych ewolucji modeli kosmologicznych (z $\Lambda = 0$):

1. jeśli $\varrho < \varrho_{kryt}$ ($\equiv q < \frac{1}{2}$), to $k < 0$ (wszechświat otwarty);
2. jeśli $\varrho = \varrho_{kryt}$ ($\equiv q = \frac{1}{2}$), to $k = 0$ (wszechświat płaski);
3. jeśli $\varrho > \varrho_{kryt}$ ($\equiv q > \frac{1}{2}$), to $k > 0$ (wszechświat zamknięty).

Jest to konsekwencją prostej relacji $k = (aH)^2(2q - 1)$.

Mając teraz ustalony model kosmologiczny z dokładnością do parametrów kosmologicznych, nie pozostaje nam nic innego, jak dokonanie wyboru modelu wszechświata, w którym dokonujemy obserwacji. Istnieją zasadniczo dwie metody ustalenia tego faktu w chwili obecnej. Trzeba zmierzyć aktualną wartość stałej Hubble'a H_0 i gęstość materii $\varrho_{m,0}$ albo parametru deceleracji.

W latach 60 - tych XX w. duże znaczenie przywiązywano w pomiarze parametru q_0. W tym celu można uzyć tzw. diagramu Hubble'a $d_L(z)$, gdzie d_L jest tzw. odległością jasnościową, tzn. jeśli galaktyka świeci z mocą promieniowania L, a na jednostkę powierzchni lustra teleskopu przypada moc L_{obs}, to przyjmujemy, że jest ona odległa od $d_L = (\frac{L}{4\pi L_{obs}})^{\frac{1}{2}}$ (ta definicja nie uwzględnia krzywizny przestrzennej). Należy pamiętać, że d_L nie jest realną odległością, np. wyliczoną z pomiaru drogi fotonu docierającego do nas. Tym niemniej jest to wielkość niezwykle użyteczna w kosmologii, a jej odstępstwo od rzeczywistej do odległości rzędu kilkuset megaparseków nie jest duże.

Pod koniec lat 70-tych XX w. w astronomii sporządzono mapy obiektów pozagalaktycznych, nanosząc ich współrzędne na sferze niebieskiej oraz odległość od Ziemi. Tą ostatnią nie wyznaczano bezpośrednio z definicji odległości jasnościowej d_L (jasność absolutna L nie jest dokładnie znana), lecz przy pomocy *redshiftu*. W tym celu można się posłużyć tzw. wzorem Mattiga we wszechświecie pyłowym i płaskim (Mattig W. 1959, Astr.Nachr., 285):

$$d_L(z, H_0, q_0) = \frac{c}{H_0 q_0^2}[q_0 z + (q_0 - 1)((2q_0 z + 1)^{\frac{1}{2}} - 1)]. \tag{24}$$

Dla małych z powyższe wyrażenie można rozwinąć i uzyskamy:

$$d_L \simeq \frac{c}{H_0}[z + \frac{1}{2}(1 - q_0)z^2 + ...] \tag{25}$$

Jak widać, dla małych z (obiekty bliskie), zależność powyższa jest zależnością liniową, a miarą odstępstwa od tej relacji jest parametr q_0. Niestety wyznaczenie tego odstępstwa od liniowego prawa Hubble'a okazało sie rzeczą niezwykle trudną z uwagi na to, że nie znamy dokładnie efektów ewolucyjnych galaktyk. Zakrzywienie diagramu $m(\log z)$ wynika z tempa ewolucji galaktyk, stąd diagram jest nieczuły na pomiar q_0.

Do tego projektu powrócono stosunkowo niedawno, lecz diagramu Hubble'a już nie konstruowano z użyciem galaktyk, ale dla jednych z najjaśniejszych obiektów we Wszechświecie - gwiazd supernowych typu SNIa. W ich przypadku efekty ewolucyjne nie zaciemniają już obrazu, a co więcej, są one tzw. świecami standardowymi, a więc są doskonałe do wyznaczania odległości.

W kosmologii (a dokładnie mówiąc, kosmologii opierającej się na pomiarach kinematycznych - Weinberg) istnieje wiele sposobów określania odległości miedzy dwoma punktami [Hogg 1999]. Tzw. stała Hubble'a H_0 jest stałym współczynnikiem proporcjonalności w prawie Hubble'a, określającej względną prędkość ucieczki galaktyk odległych w d: $v = H_0 d$. Wielkość H_0 zwykło się zapisywać: $H_0 = 100hkm^{-1}Mps^{-1}$, gdzie h jest tutaj bezwymiarowym parametrem, który „parametryzuje” naszą ignorancję co do jej wartości (zakłada się dzisiaj, że $0.65 < h < 0.7$). Odwrotność stałej Hubble'a jest tzw. *czasem Hubblowskim*: $t_H \equiv \frac{1}{H} = 9.78x10^9 h^{-1} lat = 3.09x10^{17} h^{-1} s$. Czyli za pomocą H_0 możemy podać górne ograniczenie na wiek Wszechświata $t_0 < \frac{1}{H_0}$. Przyjmując $h = 0.7$ dosstaniemy $t_0 < 14$ mld lat.

Dwie grupy obserwatorów przystąpiły w latach 1998 - 1999 do wyznaczania parametru q_0 i okazało się, że Wszechświat przyspiesza ($q_0 < 0$). Były to konkurujące zespoły obserwatorów SCP (Supernova Cosmology Project) praz HZT (High– Z Supernova Search Team). Pierwsza grupa była kierowana przez Perlmuttera [Permutter et al. 1997], druga przez Riessa [Riess et al. 1998]. W badaniach wykorzystano około 100 supernowych, wśród których około 50 posiadało redshifty > 0.4. Obie grupy posłużyły się zależnością odległości jasnościowej od redshiftu, która dla modelu płaskiego przyjmuje niezwykle prostą postać:

$$d_L(z) = (1+z)\int_0^z \frac{dz'}{H(z')},$$

gdzie

$$H(z) = H_0(\Omega_{m,0}(1+z)^3 + \Omega_{\Lambda,0})^{\frac{1}{2}},$$

gdzie $\Omega_{\Lambda,0} = 1 - \Omega_{m,0}$.

Prawdziwym sukcesem okazało się połączenie obserwacji odległych supernowych z obserwacjami anizotropii promieniowania reliktowego dokonanymi przez satelitę COBE [Smoot et al. 1992]. Kombinowana analiza statystyczna z wykorzystaniem supernowych, niezależnych dynamicznych (ekstragalaktycznych) pomiarów $\Omega_{m,0}$ oraz obserwacji promieniowania reliktowego doprowadziła do estymacji parametrów kosmologicznych.

$$H_0 = 62 \pm 2\frac{km}{sMps}$$

$$\Omega_{m,0} = 0.25 \pm 0.06$$

$$\Omega_{\Lambda,0} = 0.75 \pm 0.05$$

Stała kosmologiczna triumfalnie powraca do gry. Pojawia się jako „deficyt” materii, gdy $\Omega_{k,0} \simeq 0$ (wszechświat jest bliski płaskiemu z pomiarów promieniowania reliktowego). Pojawia się jako pewien nieporządany człon w równaniach dynamiki, któremu trudno nadać sensowną interpretację fizyczną.

Stała kosmologiczna odegrała istotną rolę w rozwiązaniu kryzysu w kosmologii związanego z problemem tzw. wieku Wszechświata. Jeśli założyć, że $\Lambda = 0$, to wiek Wszechświata płaskiego zdominowanego przez materię pyłową $T = \frac{2}{3H_0} = 6.52h^{-1}$ mld lat. Przy wieku gromad kulistych ok. 12 mld lat pojawia się problem. Problem ten: wieku gromad większego od wieku Wszechświata, nosił nazwę problemu wieku Wszechświata i nie był możliwy do rozwiązania bez zaangażowania stałej kosmologicznej.

Interesującą próbę interpretacji stałej kosmologicznej proponował w 1967 Ya. B. Zeldovich [Zeldovich 1967], który wskazuje, że kwantowe fluktuacje próżni muszą posiadać postać Lorentz – niezmienniczą, tzn. równanie stanu powinno być $p_v = -\varrho_v$ (albo tensor energii - pędu postać $T_{\alpha\beta} = \varrho_v g_{\alpha\beta}$). Wielkość tej energii możemy oszacować, traktując pole kwantowe jako zbiór jednowymiarowych oscylatorów harmonicznych o energii $E = \frac{p^2}{2m} + \frac{m}{2}\omega^2 x^2$, drgających z częstością ω. Jak wiadomo, poziomy energetyczne oscylatora są $E_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega$ i $E_0 = \frac{1}{2}\hbar\omega$ jest energią stanu podstawowego. Próżnia to stan o najniższej energii albo o zerowej liczbie cząstek. Energia próżni pola kwantowego (np. średnia wartość pola elektromagnetycznego) jest liczona przez sumowanie po wektorach falowych $\vec{k}$: $<\varrho>_v = \sum \frac{1}{2}\hbar\omega(\vec{k} = \frac{4\pi\hbar}{(2\pi)^3}\int_0^\infty k^3 dk = \frac{\hbar k^4}{4\pi^2}|_0^\infty$ i jest wielkością rozbieżną. Lecz możemy wykorzystać ogólną ideę: każda kwantowa teoria pola jest słuszna tylko dla pędów $k < k_{max}$ (obcięcie ultrafioletowe) i uzyskamy wynik Zeldovich'a:

$$<\varrho>_v \simeq \frac{\hbar}{8\pi^2}k_{max}^2.$$

Wielkość k_{max} możemy oszacować $k_{max} < E_{Pl}$ (energia Plancka) — grawitacja jest klasyczna (nie jest kwantowa) i otrzymamy:

$$<\varrho>_v \simeq \frac{1}{8\pi^2}\frac{1}{G^2},$$

gdzie wybrano układ jednostek, w którym $\hbar = c = 1$. Wobec tego:

$$\Lambda_v = 8\pi G<\varrho>_v \simeq \frac{1}{\pi G} \approx \Lambda_p(\equiv L_{Pl}^{-2} = \frac{c^3}{\hbar G} \simeq 10^{66}cm^{-2}).$$

Porównajmy wielkość stałej kosmologicznej interpretowanej jako energia próżni z wartością $\Lambda_{obs} \simeq 10^{-56}cm^{-2}(= 10^{-122}\Lambda_p)$ [dokładna wartość Λ_{obs} jest równa $\simeq 3.5x10^{-56}h^2\Omega_{\Lambda,0}cm^{-2}$; przyjmując $\Omega_{\Lambda,0} = 0.7$ i $h = 0.65$, uzyskamy Λ_{obs}. Wówczas otrzymamy najbardziej niewiarygodną niezgodność w fizyce:

$$\Lambda_v \approx 10^{122}\Lambda_{obs}.$$

Problem, dlaczego stała kosmologiczna przyjmuje tak niewiarygodnie małą wartość, nosi nazwę problemu stałej kosmologicznej.

Inna interesująca interpretacja stałej kosmologicznej pojawia się w kontekście teorii Weinberga, Salama i Glashowa oddziaływań elektrosłabych. Oddziaływania te są opisywane jako pola gauge ze spontanicznym łamaniem symetrii. W takich teoriach stan próżni jest stanem lokalnego minimum potencjału, który może być niestabilny. Różnica pomiędzy lokalnym minimum potencjału efektywnego i globalnym minimum jest nazywana fałszywą energią próżni. Stała kosmologiczna w tej teorii nabiera interpretacji dla $t \simeq 0$, $\Lambda_{eff} = \Lambda_0 + 8\pi G\sum_i <\varrho>_{v_i}$ jako suma gołej geometrycznej stałej Λ_0 i cześci zmiennej, która rośnie po każdym przejściu fazowym.

Jeśli Wszechświat przyśpiesza i jest jednorodny i izotropowy, to oznacza, że materia go wypełniająca łamie warunek energetyczny $\varrho + 3p > 0$, gdzie ϱ i p są sumarycznymi gęstości energii i ciśnienia zwykłej materii i ciemnej energii X: $\varrho_X + 3p_X < 0$. Ciecz doskonałą o tej własności nazywa się ciemną energią. Jest to hipotetyczna materia o własnościach odbiegających od standardowej materii, której natura nie jest znana. Stała kosmologiczna jest najbardziej popularnym fenomenologicznym opisem ciemnej energii z punktu widzenia danych obserwacyjnych [Szydłowski, Kurek 2006], lecz stała kosmologiczna wymagana do wyjaśnienia obserwacji odległych supernowych jest niewiarygodnia mała. Rodzi się pytanie, jak to możliwe, że w obecnej epoce przyjmuje tak małą wartość. Istnieje wiele kandydatów na opis ciemnej energii w terminach pewnej *substancji* określonej w terminach równania stanu $p_X(\varrho_X)$, jednak ich opis jest czysto fenomenologiczny. Alternatywą do tej koncepcji jest tzw. *ciemna grawitacja*, tzn. hipoteza, że model Wszechświata nie jest opisywany przez równania Einsteina (zmodyfikowana grawitacja). Zauważmy, że jest również pośrednie rozwiązanie zwane grawitacyjną ciemną energią — hipoteza, że wszechświat jest niejednorodny i anizotropowy, a akceleracja jest pewnym dynamicznym efektem.

Wielość różnych propozycji odsłania trudny problem, jaki pojawił się w kosmologii. Z drugiej strony, jak przed rokiem 1998, może istnieć pewien istotny parametr modelu, którego obecne informacje nie są w stanie odsłonić jako parametr istotny. Trwa konkurs różnych hipotez, ale stała kosmologiczna ciągle wygrywa [Szydłowski, Kurek 2007]. Jest najlepszym efektywnym, tego co obserwujemy, lecz równocześnie mocno niesatysfakcjonującym rozwiązaniem.

Generalnie istnieje przynajmniej kilkadziesiąt różnych propozycji ciemnej energii (dynamiczna stała kosmologiczna, samooddziałujące pola skalarne z potencjałem – *kwintesencje*, zmienne w czasie kosmologicznym równania stanu, zmodyfikowane równania pola w uogólnionym nieliniowym lagrangianem $L(R)$ (R – skalar Ricciego), wszechświat branowy z dodatkowymi wymiarami, ciecz Chapłygina, oddziałująca ciemna materia i ciemna energia, i wiele innych). Nie ma powodu tutaj omawiać je bardziej szczegółowo. Wszystkie te mechanizmy są czysto fenomenologicznymi opisami jednymi z wielu, podczas gdy rozwiązanie zdaje się dostarczyć fizyka cząstek elementarnych. Niektórzy uważają (Kamionkowski), że rozwiązanie wymaga użycia nowej (czyli egzotycznej) fizyki. To stwierdzenie wydaje się być przedwczesne. Naszym zdaniem zachodzi proces poszukiwania bardziej fundamentalnej teorii, która pozostaje w relacji emergencji do modelu LCDM. Niestety znalezienie takiej teorii jest sprawą trudną i sądzimy, że jeśli tylko takie rozwiązanie pojawi się, zaraz zostanie wychwycone, ponieważ już wiele o nim wiemy.

Richard Feynman powiedział kiedyś, że jeśli uczony wymyśli jakąś nową teorię, to po pierwsze powiniem być w stosunku do niej bardzo krytyczny, a to dlatego, że poprawne teorie zdarzają się niezwykle rzadko. Sądzimy, że problem natury ciemnej energii jest właśnie oczekiwaniem na taką rzadką teorię. Obserwacje astronomiczne nie sa tutaj w stanie więcej zrobić.

Spis literatury

[Butrym 2006] Butrym S., *Zarys filozofii Alberta Einsteina*, Warszawa 2006.

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

[Calaprice 1997] Calaprice A. [zebrała], *Einstein w cytatach*, Warszawa 1997.

[Carroll, Press 1992] Carroll S., Press W.H., „The cosmological constant", Ann.Rev.Astron.Astrophys. 30(1992), 499-542.

[Carroll 2001] Carroll S., „The cosmological constant", Living Revs. in Rel. 4 (2001) [astro-ph/0004075].

[Earman 2001] Earman J., „Lambda: The Constant That Refuses to Die", Arch.Hist.Exact.Sci. 55 (2001), 189-220.

[Eddington 2006] Eddington A. S., *Czy wszechświat się rozszerza?*, Warszawa 2006.

[Eddington 1923] Eddington A. S., *The Mathematical Theory od Relativity*, Cambridge University Press 1923.

[Einstein 1934] Einstein, *Essays in Science*, New York 1934.

[Einstein, Lorentz, Weyl, Minkowski 1923] Einstein A., Lorentz H. A., Weyl H., Minkowski H., *The Principle of Relativity*, Methuen 1923 [reprinted by Dover Publications].

[Ellis 2003] Ellis G.F.R., „A historical review of how the cosmological constant has fared in the general relativity and cosmology", Chaos, Solitons and Fractals 16 (2003), 505-512.

[Gamow 1963] Gamow G., *Materia, ziemia i niebo*, Warszawa 1963.

[Gamow 1970] Gamow G., *My world line*, Viking Press 1970.

[Hajduk 2002] Hajduk Z., *Metodologia nauk przyrodniczych*, Lublin 2002.

[Heller 2006] Heller M., *Filozofia i Wszechświat. Wybór pism.*, Kraków 2006.

[Hogg 1999] Hogg D. W., „Distance measures in cosmology" [astro-ph/9905116].

[Islam 2002] Islam J. N., *An Introduction to Mathematical Cosmology*, Cambridge University Press 2002.

[Kuznecov 1966] Kuznecov B. G., *Albert Einstein*, Warszawa 1966.

[Lemaître 1931] Lemaître G., „The Expanding Universe", Mon.Not.Roy.Astron.Soc. 91 (1931), 490-500.

[Lyons 2003] Lyons T. D., „Explaining the Success of a Scientific Theory", „Philosophy of Science" 70 (2003), 891-901.

[Nobbenhuis 2006] Nobbenhuis S., „The Cosmological Constant Problem, an Inspiration for New Physics" [gr-qc/0609011].

[Padmanabhan 2002] Padmanabhan T., „Cosmological Constant – the Weight of the Vacuum", Phys.Reports [hep-th/0212290].

[Pais 2001] Pais A., *Pan Bóg jest wyrafinowany...*, Warszawa 2001.

[Peebles, Ratra 2002] Peebles P.J.E., Ratra B., „The Cosmological Constant and Dark Energy", Rev.Mod.Phys. [astro-ph/0207347]

[Permutter et al. 1997] Perlmutter S. et al., „Measurements of Ω and Λ from 42 high–redshift supernovae", Astrophys.J. 517 (1999) 565-586 [astro-ph/9812133].

[Riess et al. 1998] Riess A. G. et al., „Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant", Astrophys.J. 116 (1998) 1009-1038 [astro-ph/9805201].

[Sahni, Starobinsky 1999] Sahni V., Starobinsky A., „The Case for a Positive Cosmological Lambda-term" [astro-ph/9904398].

[Smoot et al. 1992] Smoot G. F. et al., 1992, Astrop.J., 396, L1-L5.

[Sokołowski 1995] Sokołowski L.M., „Dlaczego nie ma nic, skoro powinno coś być", Post.Fiz. 46 (1995), 207-234.

[Straumann 2002a] Straumann N., „On the Cosmological Constant Problems and the Astronomical Evidence for a Homogeneous Energy Density with Negative Pressure" [astro-ph/0203330].

[Straumann 2002b] Straumann N., „The history of the cosmological constant problem" [gr-qc/0208027].

[Szydłowski, Kurek 2006] Szydłowski M., Kurek A., „Top ten accelerating cosmological models", Journal-ref: Phys.Lett. B642 (2006) 171-178 [astro-ph/0604327].

[Szydłowski, Kurek 2007] Szydłowski M., Kurek A., „The LambdaCDM model on the lead – a Bayesian cosmological models comparison" [astro-ph/0702484].

[Van Dongen 2004] Van Dongen J., „Einstein's Methodology, Semivectors and the Unification of Electrons and Protons", Arch.Hist.Exact.Sci. 58 (2004), 219-254.

[Weinberg 1989] Weinberg S., „The cosmological constant problem", Rev.Mod.Phys. 61 (1989), 1-23.

[Weinberg 2000] Weinberg S., „The Cosmological Constant Problems" [astro-ph/0005265].

[Zeldovich 1967] Zeldovich Ya.B., JETP Lett. 6, (1967) 316 .