
**Klasyczne i kwantowe kosmologie z dynamicznymi stałymi
fundamentalnymi**

dr Adam Balcerzak

Autoreferat

Informacje o dorobku i osiągnięciach naukowych

Uniwersytet Szczeciński
Wydziału Matematyczno-Fizycznego
Ul. Wielkopolska 15
70-451 Szczecin

Marzec 2019

1 Dane Osobowe

Imię i nazwisko	Adam Balcerzak
Miejsce pracy	Wydział Matematyczno-Fizyczny, Uniwersytet Szczeciński, ul. Wielkopolska 15, 70-451, Szczecin
Email	adam.balcerzak@usz.edu.pl
Telefon	91 444 1432

2 Wykształcenie oraz posiadane tytuły zawodowe i stopnie naukowe

stopień doktora n. fizycznych	Wydział Matematyczno - Fizyczny Uniwersytetu Szczecińskiego, 2009 r., rozprawa pt.: <i>Teorie grawitacji wyższego rzędu na membranie</i> , Promotor: prof. dr hab. Mariusz P. Dąbrowski.
tytuł zawodowy magistra fizyki	Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki, Uniwersytet Mikołaja Kopernika, 2005 r., praca magisterska pt.: <i>Struktury geometryczne w mechanice kwantowej</i> , Promotor: prof. dr hab. Dariusz Chruściński.

3 Przebieg pracy zawodowej

asystent 01.10.2005r. - 30.09.2010r.	Zakład Kosmologii i Teorii Grawitacji, Instytut Fizyki, Wydział Matematyczno - Fizyczny, Uniwersytet Szczeciński.
adiunkt od 01.10.2010r.	Zakład Kosmologii i Teorii Grawitacji, Instytut Fizyki, Wydział Matematyczno - Fizyczny, Uniwersytet Szczeciński.

4 Wykaz publikacji stanowiących osiągnięcie naukowe

Jako główne osiągnięcie naukowe w rozumieniu art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. nr 64, poz. 595 ze zm.) wskazuję jednotematyczny cykl publikacji pod tytułem

Klasyczne i kwantowe kosmologie z dynamicznymi stałymi fundamentalnymi

Na poniższej liście zaprezentuję publikacje wchodzące w skład rozprawy habilitacyjnej, w tym opis mojego osobistego wkładu do każdej z nich. Dla każdej publikacji podaję parametr wpływu (impact factor) na podstawie Journal Citation Reports - JCR.

- SA1.** A. Balcerzak, M. P. Dąbrowski, “Redshift drift in varying speed of light cosmology”, *Physics Letters B* 728, 15-18 (2014).
<https://doi.org/10.1016/j.physletb.2013.11.029>

W tej pracy badamy wpływ założonej zmiennej prędkości światła na czasową zmienność przesunięcia ku czerwieni. Pokazujemy, że dla malejącej wraz z ekspansją kosmologiczną prędkości światła, efektywne ciśnienie odpowiadające materii wypełniającej Wszechświat obniża się. W przypadku gdy prędkość światła rośnie wraz z ekspansją, efektywne ciśnienie materii wzrasta. Mój wkład polegał na wykonaniu całości obliczeń do pracy, dyskusji wyników oraz aktywnym udziale przy pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 80%.
Impact Factor: 5.81 (2014 JCR).

- SA2.** A. Balcerzak, M.P. Dąbrowski, “A statefinder luminosity distance formula in varying speed of light cosmology”, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics (JCAP)* 06, 035 (2014).
<https://doi.org/10.1088/1475-7516/2014/06/035>

W tej pracy wyrażamy formułę na odległość jasnościową w teorii zakładającej zmienność prędkości światła za pomocą wyższych parametrów ekspansji (jerk, snap i lerk) oraz pokazujemy w jaki sposób wspomniana formuła pozwala na testowanie wpływu zmiennej prędkości światła na ewolucję kosmologiczną. W szczególności dowodzimy, że efekt zmienności prędkości światła może zostać wyizolowany na podstawie znajomości wartości parametrów ekspansji do drugiego rzędu włącznie. Mój wkład polegał na wykonaniu części obliczeń do pracy, dyskusji wyników oraz aktywnym udziale przy pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 60%.
Impact Factor: 5.81 (2014 JCR).

- SA3.** A. Balcerzak, M. P. Dąbrowski, V. Salzano, “Modelling spatial variations of the speed of light”, *Annalen der Physik* 2017, 529, 1600409.
<https://doi.org/10.1002/andp.201600409>

W tej pracy zapostulowano przestrzenną (obok czasowej) zmienność prędkości światła w ramach niejednorodnego modelu kosmologicznego Stephaniego oraz zbadano czy jest możliwe sfalsyfikowanie założonego modelu za pomocą testów kosmologicznych. Mój wkład polegał na wykonaniu części obliczeń numerycznych, a także na dyskusji metod i wyników oraz aktywnym udziale przy pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 33%.
Impact Factor: 2.557 (2017 JCR).

- SA4.** K. Leszczyńska, M.P. Dąbrowski, A. Balcerzak, “Varying constants quantum cosmology”, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics (JCAP)* 02, 012 (2015).
<https://doi.org/10.1088/1475-7516/2015/02/012>

W tej pracy rozważamy kwantową kosmologię opartą na podejściu Wheelera-DeWitta w teoriach ze zmienną prędkością światła oraz dynamiczną stałą grawitacji. Pokazujemy, że w rozważanych modelach potencjały na minisuperprzestrzeni mają charakter tunelujący oraz znajdujemy prawdopodobieństwo przetunelowania wszechświata ze stanu charakteryzującego się znikającym czynnikiem skali (osobliwość) do stanu opisanego geometrią friedmannowską dla różnych scenariuszy zmienności prędkości światła oraz stałej grawitacji. W szczególności pokazujemy, że prawdopodobieństwo to jest duże gdy prędkość światła rośnie oraz silnie maleje gdy prędkość światła zmniejsza się w stosunku do scenariuszy zakładających stałość tych parametrów. Dla scenariuszy z dynamiczną stałą grawitacji

prawdopodobieństwo tunelowania zachowuje się w odwrotny sposób. Mój wkład polegał na wykonaniu części obliczeń do pracy oraz dyskusji zastosowanych metod i otrzymanych wyników.

Mój udział procentowy szacuję na około 30%.

Impact Factor: 5.634 (2015 JCR).

- SA5.** A. Balcerzak, “Non-minimally coupled varying constants quantum cosmologies”, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics (JCAP)* 04, 019, (2015).
<https://doi.org/10.1088/1475-7516/2015/04/019>

W tej pracy rozważamy kwantową kosmologię w pobliżu osobliwości Wielkiego Wybuchu w ujęciu Wheelera-DeWitta w modelach ze zmienną prędkością światła oraz dynamiczną stałą grawitacji przy czym oba te parametry reprezentowane są przez nieminimalnie sprzężone pola skalarne. Klasycznie ewolucja kosmologiczna zawiera fazę kurczenia się “przed” oraz ekspansji “po” Wielkim Wybuchu (osobliwość krzywizny). Pokazujemy, że w modelach z dynamicznymi stałymi fundamentalnymi jest możliwe kwantowe przejście wszechświata od fazy kurczenia się do fazy ekspansji ponad osobliwością krzywizny. Mój wkład polegał na wykonaniu wszystkich obliczeń do pracy, omówieniu wyników oraz napisaniu artykułu.

Mój udział procentowy to 100%.

Impact Factor: 5.634 (2015 JCR).

- SA6.** K. Marosek, M.P. Dąbrowski, A. Balcerzak, “Cyclic multiverses”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 461, 2777-2788 (2016).
<https://doi.org/10.1093/mnras/stw1424>

W tej pracy rozważamy cykliczne wszechświaty w kontekście teorii z dynamicznymi stałymi fundamentalnymi. Pokazujemy, że w ramach takich modeli możliwe jest uniknięcie osobliwości w gęstości materii nawet w sytuacji, w której dochodzi od silnej osobliwości krzywizny. Następnie rozszerzamy rozważany model na przypadek multiwszechświata. W szczególności badamy zachowanie się dwuwszechświata - multiwszechświata składającego się z dwóch wszechświatów - przy czym ewolucja geometryczna wszechświatów jest taka sama, podczas gdy ewolucja dynamicznych stałych fundamentalnych jest różna w poszczególnych wszechświatach. Istotnym osiągnięciem pracy jest zaprezentowanie modelu, w którym w jednym z wszechświatów entropia maleje, podczas gdy entropia wszechświata partnera rośnie kompensując w ten sposób spadek entropii w pierwszym z wszechświatów. W konsekwencji entropia dwuwszechświata pozostaje stała i nie dochodzi do złamania drugiej zasady termodynamiki. Mój wkład polegał na wykonaniu części obliczeń do pracy oraz dyskusji otrzymanych wyników.

Mój udział procentowy szacuję na około 33%.

Impact Factor: 4.961 (2016 JCR).

- SA7.** S. Robles-Perez, A. Balcerzak, M.P. Dąbrowski, M. Kraemer, “Interuniversal entanglement in a cyclic multiverse”, *Physical Review D* 95, 083505 (2017).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.95.083505>

W pracy rozważamy multiwszechświat składający się z dwóch identycznych nie oddziałujących ze sobą splecionych kwantowo-mechanicznie wszechświatów, których ewolucja geometryczna przebiega w identyczny sposób. Używając narzędzi służących do opisu termodynamiki splecionia obliczamy temperaturę oraz entropię splecionia. Pokazujemy, że entropia

splątania osiąga maksymalną wartość w osobliwości wielkiego wybuchu, wielkiego krachu oraz w chwili maksymalnego rozszerzenia wszechświatów. Z drugiej strony entropia splątania w osobliwości wielkiego rozzerwania osiąga zerową wartość i jest tutaj lepszym miernikiem splątania lub “kwantowości”. Temperatura splątania osiąga nieskończoną wartość w każdej z rozważanych klasycznych osobliwości jak również w momencie maksymalnego rozszerzenia. Mój wkład polegał na wykonaniu części obliczeń do pracy, a także na dyskusji metod i wyników oraz aktywnym udziale przy pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 20%.

Impact Factor: 4.394 (2017 JCR).

4.1 Opis osiągnięć akademickich

4.1.1 Wprowadzenie - dynamiczne stałe fundamentalne

Próby sformułowania teorii ze zmienną prędkością światła oraz dynamiczną stałą grawitacji napotykają na liczne problemy natury koncepcyjnej, ponieważ pociągają za sobą głęboką ingerencję w fundamentalne założenia *wszystkich* współczesnych teorii fizycznych. Jest zupełnie oczywiste, że zrozumienie wszelkich konsekwencji założenia dynamiczności stałych fundamentalnych dla kształtu fundamentalnych teorii fizycznych dalece wykracza poza możliwości projektu badawczego. Sama jedynie świadomość tego, że każdy wypracowany w ramach projektu badawczego opis teoretyczny dopuszczający założenie, że wartość prędkości światła oraz wartość stałej grawitacji mogą ewoluować musi być opisem dalece niekompletnym i fragmentarycznym, nie może stanowić powodu do zaniechania badań nad teoriami tego typu. W mojej pracy przedstawione zostaną wyniki badań nad zagadnieniami kosmologii opartej na teorii grawitacji z dynamiczną prędkością światła oraz dynamiczną stałą grawitacji [SA1 – SA7].

Podstawowe teorie z dynamiczną prędkością światła c . Teorie grawitacji ze zmienną prędkością światła (VSL - Varying Speed of Light) zostały zaproponowane jako teorie alternatywne do standardowej teorii inflacji kosmologicznej pozwalające na rozwiązanie problemu płaskości oraz problemu horyzontu.

W pracy [1] został zaproponowany mechanizm, w którym nagły wzrost prędkości światła jest konsekwencją spontanicznego złamania lokalnej symetrii Lorentzowskiej zachodzącego we wczesnym Wszechświecie związanego z przejściem fazowym pierwszego rzędu dla pewnego czasu krytycznego t_c . Duża wartość prędkości światła pozwala na kontakt przyczynowo-skutkowy wszystkich obszarów Wszechświata, co prowadzi do rozwiązania problemu horyzontu oraz problemu płaskości. Po osiągnięciu czasu krytycznego t_c , lokalna symetria Lorentzowska zostaje przywrócona, a prędkość światła osiąga standardową wartość.

Innym przykładem teorii ze zmiennym c jest teoria zaproponowana w pracy [2, 3]. Punktem wyjścia dla tej teorii jest wybór układu świetlnego - wyróżnionego układu współrzędnych, na ogół utożsamianego z kosmologicznym układem współrzędnych współporuszających się - a następnie zastąpienie prędkości światła w działaniu z minimalnym sprzężeniem, funkcją zależną od współrzędnych czasoprzestrzennych. Postać działania dla takiego modelu VSL jest następująca:

$$S = \int dx^4 \left(\sqrt{-g} \left(\frac{\psi(R + 2\Lambda)}{16\pi G} + \mathcal{L}_M \right) + \mathcal{L}_\psi \right), \quad (1)$$

gdzie $\psi(x^\mu) = c^4$. Zmiennymi dynamicznymi w powyższym działaniu jest metryka $g_{\mu\nu}$, pola materialne zawarte w lagranżjanie materii \mathcal{L}_M oraz funkcja ψ . Tensor Riemanna wyliczany jest w oparciu o metrykę $g_{\mu\nu}$ przy stałym ψ . Taki sposób wyliczania tensora Riemanna jest uprawniony jedynie w układzie świetlnym. Przy założeniu, że \mathcal{L}_ψ nie zawiera jawnie metryki, wariacja działania (1) względem metryki prowadzi do następujących równań pola grawitacyjnego:

$$G_{\mu\nu} - g_{\mu\nu}\Lambda = \frac{8\pi G}{\psi} T_{\mu\nu}. \quad (2)$$

A zatem tak określona procedura wariacyjna prowadzi do standardowych równań Einsteina ze zmiennym $c^4(x^\mu) = \psi(x^\mu)$. W ramach powyższej teorii otrzymano rozwiązanie problemu horyzontu, problemu płaskości oraz klasycznego problemu stałej kosmologicznej.

Ciekawym przykładem teorii grawitacji ze zmiennym c są teorie bimetryczne [4]. Teoria ta definiuje dwie metryki powiązane ze sobą relacją:

$$\hat{g}_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} + \beta\psi_\mu\psi_\nu, \quad (3)$$

gdzie ψ_μ jest polem wektorowym a $\beta > 0$ jest pewną stałą. Pole grawitacyjne propaguje się w ramach geometrii definiowanej przez metrykę $g_{\mu\nu}$, natomiast wszystkie pozostałe pola materialne propagują się w ramach geometrii definiowanej przez metrykę $\hat{g}_{\mu\nu}$. Działanie takiej teorii ma postać:

$$S_{\text{tot}} = S_{\text{gr}}[g] + S_\psi[\psi, g] + S_{\text{matter}}[\hat{g}, \text{matter fields}]. \quad (4)$$

Człon $S_{\text{gr}}[g]$ jest standardowym członem Einsteina-Hilberta wyliczonym w oparciu o metrykę $g_{\mu\nu}$. Człon $S_\psi[\psi, g]$ jest działaniem Maxwella-Procy definiującym dynamikę pola wektorowego ψ_μ . Człon $S_{\text{matter}}[\hat{g}, \text{matter fields}]$ jest standardowym działaniem dla materii obliczonym w oparciu o metrykę $\hat{g}_{\mu\nu}$. Oznacza to, że w takiej teorii prawa zachowania mają postać: $\hat{\nabla}_\nu T_{\text{matter}}^{\mu\nu}[\hat{g}] = 0$, gdzie $\hat{\nabla}_\nu$ oznacza pochodną kowariantną zgodną z metryką $\hat{g}_{\mu\nu}$. Oznacza to, że tor cząstki testowej jest opisany przez geodezyjne wynikające z geometrii definiowanej przez metrykę $\hat{g}_{\mu\nu}$. W układzie zdefiniowanym przez metrykę $g_{\mu\nu}$ obowiązują standardowe równania Einsteina ze źródłami w postaci materii, która w tym układzie narusza przyczynowość, ponieważ prędkość materii wynikająca z metryki $\hat{g}_{\mu\nu}$ jest większa niż prędkość fal grawitacyjnych wyznaczana przez metrykę $g_{\mu\nu}$. Z kolei w układzie zdefiniowanym przez metrykę $\hat{g}_{\mu\nu}$ materia nie narusza przyczynowości. Scenariusze kosmologiczne oparte na teorii opisywanej działaniem (4) zawierają fazę inflacji zachodzącej przy nieznikającym polu ψ_μ , odpowiednią do tego aby rozwiązać problem horyzontu, problem płaskości oraz problem monopola magnetycznego. Zakończenie fazy inflacji odbywa się w momencie, w którym struktury przyczynowe wyznaczone przez $g_{\mu\nu}$ i $\hat{g}_{\mu\nu}$ stają się jednakowe (moment ten następuje dla $\psi_\mu = 0$).

Interesującym uogólnieniem teorii bimetrycznych są teorie [5], których metryka zależy od energii E cząstek, które są używane przez swobodnie poruszającego się obserwatora do mierzenia geometrii czasoprzestrzeni. Teorie te zakładają tzw. zmodyfikowaną zasadę równoważności, która stwierdza, że lokalne zjawiska fizyczne w układzie swobodnie spadającego obserwatora przestrzegają “płaskiej” geometrii tzw. zdeformowanej szczególnej teorii względności opisaną metryką:

$$ds^2 = -\frac{(dx^0)^2}{f^2(E/E_{PL})} + \frac{(dx^i)^2}{g^2(E/E_{PL})}, \quad (5)$$

gdzie f i g są pewnymi funkcjami energii E oraz E_{PL} jest uniwersalną stałą teorii (taką samą dla wszystkich inercjalnych obserwatorów). Ponadto, zdeformowana szczególna teoria względności zakłada równoważność inercjalnych układów odniesienia oraz zasadę korespondencji, która

mówi, że dla $E/E_{Pl} \rightarrow 0$ zdeformowana szczególna teoria względności przechodzi w standardową szczególną teorię względności z metryką Minkowskiego. Konsekwencją powyższych założeń jest modyfikacja relacji dyspersyjnej do postaci:

$$E^2 f^2(E/E_{Pl}) - p^2 g^2(E/E_{Pl}) = m^2 . \quad (6)$$

Scenariusze kosmologiczne w ramach takich teorii oparte są na zdeformowanej metryce Friedmanna. Horyzont współporuszający się w dla takiej metryki ma postać:

$$r_h = \frac{c(E)H^{-1}}{a/g}, \quad (7)$$

gdzie a jest czynnikiem skali oraz $c(E) = g/f$ jest prędkością światła zależną od energii E . Wybór funkcji $g(E)$ odpowiednio szybko malejącej we wczesnym wszechświecie pozwala na rozwiązanie problemu horyzontu.

Teorie z dynamiczną stałą grawitacji G . Modelowanie dynamiki zmienności stałej grawitacji G jest możliwe w ramach skalarno-tensorowych teorii grawitacji [6, 7, 8]. Ze względu na swoją prostotę teorie te znalazły szerokie zastosowanie do opisu zjawisk, których modelowanie w ramach Ogólnej Teorii Względności Einsteina wymaga poczynienia dodatkowych (często spekulatywnych) założeń. Teorie skalarno-tensorowe pojawiają się w ramach teorii z większą liczbą wymiarów, takich jak teoria Kaluzy-Kleina oraz teorie strunowe, jako efekt redukcji liczby wymiarów. Działanie opisujące teorię skalarno-tensorową ma postać:

$$S = \frac{1}{16\pi} \int d^4x \sqrt{-g} \left[f(\phi) R - \frac{\omega(\phi)}{\phi} g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - 2\Lambda(\phi) + L_m(\psi, g_{\mu\nu}) \right], \quad (8)$$

gdzie ϕ jest polem skalarnym, f , ω i Λ są dowolnymi funkcjami pola skalarnego oraz L_m jest Lagranżjanem materii. W sytuacji, gdy $f \rightarrow \phi$, $\omega = const.$ oraz $\Lambda \rightarrow 0$ powyższe działanie redukuje się do działania Bransa-Dicke'go:

$$S = \int d^4x \frac{1}{16\pi} \sqrt{-g} \left(\phi R - \frac{\omega}{\phi} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi + L_m \right). \quad (9)$$

W teorii Bransa-Dicke'go oddziaływanie grawitacyjne opisane jest przez tensor metryczny $g_{\mu\nu}$, którego geodezyjne wyznaczają trajektorie cząstek próbnych, oraz przez pole skalarne ϕ , którego odwrotność określa wartość stałej grawitacji G . Powyższa teoria stanowi szczególny przypadek teorii Horndeskiego będącej najogólniejszą czterowymiarową teorią skalarno-tensorową dającą równania ruchu drugiego rzędu podobnie jak teoria Gaussa-Bonneta i Lovelocka [9].

4.1.2 Ciemna energia w kontekście teorii ze zmienną prędkością światła

Analiza danych pochodzących z obserwacji supernowych typu Ia dostarcza mocnych dowodów świadczących o tym, że rozszerzanie się Wszechświata ulega przyspieszeniu [10, 11]. Uzgodnienie tego faktu z ogólną teorią względności oraz założeniem o jednorodności i izotropowości przestrzeni wymaga założenia istnienia ciemnej energii. Analiza danych pochodzących z obserwacji kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła również potwierdza istnienie ciemnej energii [12], chociaż ograniczenie dotyczące jej ilości uzyskane za pomocą tych danych, jest znacznie słabsze niż ograniczenie na tą wielkość wynikające z danych uzyskanych z obserwacji supernowych typu Ia. Niezależnym testem kosmologicznym potwierdzającym istnienie ciemnej energii jest test

oparty na analizie obserwacji barionowych oscylacji akustycznych (BAO) [13, 14]. Również testy kosmologiczne oparte o obserwacje wielkoskalowej struktury Wszechświata faworyzują modele Wszechświata z ciemną energią [15].

Jednym z testów obserwacyjnych modeli kosmologicznych jest test oparty na pomiarze szybkości czasowej zmienności obserwowanego przesunięcia ku czerwieni obiektów astronomicznych tzw. dryfu przesunięcia ku czerwieni. Efekt czasowej zmienności obserwowanego przesunięcia ku czerwieni został po raz pierwszy przewidziany teoretycznie przez Sandage'a [16]. Konsekwencje tego efektu dla kosmologii obserwacyjnej były następnie badane przez Loeba [17]. Analiza danych obserwacyjnych zebranych z dwóch stożków świetlnych oddzielonych od siebie pewnym interwałem czasowym pod względem zależności od czasu przesunięcia ku czerwieni konkretnych obiektów astronomicznych prowadzi do koncepcji niezależnego testowania modeli kosmologicznych. Pomiar dryfu planowany jest w ramach eksperymentu CODEX (Cosmical Dynamics Experiment) [18, 19]. Celem eksperymentu jest dokonanie pomiaru widm absorpcyjnych kwazarów (Lyman- α forest [20]) w odstępie kilku lat, a następnie, na podstawie korelacji wzajemnej obliczonej dla pomierzonych widm, wyznaczenie dryfu przesunięcia ku czerwieni obserwowanych kwazarów w założonym przedziale czasu.

W pracy [SA1] zastosowano test kosmicznego dryfu dla modelu ze zmienną prędkością światła zdefiniowanego w pracach [2, 3] opisanego metryką Friedmanna w postaci:

$$ds^2 = -(dx^0)^2 + a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \right], \quad (10)$$

gdzie $a(t)$ jest czynnikiem skali, jest $K = \pm 1$ indeksem krzywizny, $dx^0 = c(t)dt$. W przyjętym modelu równania ruchu mają postać równań Friedmanna z uzmiennioną (zależną od czasu) prędkością światła $c = c(t)$:

$$\varrho(t) = \frac{3}{8\pi G} \left(\frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{Kc^2(t)}{a^2} \right), \quad (11)$$

$$p(t) = -\frac{c^2(t)}{8\pi G} \left(2\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{Kc^2(t)}{a^2} \right), \quad (12)$$

Tak samo jak w [2, 3] założono, że prędkość światła jest funkcją czynnika skali a w postaci:

$$c = c_0 \left(\frac{a}{a_0} \right)^n, \quad (13)$$

gdzie $a_0 = a(0)$ oraz $c_0 = c(0)$ są aktualnymi wartościami czynnika skali oraz prędkości światła. Zauważmy, że granicy $n \rightarrow 0$ równania ruchu w rozważanym modelu przechodzą w standardowe równania Friedmanna ze stałą prędkością światła. Dla płaskiego Wszechświata ($K=0$) wypełnionego materią pyłową oraz ciemną energią reprezentowaną przez stałą kosmologiczną pierwsze z równań Friedmanna (11) może zostać zapisane w postaci:

$$H^2(z) = H_0^2 \left[\Omega_{m0}(1+z)^3 + \Omega_{\Lambda_0} \right], \quad (14)$$

gdzie $H = \frac{\dot{a}}{a}$ jest parametrem Hubble'a, H_0 jest jego aktualną wartością, $\Omega_{m0} = \frac{8\pi G}{3H_0^2} \varrho_{m0}$ oraz $\Omega_{\Lambda_0} = \frac{\Lambda_0 c_0^2 a_0^{2n}}{3H_0^2}$ są aktualnymi wartościami bezwymiarowych parametrów gęstości dla materii pyłowej o gęstości ρ_0 oraz dla stałej kosmologicznej Λ_0 . W pracy [SA1] pokazano, że zależność

dryfu od przesunięcia ku czerwieni z wyraża się następującą formułą:

$$\frac{\Delta z}{\Delta t_0} = \frac{\Delta z}{\Delta t_0}(z, n) = H_0(1+z) - H_0 \sqrt{\sum_{i=1}^{i=k} \Omega_{wi}(1+z)^{3(w_{eff}+1)}} , \quad (15)$$

gdzie $\Omega_{w1} = \Omega_{m0}$, $\Omega_{w2} = \Omega_{\Lambda_0}$ oraz efektywny czynnik barotropowy:

$$w_{eff} = w_i + \frac{2}{3}n , \quad (16)$$

przy czym $w_1 = 0$ dla materii pyłowej oraz $w_2 = -1$ dla materii w formie stałej kosmologicznej Λ_0 . Powyższa formuła pokazuje, że w modelu, w którym prędkość światła maleje wraz z ekspansją Wszechświata, z punktu widzenia powyższej obserwacji materia pyłowa staje się efektywnie materią o lekko ujemnym ciśnieniu, natomiast materia reprezentowana przez stałą kosmologiczną efektywnie zachowuje się jak materia fantomowa [21]. Z drugiej strony w modelu, w którym prędkość światła rośnie wraz z ekspansją Wszechświata, ciśnienie materii efektywnie wzrasta. Pokazano ponadto (Rys. 1), że w ramach eksperymentu CODEX, modele ze zmienną prędkością światła scharakteryzowane parametrem $|n| < 0.045$ są nieodróżnialne od modelu ze stałą kosmologiczną oraz materią pyłową, w którym prędkość światła jest stała (model Λ CDM). Dla modeli charakteryzujących się dużą wartością parametru n (rosnąca prędkość światła $c(t)$) dryf upodabnia się do dryfu w modelu zakładającym stałą prędkość światła oraz istnienie jedynie materii pyłowej (model CDM) .

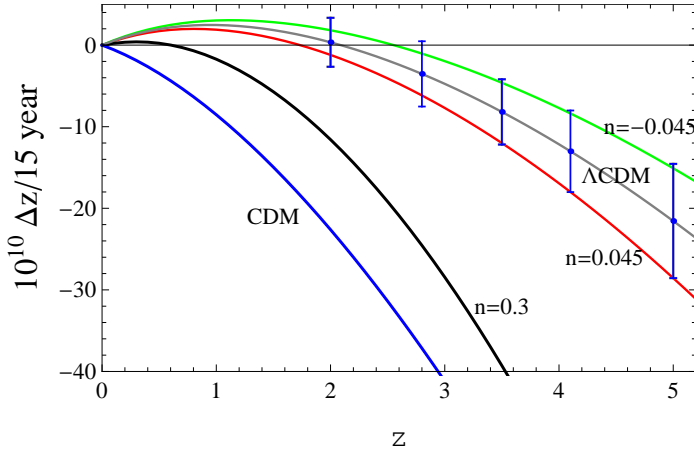


Figure 1: Wykres obrazujący przyrost wartości przesunięcia ku czerwieni (dryfu) (formuła (15)) w czasie 15 lat dla różnych wartości parametru n . Ujemna wartość n odpowiada $\dot{c} < 0$. Posłużono się oszacowaniem błędów pomiarowych dla eksperymentu CODEX dokonany w pracy [22] przy założeniu modelu ze stałą kosmologiczną Λ_0 , materią pyłową oraz stałą prędkością światła (Λ CDM).

Jedną z podstawowych wielkości używanych w kosmologii obserwacyjnej służących do określania odległości między obiektami we Wszechświecie jest tzw. odległość jasnościowa. Wielkość ta może zostać ustalona dla supernowych typu Ia ze względu na znaną wartość ich jasności absolutnej [10]. Z drugiej strony porównanie odległości jasnościowej obliczonej w ramach założonego modelu kosmologicznego z obserwowanymi odległościami jasnościowymi określonymi dla supernowych typu Ia pozwala na narzucenie ograniczeń na parametry rozważanego modelu. Dopasowanie odległości jasnościowej modelu kosmologicznego Friedmanna do danych pochodzących z

obserwacji supernowych typu Ia wymaga założenia, że jednym ze składników Wszechświata jest materia o ujemnym ciśnieniu tzw. ciemna energia wypełniająca przestrzeń w sposób jednorodny i izotropowy, będąca przyczyną przyspieszonej ekspansji Wszechświata [11].

W pracy [SA2] zbadano wpływ zmiennego c na interpretację obserwowanych odległości jasnościowych supernowych typu Ia w ramach modelu kosmologicznego ze zmienną prędkością światła zaproponowanego w pracach [2, 3] określonego metryką (10) z podstawieniem (13). Przyjęto, że rozważany model zawiera materię pyłową, stałą kosmologiczną oraz nieznikający człon krzywiznowy ($K \neq 0$). Posłużono się przedstawieniem odległości jasnościowej $D_L(z)$ za pomocą parametrów ekspansji wyższego rzędu jerk, snap, i lerk:

$$\begin{aligned}
D_L(z) = c_0 \frac{z}{H_0} \times & \left\{ 1 + \frac{1}{2}(1 - q_0 - n)z \right. \\
& + \frac{1}{6} \left[q_0(3q_0 + 2n + 1) + (n^2 - j_0 - 1) - \Omega_{K0} \right] z^2 \\
& + \frac{1}{24} \left[5j_0(2q_0 + 1) - s_0 - 15q_0^2(q_0 + 1) + 2(1 - q_0) \right. \\
& + 2\Omega_{K0}(3q_0 + 3n + 1) + n(3j_0 - 9q_0^2 - 7q_0 + 1) \\
& \left. - n^2(3q_0 + n + 2) \right] z^3 + \frac{1}{120} \left[-6 - l_0 + \Omega_{K0}^2 \right. \\
& - \Omega_{K0}(5 - 10j_0 + 30n + 25n^2 + 40q_0 + 50nq_0 + 45q_0^2) \\
& + s_0(11 + 4n + 15q_0) - j_0(27 - 10j_0 + 27n + 6n^2) \\
& + 5j_0q_0(22 - 8n - 21q_0) + n(-5 + 5n + 5n^2 + n^3) \\
& + nq_0(29 + 21n + 4n^2 + 81q_0 + 18nq_0 + 60q_0^2) \\
& \left. + q_0(6 + 81q_0 + 165q_0^2 + 105q_0^3) \right] z^4 + O(z^5) \left. \right\} . \tag{17}
\end{aligned}$$

gdzie $\Omega_{K0} = \frac{Kc_0^2}{H_0^2 a_0^2}$ jest krzywiznowym parametrem gęstości, H_0 jest aktualną wartością parametru Hubble'a $H = \frac{\dot{a}}{a}$, q_0 jest aktualną wartością parametru deceleracji $q = -\frac{1}{H^2} \frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2}$, j_0 jest aktualną wartością parametru jerk $j = \frac{1}{H^3} \frac{\dddot{a}}{a} = \frac{\dddot{a}a^2}{\dot{a}^3}$, s_0 jest aktualną wartością parametru snap $s = -\frac{1}{H^4} \frac{\ddddot{a}}{a} = -\frac{\ddddot{a}a^3}{\dot{a}^4}$ oraz l_0 jest aktualną wartością parametru lerk $l = \frac{1}{H^5} \frac{a^{(5)}}{a} = \frac{a^{(5)}a^4}{\dot{a}^5}$.

Oryginalną motywacją dla wprowadzenia parametrów ekspansji wyższego rzędu było dostarczenie narzędzia pozwalającego na efektywne różnicowanie pomiędzy dynamiczną ciemną energią a ciemną energią reprezentowaną przez stałą kosmologiczną [23]. Postać członu drugiego rzędu w powyższym rozwinięciu świadczy o tym, że wartość przyspieszenia tempa rozszerzania się Wszechświata może zostać przeszacowana w przypadku nieuwzględnienia faktycznej zależności prędkości światła od czasu dla $n < 0$ (c jest malejącą funkcją czasu) lub niedoszacowana dla $n > 0$ (c jest rosnącą funkcją czasu) w drugim rzędzie rozwinięcia. Wpływ zmiennej prędkości światła na oszacowanie wartości parametrów ekspansji wyższego rzędu jest znacznie bardziej skomplikowany i zawiera człony wyższego rzędu w n (n^2 , n^3 i n^4). Relacje pomiędzy parametrami ekspansji

wyższego rzędu a parametrami fizycznymi Ω_{m0} , $\Omega_{\Lambda0}$ i Ω_{K0} przedstawiają się następująco:

$$\Omega_{m0} - \Omega_{K0} + \Omega_{\Lambda0} = 1 \quad , \quad (18)$$

$$\Omega_{\Lambda0}(1+n) = \frac{1}{2}\Omega_{m0} - q_0 + n\Omega_{K0} \quad , \quad (19)$$

$$\Omega_{K0} = \frac{3}{2}\Omega_{m0} - (q_0 + n) - 1 \quad , \quad (20)$$

$$j_0 = \Omega_{m0} + \Omega_{\Lambda0}(n+1) - n\Omega_{K0} \quad , \quad (21)$$

$$s_0 = 3\Omega_{m0} + n\Omega_{K0} - (n+1)\Omega_{\Lambda0} + q_0j_0 \quad , \quad (22)$$

$$s_0 = \frac{5}{2}\Omega_{m0} + q_0(j_0 + 1) = 4\Omega_{m0} + j_0(q_0 - 1). \quad (23)$$

Znajomość wartości parametrów Ω_{m0} i $\Omega_{\Lambda0}$ pozwala na wyliczenie z (18) parametru Ω_{K0} . Zestawienie równania (19) z drugim rzędem rozwinięcia (17) pozwala następnie wyliczyć parametry q_0 i n . Przy znajomości jedynie parametru Ω_{m0} wyizolowanie parametru n wymaga ustalenia członu trzeciego rzędu w rozwinięciu (17) oraz wykorzystania związku (21). W przypadku pomierzenia członu czwartego rzędu w rozwinięciu (17) zastosowanie równania (21) oraz (23) pozwala na ponowne wyizolowanie członu n .

Wszystkie dotychczasowe modele ze zmiennym c dopuszczają jedynie czasową zależność prędkości światła. W pracach [24, 25] zaprezentowano metodę oszacowania wartości c w ramach Friedmannowskiego (izotropowego) modelu kosmologicznego za pomocą barionowych oscylacji akustycznych. W celu dopuszczenia możliwości przestrzennej zmienności c należy rozszerzyć model Albrechta i Magueijo na model kosmologiczny o mniejszej liczbie symetrii niż model Friedmannowski. Motywacją są tutaj dane obserwacyjne, które mogą wskazywać na istnienie we Wszechświecie wielkoskalowych anizotropii manifestujących się dipolową przestrzenną zależnością stałej struktury subtelnej α (rozkład przestrzenny stałej struktury subtelnej α wyróżnia pewien kierunek we Wszechświecie) [26, 27, 28, 29, 30, 31], jak również wielkoskalowymi ruchami ciemnej materii [32, 33] i ciemnej energii [34, 35] w określonym kierunku.

W pracy [SA3] wykorzystano niejednorodną sferycznie symetryczną, konforemnie płaską metrykę Stephaniego [36] jako model kosmologiczny, w ramach którego założenie przestrzennej zmienności prędkości światła c nie narusza symetrii tego modelu. Postać matematyczna tego modelu jest następująca [37]:

$$ds^2 = -c_0^2 \frac{a^2}{\dot{a}^2} \left[\frac{\left(\frac{V}{a}\right)'}{\left(\frac{V}{a}\right)} \right]^2 dt^2 + \frac{a^2}{V^2} [dr^2 + r^2 d\Omega^2] \quad , \quad (24)$$

gdzie

$$V(t, r) = 1 + \frac{1}{4}k(t)r^2 \quad , \quad (25)$$

oraz $(\dots)' \equiv \partial/\partial t$. Funkcja $a(t)$ odgrywa rolę uogólnionego czynnika skali, natomiast funkcja $k(t)$ odgrywa rolę zależnego od czasu indeksu krzywizny. Współrzędna r jest współrzędną radialną natomiast c_0 jest (stałą) prędkością światła. Założony model kosmologiczny jest rozwiązaniem równań Einsteina z materią w postaci płynu idealnego. Równania kosmologiczne wynikające z równań Einsteina przy założeniu metryki Stephaniego uogólniają równania Friedmanna do postaci, w której gęstość energii $\rho(t)$ pozostaje jednorodna i izotropowa, natomiast ciśnienie $p(t, r)$ staje

się funkcją zależną od odległości od centrum symetrii modelu oraz od czasu:

$$\varrho(t) = \frac{3}{8\pi G} \left[\frac{\dot{a}^2(t)}{a^2(t)} + \frac{k(t)c_0^2}{a^2(t)} \right], \quad (26)$$

$$p(t, r) = w_{eff}(t, r)\varrho(t)c_0^2 \quad (27)$$

$$\equiv \left[-1 + \frac{1}{3} \frac{\dot{\varrho}(t)}{\varrho(t)} \frac{\left[\frac{V(t, r)}{a(t)} \right]}{\left[\frac{V(t, r)}{a(t)} \right]} \right] \varrho(t)c_0^2,$$

gdzie zdefiniowano efektywny niejednorodny indeks barotropowy $w_{eff}(t, r)$. Do ilościowych rozważań wybrano podklasę modeli Stephaniego, w której zależny od czasu indeks krzywizny $k(t)$ jest proporcjonalny do czynnika skali $a(t)$ tj. $k(t) = \beta a(t)$. W tym wypadku (24) redukuje się do postaci [37, 38, 39]:

$$ds^2 = -\frac{c_0^2}{V^2} dt^2 + \frac{a^2(t)}{V^2} (dr^2 + r^2 d\Omega^2). \quad (28)$$

Wspomniana podklasa modeli Stephaniego została przebadana w pracach [38, 40, 41, 42] pod względem zgodności z danymi obserwacyjnymi.

Rozważono trzy podstawienia na zmienność c : stała prędkość światła, prędkość światła zależna od czasu $c = c_0 a^n(t)$ oraz niejednorodna prędkość światła zależna od odległości od środka symetrii modelu $c = c_0/V(t, r)$. Uogólniono metodę zaprezentowaną w [24, 25] wykorzystującą formułę wiążącą maksimum wartości odległości kątovej D_A w funkcji przesunięcia ku czerwieni z prędkością światła w tym maksimum w postaci:

$$c(t) = D_A H, \quad (29)$$

na przypadek niejednorodnego modelu Stephaniego (model IIA). Otrzymana formuła wiążąca maksymalną wartość odległości kątovej D_A w funkcji przesunięcia ku czerwieni z prędkością światła w tym maksimum jest uzależniona od parametru charakteryzującą wielkość niejednorodności:

$$c(t, r) = D_A (HV - \dot{V}). \quad (30)$$

W oparciu o powyższe formuły zdefiniowano wielkość Δ_c :

$$\Delta_c = \frac{D_A H}{c_0}, \quad (31)$$

charakteryzującą odstępstwo rozważanego modelu od jednorodnego i izotropowego modelu (modelu Friedmanna) ze stałym c . Należy podkreślić, że niezerowa wartość wielkości Δ_c świadczy o istnieniu niejednorodności lub niestałości c lub istnieniu obu tych dwóch efektów jednocześnie. Dopasowanie do danych obserwacyjnych (supernowe typ Ia, BAO, parametr przesunięcia CMB) pozwoliło na wyznaczenie parametrów modelu H_0 , Ω_β , w i n a następnie wyliczenie wartości przesunięcia ku czerwieni z_M , dla którego odległość kątowa D_A osiąga wartość maksymalną oraz wartości wielkości Δ_c dla trzech wymienionych wyborów zmienności c . Jak pokazano w [25], planowana sieć radioteleskopów Square Kilometre Array (SKA) będzie w stanie wykryć jedno-procentowe odstępstwo od modelu jednorodnego ze stałym c na poziomie ufności 3σ . Otrzymane wartości wielkości Δ_c świadczą o odstępstwie na poziomie rzędu 10%. Oznacza to, że rozważane modele będą mogły zostać sfalsyfikowane przy użyciu danych obserwacyjnych zgromadzonych przez SKA. Jeżeli sygnał tego rzędu wielkości nie zostanie zaobserwowany, pozwoli to wysnuć wniosek, że zapostulowany typ niejednorodności nie istnieje bądź też wartość niejednorodności jest bardzo mała. Nie wykluczy to jednak możliwości istnienia zależności prędkości światła od czasu. Wciąż także pozostanie nie rozwiązany problem dipolowej anizotropii stałej struktury subtelnej α .

4.1.3 Kwantowy wszechświat oraz multiwszechświat w kontekście teorii z dynamiczną prędkością światła oraz dynamiczną stałą grawitacji

Kosmogeneza kwantowa w teoriach z dynamicznymi stałymi fundamentalnymi. W pracy [SA4] rozważono kwantowy odpowiednik teorii ze zmienną prędkością światła oraz zmienną stałą grawitacji zapostulowany w pracach [2, 3]. W celu otrzymania kwantowej teorii sformułowano lagranżowskie ujęcie powyższej teorii zawierające człon Einsteina-Hilberta, człon kosmologiczny, człon reprezentujący materię oraz człon brzegowy Gibbonsa-Hawkinga przy czym człony te zawierają minimalną modyfikację uwzględniającą zmienność prędkości światła oraz zmienność stałej grawitacji:

$$S = \int_M d^4x \sqrt{-g} R \frac{c^3}{16\pi G} - \int_M \rho c \sqrt{-g} d^4x + \int_{\partial M} d^3x \sqrt{h} K \frac{c^3}{8\pi G}, \quad (32)$$

gdzie R jest skalarą Ricciego, ρ jest gęstością materii oraz K jest śladem krzywizny zewnętrznej. W powyższym działaniu przyjęto, że prędkość światła c oraz stała grawitacji G mogą zależeć od współrzędnych czasoprzestrzennych: $c = c(x^\mu)$ oraz $G = G(x^\mu)$. Ponieważ jesteśmy zainteresowani konkretnymi scenariuszami kosmologicznymi zakładamy, że czasoprzestrzeń opisywana jest metryką Friedmanna w postaci:

$$ds^2 = -(ct)^2 + a^2(t)[d\chi^2 + S^2(\chi)d\Omega^2], \quad (33)$$

gdzie

$$S(\chi) = \begin{cases} \sin \chi, & k=+1, \\ \chi, & k=0, \\ \text{sh} \chi, & k=-1 \end{cases} \quad (34)$$

W celu otrzymania modelu kwantowego zastosowano standardową procedurę kwantowania kanonicznego prowadzącą do równania Wheelera-DeWitta [43]. Ponieważ do modelowania zmienności prędkości światła oraz zmienności stałej grawitacji na poziomie teorii klasycznej użyto podstawień $c = c_0 a^n$ oraz $G = G_0 a^q$, przestrzenią konfiguracyjną rozważanego modelu jest jednowymiarowa minisuperprzestrzeń. Równanie Wheelera-DeWitta formalnie odpowiadające równaniu Schrödingera opisującego cząstkę o zerowej energii poruszającą się w jednowymiarowym potencjale $U(a)$ typu tunelującego ma postać:

$$\left[\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial a^2} - U(a) \right] \Psi(a) = 0, \quad (35)$$

gdzie

$$U(a) = - \left(\frac{3V_3 c^2(a) a}{4\pi G(a)} \right)^2 \left[kc^2(a) - \frac{\Lambda}{3} a^2 c^2(a) - \frac{8\pi G(a)}{3} \varrho(a) a^2 \right]. \quad (36)$$

Zależności gęstości materii ρ od czynnika skali otrzymano przez scałkowanie równania ciągłości, które w przyjętym modelu zmienności c i G ma postać:

$$\dot{\varrho} + 3 \frac{\dot{a}}{a} \left(\varrho + \frac{p}{c^2(t)} \right) + \varrho \frac{\dot{G}(t)}{G(t)} = \frac{(3k - \Lambda a^2)}{4\pi G(t) a^2} c(t) \dot{c}(t). \quad (37)$$

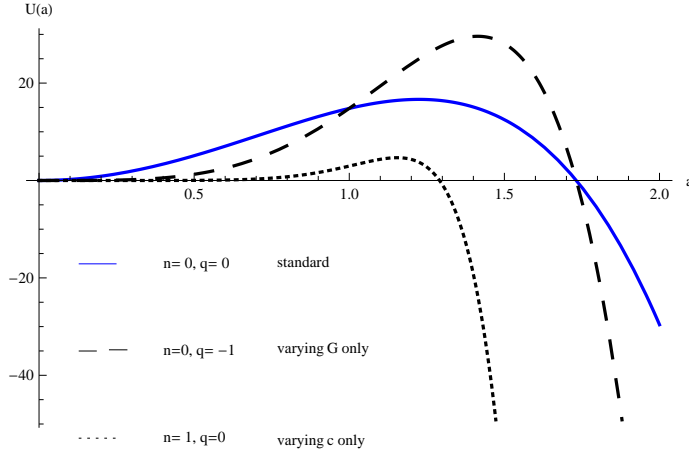


Figure 2: Potencjał $U(a)$ typu tunelującego dla wszechświata pyłowego ($w = 0$) dla trzech różnych zestawów parametrów modelu: linia koloru niebieskiego odpowiada wszechświatowi, w którym stała grawitacji G oraz prędkość światła c zachowują stałą wartość; linie przerywane odpowiadają wszechświatowi, w którym wartość jednego z parametrów (c lub G) zmienia się wraz z ekspansją ($C = 0$).

W rezultacie jawna zależność potencjału $U(a)$ od parametrów n i q kontrolujących zmienność c oraz G ma postać:

$$U(a) = -K_0^2 a^{2(3n+1-q)} \left(\frac{3w+1}{2n+3w+1} k - \frac{\Lambda(w+1)}{2n+3(w+1)} a^2 - \frac{8\pi G_0}{3c_0^2} \frac{C}{a^{3w+1+2n}} \right), \quad (38)$$

gdzie

$$K_0 = \frac{3V_3 c_0^3}{4\pi G_0}. \quad (39)$$

Stosując metodę WKB obliczono prawdopodobieństwa przetunelowania Wszechświata ze stanu osobliwego charakteryzującego się zerową wartością czynnika skali $a = 0$ do stanu opisywanego geometrią friedmannowską, charakteryzującym się skończoną wartością czynnika skali:

$$P \simeq \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_0^{a_t} \sqrt{2(E - U(a))} da \right] \quad (40)$$

$$= \exp \left[-\frac{2K_0}{\hbar} \int_0^{a_t} a^{3n+1-q} \left(\frac{\Lambda(w+1)}{2n+3(w+1)} a^2 - \frac{3w+1}{2n+3w+1} k \right)^{1/2} da \right].$$

Otrzymana wartość prawdopodobieństwa tunelowania jest duża w przypadku modeli, w których prędkość światła c rośnie wraz z ekspansją Wszechświata ($n > 0$), w porównaniu z wartością prawdopodobieństwa tunelowania w modelach zakładających zmniejszanie się wartości prędkości światła podczas ekspansji ($n < 0$) (rys. 4). Z drugiej strony prawdopodobieństwo tunelowania jest duże w modelach zakładających zmniejszanie się wartości stałej grawitacji G podczas ekspansji

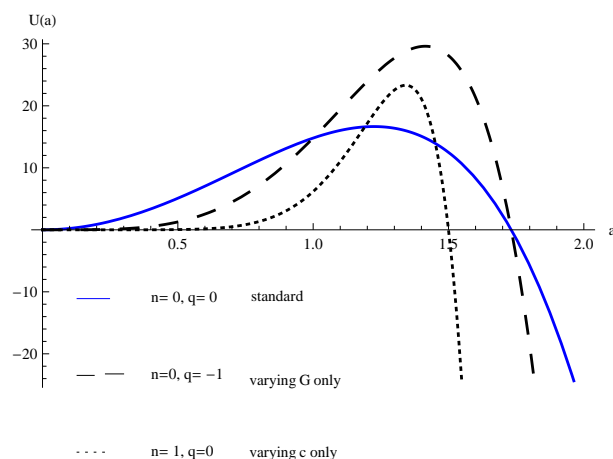


Figure 3: Potencjał $U(a)$ typu tunelującego dla wszechświata wypełnionego promieniowaniem ($w = 1/3$) dla trzech różnych zestawów parametrów modelu: linia koloru niebieskiego odpowiada wszechświatowi, w którym stała grawitacji G oraz prędkość światła c zachowują stałą wartość; linie przerywane odpowiadają wszechświatowi, w którym wartość jednego z parametrów (c lub G) zmienia się wraz z ekspansją ($C = 0$).

($q < 0$), w porównaniu z prawdopodobieństwem tunelowania w modelach, w których stała grawitacji G rośnie wraz z ekspansją ($q > 0$) (rys. 5). Wyjątek stanowi wszechświat wypełniony płynem sztywnym ($w = 1$), dla którego prawdopodobieństwo dąży do zera zarówno dla odpowiednio dużych jak również odpowiednio małych wartości parametru q .

Inny scenariusz kwantowej kosmogenezy zawierają teorie, w których prędkość światła c oraz stała grawitacji G są reprezentowane przez dynamiczne pola skalarne [SA5]. Postać zależności działania klasycznej teorii od c i G powoduje, że mamy do czynienia z nieminimalnym sprzężeniem z krzywizną:

$$S = \int \sqrt{-g} \left(\frac{e^\phi}{e^\psi} \right) [R + \Lambda + \omega(\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi + \partial_\mu \psi \partial^\mu \psi)] d^4x, \quad (41)$$

gdzie ω jest parametrem teorii a relacja między dynamicznymi $c(x^\mu)$ i $G(x^\mu)$ oraz polami skalarными $\phi(x^\mu)$ and $\psi(x^\mu)$ dana jest przez $c^3 = e^\phi$ oraz $G = e^\psi$. Jak pokazano w pracy [SA5] teoria dana działaniem (41) jest równoważna teorii Bransa-Dicke'go (równanie (2.3) w pracy [SA5]). W ramach powyższego modelu zbadano klasyczną oraz kwantową ewolucję płaskiego przestrzenno-wszechświata opisanego metryką Fiedmanna. Postać hamiltonianu (formuła (2.9) w pracy [SA5]) świadczy o tym, że w rozważanym modelu ekspansja wszechświata w reżimie wysokiej krzywizny (blisko osobliwości typu wielki wybuch) odpowiada formalnie rozpraszaniu cząstki na jednowymiarowej eksponencjalnej barierze potencjału w minisuperprzestrzeni. Ewolucja kosmologiczna zawiera fazę kontrakcji następującej przed wielkim wybuchem oraz fazę ekspansji po wielkim wybuchu, przy czym obie te fazy rozdzielone są osobliwością krzywizny (rys. 6). W osobliwości krzywizny prędkość światła c dąży do nieskończoności natomiast dynamiczna stała grawitacji G osiąga zerową wartość. Tym samym pokazano, że przejście od fazy kontrakcji odbywającej się przed osobliwością krzywizny do fazy ekspansji zachodzącej po osobliwości krzywizny odbywa się w reżimie mechaniki niutonowskiej. W rozważanym modelu osobliwość krzywizny pojawia się w plus nieskończoności tj. dla $I \rightarrow \infty$ (w zastosowanym podejściu zmienna I parametru

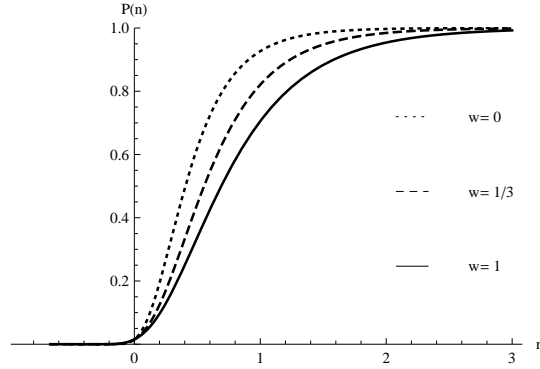


Figure 4: Zależność prawdopodobieństwa tunelowania (40) dla modelu ze zmiennym c ($k = +1$, $q = 0$, $\Lambda = 5$, $\hbar = G_0 = c_0 = 1$) dla trzech różnych przypadków: wszechświata wypełnionego materią pyłową ($w = 0$), promieniowaniem ($w = 1/3$) oraz płynem sztywnym ($w = 1$). W scenariuszu z malejącą wartością c ($n < 0$) prawdopodobieństwo tunelowania jest znacznie mniejsze niż prawdopodobieństwo tunelowania w scenariuszu, w którym prędkość światła rośnie ($n > 0$).

tryzuje kierunek, wzdłuż którego następuje rozpraszanie), natomiast reżim niskiej krzywizny pojawia się w minus nieskończoności tj. dla $I \rightarrow -\infty$. Ponadto obydwa reżimy charakteryzują się asymptotycznie następującymi wartościami pędu π_I :

$$\pi_I = \begin{cases} \pi_I^\infty & \text{kolaps następujący przed wielkim wybuchem} \\ -\pi_I^\infty & \text{ekspansja następująca po wielkim wybuchu} \end{cases}$$

dla reżimu dużej krzywizny oraz

$$\pi_I = \begin{cases} \pi_I^\infty e^{-I} & \text{kolaps następujący przed wielkim wybuchem} \\ -\pi_I^\infty e^{-I} & \text{ekspansja następująca po wielkim wybuchu} \end{cases}$$

dla reżimu małej krzywizny, gdzie π^∞ jest pewnym dodatnim parametrem modelu. Procedura kwantowania kanonicznego powyższej teorii prowadzi do odpowiedniego równania Wheelera-DeWitta, które formalnie opisuje kwantowe stacjonarne rozpraszanie cząstki na eksponencjalnej barierze potencjału:

$$\left\{ \frac{1}{4} \left[\frac{1}{m} \left(\frac{\partial^2}{\partial I^2} - \frac{\partial^2}{\partial J^2} \right) + \frac{\partial^2}{\partial B^2} \right] - \bar{\Lambda} e^{-2I} \right\} \Phi = 0 \quad (42)$$

gdzie zmienne I , J oraz B parametryzują wymiary minisuperprzestrzeni. Ze zbioru rozwiązań powyższego równania wybrano rozwiązanie Φ będące asymptotycznie dla $I \rightarrow \infty$ funkcją własną operatora pędu $\hat{\pi}_I$ do wartości własnej π_I^∞ :

$$\hat{\pi}_I \Phi = \pi_I^\infty \Phi. \quad (43)$$

a tym samym reprezentujące w reżimie dużej krzywizny wszechświat kolapsujący na osobliwość. Z drugiej strony to samo rozwiązanie Φ w reżimie niskiej krzywizny jest superpozycją stanu Ψ_2 opisującego cząstkę padającą na barierę oraz Ψ_1 stanu reprezentującego cząstkę odbitą od bariery, co jest konsekwencją poniższych własności:

$$\Phi = \Psi_1 + \Psi_2, \quad (44)$$

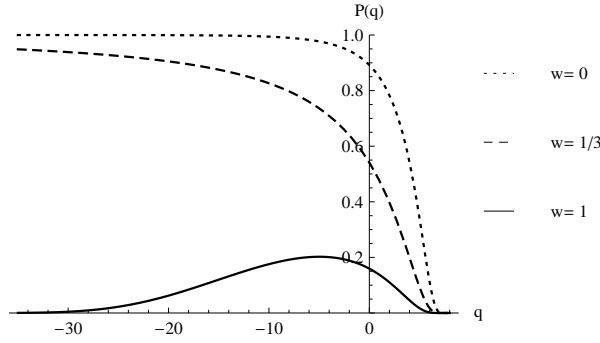


Figure 5: Zależność prawdopodobieństwa tunelowania (40) dla modelu ze zmiennym c oraz G ($k = +1$, $n = 2$, $\Lambda = 2$, and $\hbar = G_0 = c_0 = 1$) dla trzech różnych przypadków: wszechświata wypełnionego materią pyłową ($w = 0$), promieniowaniem ($w = 1/3$) oraz płynem sztywnym ($w = 1$). W scenariuszu z malejącą wartością G ($q < 0$) prawdopodobieństwo tunelowania jest znacznie większe niż prawdopodobieństwo tunelowania w scenariuszu, w którym wartość G rośnie ($q > 0$). W przypadku wszechświata wypełnionego płynem sztywnym prawdopodobieństwo tunelowania dąży do zera dla odpowiednio dużej wartości $|q|$.

gdzie Ψ_2 i Ψ_1 spełniają następujące zagadnienia własne operatora pędu $\hat{\pi}_I$:

$$\hat{\pi}_I \Psi_1 = -\pi_I^\infty e^{-I} \Psi_1 \quad (45a)$$

$$\hat{\pi}_I \Psi_2 = \pi_I^\infty e^{-I} \Psi_2 \quad (45b)$$

(Ψ_1 jest funkcją własną operatora pędu $\hat{\pi}_I$ do wartości własnej $-\pi_I^\infty e^{-I}$ natomiast Ψ_2 jest funkcją własną operatora pędu $\hat{\pi}_I$ do wartości własnej $\pi_I^\infty e^{-I}$). Stan Ψ_2 odpowiada wszechświatowi kolapsującemu na osobliwość krzywizny natomiast stan Ψ_1 reprezentuje ekspandujący wszechświat w fazie następującej po osobliwości krzywizny. Wyliczono ponadto współczynnik odbicia od bariery potencjału, który określa prawdopodobieństwo przejścia z fazy kontrakcji do fazy ekspansji:

$$R = \frac{|\Psi_1|^2}{|\Psi_2|^2} = e^{-2\pi\pi_I^\infty}. \quad (46)$$

Tym samym pokazano, że skwantowane teorie grawitacji ze zmiennym c i G zawierają scenariusz, w którym wszechświat przechodzi “ponad” osobliwością krzywizny od fazy kontrakcji do fazy ekspansji w wyniku procesu kwantowego rozpraszania na eksponencjalnej barierze potencjału w minisuperprzestrzeni. Z podobnym scenariuszem kwantowej kosmogogenezy mamy do czynienia w przypadku scenariuszy cyklicznych [44, 45] oraz ekpirotycznych [46, 47]. Nieco inny scenariusz zawierają teorie wywodzące się z kosmologii strunowych, w których wszechświat w fazie przed wielkim wybuchem ekspanduje i przyspiesza zbliżając się do osobliwości silnego sprzężenia [48].

Regularyzacja osobliwości i Wszechświaty cykliczne w modelach z dynamicznym c oraz G . Rozważono modele cykliczne [SA6] w ramach modelu kosmologicznego ze zmiennym c oraz G zaproponowanego w [2, 3], zawierające cyklicznie pojawiające się silne osobliwości. W przypadku modelu sinusoidalnego ewoluującego zgodnie z czynnikiem skali określonym podstawieniem

$$a(t) = a_0 \left| \sin \left(\pi \frac{t}{t_c} \right) \right|, \quad (47)$$

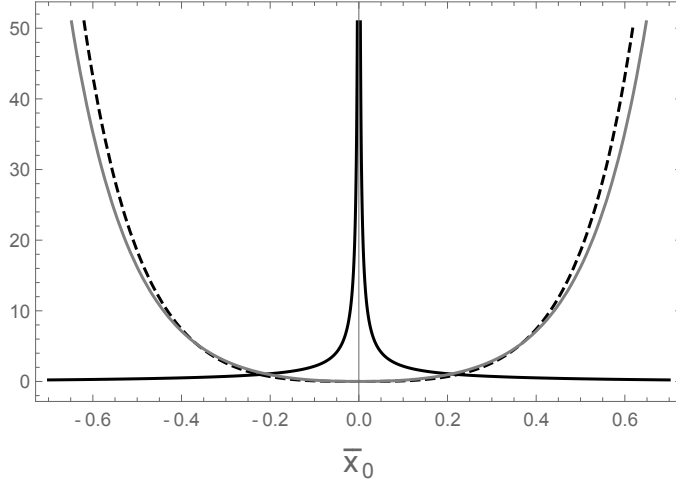


Figure 6: Wykres zależności czynnika skali a (linia szara), prędkości światła c (linia ciągła) oraz dynamicznej stałej grawitacji G (linia przerywana) w fazie przed ($\bar{x}^0 < 0$) oraz po ($\bar{x}^0 > 0$) osobliwości wielkiego wybuchu (osobliwości krzywizny).

cyklicznie pojawiającą się osobliwością jest wielki wybuch/wielki krach. Dla modelu tangencjalnego opisanego podstawieniem

$$a(t) = a_0 \left| \tan \left(\pi \frac{t}{t_s} \right) \right| \quad (48)$$

osobliwością pojawiająca się cyklicznie jest wielki wybuch oraz wielkie rozerwanie (w obydwu przypadkach a_0 jest stałą). Wykazano, że uzależnienie wartości G od czynnika skali w taki sposób, że w chwili wystąpienia silnej osobliwości wartość G staje się nieskończona:

$$G(t) = \frac{G_0}{a^2(t)}, \quad (49)$$

dla modelu sinusoidalnego oraz

$$G(t) = \frac{4G_s}{\sin^2 \left(2\pi \frac{t}{t_s} \right)}, \quad (50)$$

dla modelu tangencjalnego, prowadzi do specyficznej regularyzacji tych osobliwości. W efekcie tej regularyzacji, w momencie w którym czynnik skali osiąga wartość zerową, gęstość energii oraz ciśnienie pozostają skończone (równania (4.10) i (4.11) oraz (4.30) i (4.31) w [SA6]). Dodatkowo w modelu sinusoidalnym spełnione są warunki energetyczne: zerowy, słaby oraz silny (równania (4.6) i (4.7) w [SA6]). W przypadku modelu tangencjalnego warunki energetyczne zerowy oraz silny są spełnione w osobliwości wielki wybuch oraz łamane w osobliwości wielkie rozerwanie (równania (4.32) - (4.35) w [SA6]). Z podobnym scenariuszem mamy do czynienia w modelach ekpirotycznych oraz cyklicznych [44, 45, 46, 47] wywodzących się z efektywnych kosmologii strunowych. W takich teoriach wybór odpowiedniej postaci sprzężenia pola skalarnego z materią prowadzi do sytuacji, w której gęstość materii pyłowej oraz promieniowania osiąga skończoną wartość w chwili osobliwości charakteryzującej się znikaniem czynnika skali.

Zbadano scenariusz multiwszechświata [SA6] w modelu Albrechta i Magueijo [2, 3] ze zmiennym c oraz G . Wszechświaty wchodzące w skład rozważanego multiwszechświata ewoluują w taki sposób, że całkowita entropia multiwszechświata będąca sumą entropii poszczególnych

wszechświatów pozostaje stała w toku ewolucji. Tym samym rozważany układ nie narusza drugiej zasady termodynamiki.

Elementarne rozważania termodynamiczne prowadzone w oparciu o zasadę zachowania energii (pierwszą zasadę termodynamiki) w ramach modelu Albrechta i Magueijo prowadzą do zwiezłych wyrażen na entropię poszczególnych wszechświatów. W przypadku zmiennego c entropia jest proporcjonalna do logarytmu naturalnego z czlonu liniowego w c (równanie (5.13) w [SA6]):

$$S(t) = \frac{2}{w} \frac{pV}{T} \ln c(t) = \frac{2}{w} Nk_B \ln c(t) \quad , \quad (51)$$

gdzie N jest liczbą cząstek, w jest indeksem barotropowym opisującym materii wypełniającej wszechświat oraz k_B jest stałą Boltzmanna. W modelu dopuszczającym zmienność jedynie G entropia wyraża się proporcjonalnie do logarytmu z odwrotności G (równanie (5.17) w [SA6]):

$$S(t) = Nk_B \ln \left[\frac{1}{G(t)} \right] . \quad (52)$$

Rozważono multiwszechświat złożony z dwóch wszechświatów w teorii ze zmiennym c . Ponieważ entropia pojedynczego wszechświata jest funkcją jedynie c , entropia może rosnać lub maleć w zależności od przyjętego scenariusza zmienności c . Zgodnie z drugą zasadą termodynamiki entropia nie może maleć, a zatem z całego zbioru różnych scenariuszy zmienności c wybierane są jedynie te nienaruszające drugiej zasady termodynamiki. Dopuszczenie istnienia innych wszechświatów w ramach multiwszechświata pozwala przeformułować ten warunek. Zapostulowano stałość entropii multiwszechświata jako całości. Pozwala to uwzględniać scenariusze, w których zmniejszanie się entropii w jednym wszechświecie jest kompensowane przez wzrost entropii w drugim wszechświecie tak, aby sumaryczna entropia była stała podczas ewolucji. Rozwiązaniem respektującym powyższe założenie są cyklicznie ewoluujące prędkości światła w obydwu wszechświatach wchodzących w skład multiwszechświata (równania (5.21), (5.22) oraz (5.26), (5.27) w [SA6]) oraz cyklicznie ewoluujący czynnik skali a (równanie (5.35)). Konsekwencją tego rozwiązania są cyklicznie ewoluujące entropie w poszczególnych wszechświatach (równanie (5.28) i (5.29)). W przypadku multiwszechświata w ramach teorii ze zmiennym G rozwiązaniami respektującymi warunek stałości entropii są scenariusze z osobliwym G : podczas, gdy w jednym z wszechświatów G dąży do nieskończoności, gdy cyklicznie ewoluujący czynnik skali a osiąga wartość zerową (osobliwość typu Wielkie Zgniecenie), w drugim wszechświecie wartość G zeruje się razem z czynnikiem skali a (równania (5.37) i (5.38)). W obydwu przypadkach ewolucja geometryczna wszechświatów jest jednakowa, natomiast ich ewolucja fizyczna (zmienność dynamicznych stałych fundamentalnych) różni się.

4.1.4 Splątanie kwantowe cyklicznych wszechświatów w multiwszechświecie

Koncepcja multiwszechświata jako teorii fizycznej wymaga, aby taka teoria przynajmniej w zasadzie była możliwa do sfalsyfikowania w świetle istniejących bądź przyszłych danych obserwacyjnych lub eksperymentalnych. Wydaje się zatem konieczne zaproponowanie mechanizmu wzajemnego oddziaływania na siebie wszechświatów wchodzących w skład multiwszechświata. Możliwość wypracowania takiego mechanizmu dają modele kosmologiczne zbudowane w ramach kanonicznej kwantowej grawitacji opartej na równaniu Wheelera-DeWitta. Zgodnie z postulatem mechaniki kwantowej przestrzenią stanów układu złożonego z dwóch układów kwantowomechanicznych jest iloczyn tensorowy przestrzeni Hilberta związanych z każdym z tych układów. Z elementarnych własności iloczynu tensorowego wynika, że większość stanów opisujących kwantowomechaniczny układ złożony to stany nieseparowalne, reprezentujące tzw. stany splątane. W za-

sadzie stany separowalne stanowią podzbiór zerowej miary przestrzeni będącej wynikiem wspomnianego iloczynu tensorowego. Prowadzi to do wniosku, że kwantowe splątanie jest zjawiskiem generycznym i powinno mieć miejsce w multiwszechświecie (a przynajmniej zjawiska takiego nie należy wykluczać). W pracy [SA7] założono istnienie multiwszechświata złożonego z dwóch wszechświatów, przy czym każdy z nich traktowany jest jako układ kwantowomechaniczny opisany równaniem Wheelera-DeWitta (równanie (20) w pracy [SA7]):

$$\ddot{\phi} + \omega^2 \phi = 0, \quad (53)$$

gdzie $\phi \equiv \phi(a)$ jest funkcją falową pojedynczego wszechświata, kropka oznacza różniczkowanie względem parametru czasowego. Parametrem czasowym, dla poszczególnych wszechświatów na poziomie równania Wheelera-DeWitta jest czynnik skali, natomiast klasyczna ewolucja każdego z tych wszechświatów jest cykliczna - sinusoidalna (równanie (4) w pracy [SA7]):

$$a(t) = a_0 \left| \sin \left(\pi \frac{t}{t_c} \right) \right|, \quad (54)$$

lub tangencjalna (równanie (11) w pracy [SA7]):

$$a(t) = a_0 \left| \tan \left(\pi \frac{t}{t_s} \right) \right|, \quad (55)$$

w zależności od przyjętego scenariusza. Funkcja $\omega^2(a)$ odgrywa rolę potencjału Wheelera-DeWitta, który w scenariuszu sinusoidalnym dany jest formułą (formuła (18) w pracy [SA7]):

$$\omega_{\sin}^2(a) \equiv a^2 - \Lambda a^4. \quad (56)$$

natomiast w scenariuszu tangencjalnym wyraża się wzorem (równanie (19) w pracy [SA7]):

$$\omega_{\tan}^2(a) \equiv \Lambda^2 a^6 + 2\Lambda a^4 + a^2. \quad (57)$$

Przestrzeń stanów takiego multiwszechświata jest więc iloczynem tensorowym przestrzeni stanów związanych z poszczególnymi multiwszechświatami. Następnie zapostulowano, że stan kwantowy multiwszechświata jest reprezentowany przez stan splątany. Na uwagę zasługuje sposób stowarzyszenia przestrzeni Hilberta z poszczególnymi wszechświatami. Odpowiednią przestrzeń otrzymano za pomocą procedury tzw. trzeciej kwantyzacji opierającej się na formalnym podobieństwie równania Wheelera-DeWitta do równania Kleina-Gordona [49, 50]. Rolę pola Kleina-Gordona odgrywa w równaniu Wheelera-DeWitta funkcja falowa, która w wyniku procedury trzeciej kwantyzacji staje się operatorem działającym na przestrzeni Hilberta. Sama procedura trzeciej kwantyzacji jest zupełnie analogiczna do procedury kwantyzacji pola Kleina-Gordona. Rezultatem trzeciej kwantyzacji jest przestrzeń Hilberta napinana przez bazę ortonormalną, której wektory reprezentują obsadzenie wszechświatami o określonych własnościach zdeterminowanych poprzez odpowiednie liczby kwantowe (zazwyczaj są to pędy w minisuperprzestrzeni). Procedura trzeciej kwantyzacji (tak samo jak procedura kwantowania pola Kleina-Gordona w czasoprzestrzeniach zależnych od czasu) nie jest jednoznaczna w tym sensie, że nie pozwala jednoznacznie określić stanu próżni. Z fizycznego punktu widzenia istotne są jednak dwie reprezentacje spośród nieskończenie wielu. Pierwszą z nich jest tzw. reprezentacja niezmiennicza definiująca stan próżni multiwszechświata jako niezależny od klasycznej ewolucji wszechświata. W przypadku drugiej reprezentacji operatory kreacji i anihilacji stowarzyszone z bazą ortonormalną napinającą przestrzeń Hilberta kreują lub anihilują wszechświaty ewoluujące sinusoidalnie lub tangencjalnie z dobrze

określona wartością pędu na minisuperprzestrzeni. Obie reprezentacje związane są ze sobą za pomocą następujących relacji (szczególna postać transformacji Bogoliubova - relacje (44) i (45) w pracy [SA7]):

$$\hat{c}_- = \alpha \hat{b}_- - \beta \hat{b}_+^\dagger, \quad (58)$$

$$\hat{c}_-^\dagger = \alpha^* \hat{b}_-^\dagger - \beta^* \hat{b}_+, \quad (59)$$

gdzie α i β są współczynnikami Bogoliubova spełniającymi warunek normalizacji $|\alpha|^2 - |\beta|^2 = 1$, \hat{c}_-^\dagger , \hat{c}_- są operatorami kreacji i anihilacji w reprezentacji niezmienniczej, natomiast \hat{b}_-^\dagger , \hat{b}_- są operatorami kreującymi i anihilującymi wszechświaty ewoluujące według przyjętego scenariusza (sinusoidalnego lub tangencjalnego).

Rozważono następujący scenariusz [SA7]. Założono, że multiwszechświat znajduje się w stanie próżni w sensie reprezentacji niezmienniczej. W sensie drugiej reprezentacji taki stan próżni jest jednak superpozycją stanów reprezentujących pary wszechświatów o dobrze określonej wartości pędu na minisuperprzestrzeni, a więc splątane pary wszechświatów ewoluujących sinusoidalnie lub tangencjalnie (w zależności od wybranego modelu cyklicznego - formuła (43) w pracy [SA7]):

$$|0_+0_-\rangle_c = \frac{1}{|\alpha|} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{|\beta|}{|\alpha|} \right)^n |n_-, n_+\rangle_b, \quad (60)$$

gdzie stany $|n_-, n_+\rangle_b$ odpowiadają splątanym parom wszechświatów ewoluujących zgodnie z przyjętym scenariuszem. Współczynniki wstępujące w tej superpozycji wyliczone są w oparciu o współczynniki Bogoliubova α i β , które wiążą ze sobą obie reprezentacje. W powyższym scenariuszu multiwszechświat znajduje się przez cały czas w stanie czystym, natomiast poszczególne wszechświaty znajdują się w stanach mieszanych reprezentowanych przez ślad macierzy gęstości stanu multiwszechświata obliczony w bazie wszechświata partnera (formuła (46) w pracy [SA7]):

$$\rho_- = \text{Tr}_+ \rho \equiv \sum_{n=0}^{\infty} {}_b \langle n_+ | \rho | n_+ \rangle_b, \quad (61)$$

gdzie

$$\rho = |0_+0_-\rangle_c \langle 0_+0_-| = \frac{1}{|\alpha|^2} \sum_{n,m} \left(\frac{|\beta|}{|\alpha|} \right)^{n+m} |n_-, n_+\rangle_b \langle m_-, m_+|.$$

W rezultacie procedury śladowania otrzymano macierz gęstości reprezentującą boltzmannowski stan równowagowy (formuła (48) w pracy [SA7]):

$$\begin{aligned} \rho_- &= \frac{1}{|\alpha|^2} \sum_{n,m,l} \left(\frac{|\beta|}{|\alpha|} \right)^{n+m} \langle l_+ | m_+ \rangle |n_-\rangle_b \langle n_- | \langle m_+ | l_+ \rangle \\ &= \frac{1}{|\alpha|^2} \sum_n \left(\frac{|\beta|}{|\alpha|} \right)^{2n} |n_-\rangle_b \langle n_-| \\ &= \frac{1}{|\alpha||\beta|} \sum_n \left(\frac{|\beta|}{|\alpha|} \right)^{2n+1} |n_-\rangle_b \langle n_-| \\ &= \frac{1}{Z} \sum_n e^{-\frac{\omega}{T}(n+\frac{1}{2})} |n_-\rangle_b \langle n_-|, \end{aligned} \quad (62)$$

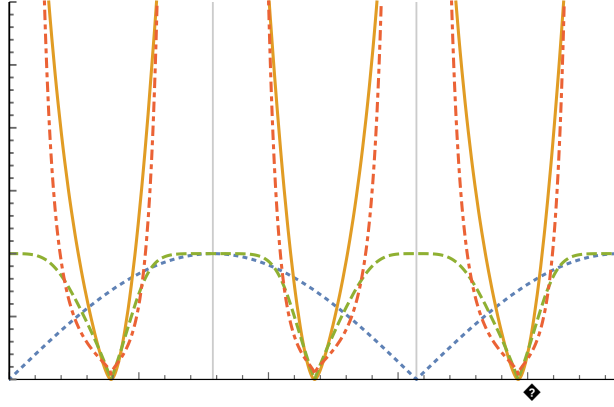


Figure 7: Czynniki skali (linia niebieska przerywana), parametr $q \equiv \tanh r$ (linia zielona przerywana), entropia splątania (linia żółta) oraz temperatura splątania (linia czerwona przerywana) w modelu sinusoidalnym. W rozważanym modelu w toku ewolucji kosmologicznej splątanie maleje, osiąga minimum a następnie rośnie i osiąga maksymalną wartość w chwili maksymalnego rozszerzenia wszechświata.

gdzie $Z^{-1} = 2 \sinh \frac{\omega}{2T}$, przy czym ze stanem tym związana jest temperatura:

$$T \equiv T(a) = \frac{\omega(a)}{2 \ln \coth r}, \quad (63)$$

gdzie

$$\tanh r \equiv \frac{|\beta|}{|\alpha|}. \quad (64)$$

Parametr r w powyższej formule charakteryzuje splątanie par wszechświatów. Wyliczono ponadto entropię splątania wynikającą z faktu, że poszczególne wszechświaty znajdują się w stanach mieszanych (równanie (52) i (53) w pracy [SA7]):

$$S(\rho) = -\text{Tr}(\rho_- \ln \rho_-) = \cosh^2 r \ln \cosh^2 r - \sinh^2 r \ln \sinh^2 r. \quad (65)$$

W przypadku modelu ewoluującego sinusoidalnie entropia osiąga maksymalną wartość zarówno dla minimalnej jak i maksymalnej wartości czynnika skali (entropia splątania określa siłę splątania) (rysunek 7). W przypadku modelu tangencjalnego entropia splątania jest maksymalna (nieskończona) dla minimalnej wartości czynnika skali (w chwili osobliwości typu wielki wybuch) a następnie monotonicznie maleje i osiąga zerową wartość w chwili maksymalnego rozszerzenia (osobliwość typu wielkie rozerwanie) (rysunek 8). Analiza powyższych rezultatów wskazuje na istnienie pewnego dualizmu charakteryzującego ewolucję entropii splątania multiwszechświata. Podczas gdy w modelu sinusoidalnym entropia splątania jest maksymalna (nieskończona) dla maksymalnego rozszerzenia, w modelu ewoluującym tangencjalnie w chwili odpowiadającej nieskończonej wartości czynnika skali splątanie znika. Z drugiej strony efekty kwantowe w ramach poszczególnych wszechświatów odgrywają istotną rolę zarówno w chwili minimalnego jak i maksymalnego rozszerzenia. Jest to związane z tym, że obydwa etapy ewolucji (odpowiadające minimalnemu oraz maksymalnemu rozszerzeniu) odbywają się w sąsiedztwie niedostępnych klasycznie obszarów.

Jak pokazano równanie Wheelera-DeWitta opisujące poszczególne wszechświaty w rozważanym modelu ma postać równania klasycznego oscylatora harmonicznego z częstością zależną od

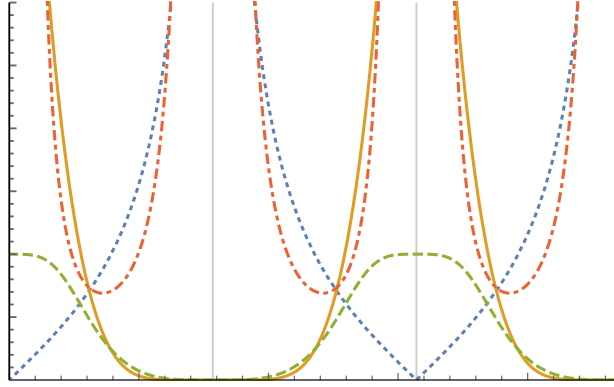


Figure 8: Czynniki skali (linia niebieska przerywana), parametr $q \equiv \tanh r$ (linia zielona przerywana), entropia splątania (linia żółta) oraz temperatura splątania (linia czerwona przerywana) w modelu tangencjalnym.

czasu $\omega(a)$ (53). Biorąc pod uwagę postać tzw. energii splątania wyrażającej się za pomocą parametru r określającego siłę splątania (formuła (76) w pracy [SA7])

$$E_- = \frac{\omega_{\text{eff}}}{2} = \omega \left(\sinh^2 r + \frac{1}{2} \right), \quad (66)$$

widzimy, że jest ona identyczna z energią skwantowanego oscylatora w stanie podstawowym związana z częstością $\omega(a)$ w sytuacji całkowitego braku splątania tj. gdy $r = 0$. Gdyby zatem potraktować poprawkę do energii splątania wynikającą z istnienia niezerowego splątania wszechświatów jako odpowiednią poprawkę do częstości klasycznego oscylatora, należałoby również uwzględnić odpowiednią poprawkę w równaniach Friedmanna opisujących ewolucję klasycznego wszechświata (równanie (77) w pracy [SA7]):

$$\frac{da}{dt} = \frac{\omega_{\text{eff}}}{a} = \frac{\omega}{a} \left(1 + 2 \sinh^2 r \right) \quad (67)$$

W konsekwencji otrzymujemy model, w którym klasyczna ewolucja wszechświatów wchodzących w skład multiwszechświata ulega modyfikacji tym większej im silniejsze jest ich splątanie.

4.1.5 Podsumowanie

Pomimo braku danych eksperymentalnych oraz obserwacyjnych przemawiających za zmiennością stałych fundamentalnych [51, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 58], badanie konsekwencji istnienia takiej zmienności wydaje się istotne. Próba konstrukcji modeli dopuszczających zmienność stałych fizyki zmusza badacza do dokonania powtórnych rozważań nad znaczeniem i rolą założeń, na których opierają się podstawowe teorie fizyczne. Warto podkreślić tutaj szczególny walor poznawczy związany z pracą nad takimi modelami. Sformułowanie modeli ze zmienną prędkością światła wiąże się z wieloma trudnościami natury koncepcyjnej, ponieważ narusza fundamenty, na których spoczywa większość modeli fizycznych.

Zaprezentowane w moich pracach aspekty modeli kosmologicznych zakładających zmienność prędkości światła wskazują na istnienie wpływu takiego założenia na interpretację danych pochodzących z obserwacji gwiazd supernowych typu Ia oraz interpretację danych pochodzących z obserwacji dryfu przesunięcia ku czerwieni. Pokazałem również, że kwantowe modele

ze zmienną prędkością światła oraz zmienną stałą grawitacji prowadzą do ciekawych scenariuszy kwantowej kosmogenezy. Zademonstrowałem, że w ramach takich modeli istnieje możliwość ewolucji cyklicznej ze zregulowanymi silnymi osobliwościami. Ponadto, znalazłem model multiwszechświata z cyklicznie ewoluującymi dwoma wszechświatami, gdzie ubytek entropii w jednym z wszechświatów jest kompensowany przez przyrost entropii w drugim wszechświecie - scenariusz zgodny z drugą zasadą termodynamiki. Zapostulowałem również mechanizm oddziaływania wszechświatów tworzących multiwszechświat oparty na zjawisku kwantowego splątania. Rozważyłem również możliwość przestrzennej zależności prędkości światła w ramach niejednorodnych modeli kosmologicznych Stephaniego oraz zbadałem czy założona zależność będzie możliwa do wykrycia dzięki przyszłym obserwacjom kosmologicznym.

Należy podkreślić, że przedstawiony opis skupia się jedynie na kilku wybranych zjawiskach pomijając przy tym wiele zupełnie elementarnych aspektów kosmologicznych (takich jak ewolucja zaburzeń czy wzrost struktur we Wszechświecie). Trzeba jednak mieć świadomość, że wypracowanie modelu kosmologicznego uwzględniającego założenie o zmienności prędkości światła, z uwagi na wielość aspektów takiego modelu, nie jest możliwe w ramach pojedynczego projektu badawczego. Uzyskanie wyczerpującego opisu powinno raczej być efektem syntezy rezultatów otrzymanych przez większą grupę badaczy zajmujących się tematyką zmienności stałych fundamentalnych.

References

- [1] J. W. Moffat, *Superluminary Universe: A Possible Solution to the Initial Value Problem in Cosmology*, *International Journal of Modern Physics D*, **2** (3) (1993) 351.
- [2] A. Albrecht and J. Magueijo, *Time varying speed of light as a solution to cosmological puzzles*, *Phys. Rev. D* **59** (1999) 043516.
- [3] J. D. Barrow, *Cosmologies with varying light speed*, *Phys. Rev. D* **59** (1999) 043515.
- [4] M. A. Clayton, J. W. Moffat, *Dynamical mechanism for varying light velocity as a solution to cosmological problems*, *Phys. Lett. B* **460** (1999) 263.
- [5] J. Magueijo, L. Smolin, *Gravity's Rainbow*, *Class. Quant. Grav.* **21** (2004) 1725.
- [6] T. S. Almeida, M. L. Pucheu, C. Romero, J. B. Formiga, *From Brans-Dicke gravity to a geometrical scalar-tensor theory*, *Phys. Rev D* **89** (2013) 064047.
- [7] T. Clifton, P. G. Ferreira, A. Padilla, C. Skordis, *Modified Gravity and Cosmology*, *Physics Reports* **513**, 1 (2012), 1-189.
- [8] C. Brans, R. H. Dicke, *Mach's Principle and a Relativistic Theory of Gravitation*, *Phys. Rev.* **124** (1961) 925.
- [9] G. Horndeski, *Second-order scalar-tensor field equations in a four-dimensional space.*, *International Journal of Theoretical Physics* **10** (1974) 363-384.
- [10] R. Amanullah, et al., *Spectra and Hubble Space Telescope Light Curves of Six Type Ia Supernovae at 0.511 z 1.12 and the Union2 Compilation*, *Astrophys. J.* **716** (2010) 712.

- [11] J. L. Tonry, et al., *Cosmological Results from High- z Supernovae*, *Astrophys. J.* **594** (2003) 1.
- [12] P. A. R. Ade, et al., *Planck 2015 results XIII. Cosmological parameters*, *Astron. Astrophys.* **594**, A13 (2016).
- [13] D. J. Eisenstein et al. [SDSS Collaboration], *Detection of the baryon acoustic peak in the large-scale correlation function of SDSS luminous red galaxies*, *Astrophys. J.* **633** (2005) 560.
- [14] A. Blanchard, M. Douspis, M. Rowan-Robinson, and S. Sarkar, *Large-scale galaxy correlations as a test for dark energy*, *Astron. Astrophys.* **449** (2006) 925.
- [15] M. Tegmark et al. [SDSS Collaboration], *Cosmological constraints from the SDSS luminous red galaxies*, *Phys. Rev. D* **124** (2006) 123507.
- [16] A. Sandage, *The Change of Redshift and Apparent Luminosity of Galaxies due to the Deceleration of Selected Expanding Universes*, *Astrophys. J.* **136** (1962) 319.
- [17] A. Loeb, *Direct Measurement of Cosmological Parameters from the Cosmic Deceleration of Extragalactic Objects*, *Astrophys. J.* **499** (1998) L111.
- [18] J. Liske et al., *Cosmic dynamics in the era of Extremely Large Telescopes*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc. Lett.* **386** (2008) 1192.
- [19] S. Cristiani et al., *The CODEX-ESPRESSO experiment: cosmic dynamics, fundamental physics, planets and much more...*, arXiv:0712.4152 [astro-ph].
- [20] D. H. Weinberg, R. Dave, N. Katz, and J. A. Kollmeier, *The Lyman- α Forest as a Cosmological Tool*, *AIP Conference Proceedings* **666** (2003) 157.
- [21] R.R. Caldwell, *A phantom menace? Cosmological consequences of a dark energy component with super-negative equation of state*, *Phys. Lett. B* **545** (2002) 23.
- [22] C. Quercellini, L. Amendola, A. Balbi, P. Cabella, and M. Quartin, *Real-time cosmology*, *Phys. Rep.* **521**, (2012) 95.
- [23] V. Sahni, T.D. Saini, A.A. Starobinsky et al., *Statefinder—A new geometrical diagnostic of dark energy*, *Jetp Lett.* **77** (2003) 201.
- [24] V. Salzano, M. P. Dąbrowski, R. Lazkoz, *Measuring the Speed of Light with Baryon Acoustic Oscillations*, *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 101304.
- [25] V. Salzano, M. P. Dąbrowski, R. Lazkoz, *Probing the constancy of the speed of light with future galaxy survey: The case of SKA and Euclid*, *Phys. Rev. D* **93** (2016) 063521.
- [26] J.K. Webb, J.A. King, M.T. Murphy, V.V. Flambaum, R.F. Carswell, and M.B. Bainbridge, *Indications of a Spatial Variation of the Fine Structure Constant*, *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 191101 .
- [27] I.I. Agafonova, P. Molaro, S.A. Levshakov, and J.L. Hou, *First measurement of Mg isotope abundances at high redshifts and accurate estimate of $\Delta\alpha/\alpha$* , *Astron. Astrophys.* **529** A28 (2011).

- [28] J.A. King, J.K. Webb, M. T. Murphy, et al., *Spatial variation in the fine-structure constant – new results from VLT/UVES*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **422** (2012) 3370.
- [29] P. Molaro, M. Centuri3n, J.B. Whitmore, et al., *The UVES Large Program for testing fundamental physics I. Bounds on a change in α towards quasar HE 2217-2818*, *Astron. Astrophys.* **555** A68 (2013).
- [30] M.R. Wilczynska, J.K. Webb, J.A. King, et al., *A new analysis of fine-structure constant measurements and modelling errors from quasar absorption lines*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **454** (2015) 3082.
- [31] I. de Martino, C.J.A.P. Martins, H. Ebeling, D. Kocevski, *Constraining spatial variations of the fine structure constant using clusters of galaxies and Planck data*, *Phys. Rev. D* **94** (2016) 083008.
- [32] R. Watkins, H. A. Feldman, and M. J. Hudson, *Consistently large cosmic flows on scales of $100h^{-1}\text{Mpc}$: a challenge for the standard ΛCDM cosmology*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **392** (2008) 743.
- [33] A. Kashlinsky, F. Atrio-Barandela, D. Kocevski, and H. Ebeling, *A Measurement of Large-Scale Peculiar Velocities of Clusters of Galaxies: Results and Cosmological Implications*, *Astrophys. J.* **686** (2008).
- [34] A. Mariano and L. Perivolaropoulos, *Is there correlation between fine structure and dark energy cosmic dipoles?*, *Phys. Rev. D* **86** (2012) 083517.
- [35] A. Mariano and L. Perivolaropoulos, *CMB maximum temperature asymmetry axis: Alignment with other cosmic asymmetries*, *Phys. Rev. D* **87** (2013) 043511.
- [36] H. Stephani, *Über L3sungen der Einsteinschen Feldgleichungen, die sich in einen f3nfdimensionalen flachen Raum einbetten lassen*, *Commun. Math. Phys.*, **4** (1967) 137.
- [37] M. P. D3browski, *Isometric Embedding of the Spherically Symmetric Stephani Universe. Some Explicit Examples*, *J. Math. Phys.* **34** (1993) 1447.
- [38] M. P. D3browski, *A Redshift-Magnitude Relation for Non-Uniform Pressure Universes*, *Astrophys. J.*, **447** (1995) 43.
- [39] R. A. Sussmann, *On spherically symmetric shear-free perfect fluid configurations (neutral and charged). I*, *J. Math. Phys.* **28** (1987) 1118.
- [40] C. Clarkson, M. Regis, *The cosmic microwave background in an inhomogeneous universe*, *JCAP*, **02** (2011) 013.
- [41] A. Balcerzak, M.P. D3browski, T. Denkiewicz, *Off-center observers versus supernovae in inhomogeneous pressure universes*, *Astrophysical Journal* **792**, (2014) 92-99.
- [42] A. Balcerzak, M.P. D3browski, T. Denkiewicz, D. Polarski, D. Puy, *A critical assessment of some inhomogeneous pressure Stephani models*, *Phys. Rev. D* **91**, (2015) 083506.
- [43] B. S. DeWitt, *Quantum Theory of Gravity. I. The Canonical Theory*, *Phys. Rev.* **160** (1967) 1113.

- [44] P. J. Steinhardt and N. Turok, *Cosmic evolution in a cyclic universe*, *Phys. Rev. D* **65** (2002) 126003.
- [45] P. J. Steinhardt and N. Turok, *A Cyclic Model of the Universe*, *Science* **296** (2002) 1436.
- [46] J. Khoury, B. A. Ovrut, P. J. Steinhardt, and N. Turok, *Ekpyrotic universe: Colliding branes and the origin of the hot big bang*, *Phys. Rev. D* **64** (2001) 123522.
- [47] J. Khoury, B. A. Ovrut, N. Seiberg, P. J. Steinhardt, and N. Turok, *From big crunch to big bang*, *Phys. Rev. D* **65** (2002) 086007.
- [48] M. Gasperini, G. Veneziano, *The pre-big bang scenario in string cosmology*, *Phys. Rep.* **373** (2003) 1.
- [49] A. Strominger, *Baby universes*, in: *Quantum cosmology and baby universes*, Proc. of the 7th Jerusalem Winter School for Theoretical Physics, ed. by S. Coleman et al. (World Scientific, Singapore, 1991).
- [50] S. Robles-Pérez, Pedro F. González-Díaz, *Quantum state of the multiverse*, *Phys. Rev. D* **81** (2010) 083529.
- [51] T. W. Murphy, *Lunar laser ranging: the millimeter challenge*, *Rep. on Progr. in Phys.* **76**, (2013) 076901.
- [52] T. Damour, J. H. Taylor, *On The Orbital Period Change Of The Binary Pulsar PSR 1913+16*, *Astrophys. J.* **366**, (1991) 501.
- [53] A. I. Shlyakhter, *Direct test of the constancy of the fundamental constants using Oklo nuclear reactor*, *Nature (London)* **264**, (1976) 340.
- [54] K. A. Olive, M. Pospelov, et al., *Constraints on the variation of the fundamental couplings*, *Phys. Rev. D* **66**, (2002) 045022.
- [55] T. Damour, F. J. Dyson, *The Oklo bound on the time variation of the fine-structure constant revisited*, *Nuc. Phys. B* **480**, (1996) 37.
- [56] A. F. Martinez Fiorenzano, G. Vladilo, P. Bonifacio, *Search for alpha variation in UVES spectra: Analysis of C IV and Si IV doublets towards QSO 1101-264*, *Mem. S. A. It.* **3**, (2003) 252.
- [57] V. A. Dzuba, V. V. Flambaum, J. K. Webb, *Space-time variation of physical constants and relativistic corrections in atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **82**, (1999) 888.
- [58] M. T. Murphy, J. K. Webb, V. V. Flambaum, *Further evidence for a variable fine-structure constant from Keck/HIRES QSO absorption spectra*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **345**, (2003) 609.

5 Wykaz prac naukowych nie wchodzący w skład osiągnięć wymienionych w p. 4.

5.1 Publikacje naukowe znajdujące się w bazie JCR opublikowane po uzyskaniu stopnia doktora

- SB1.** A. Balcerzak, M.P. Dąbrowski, “*Brane $f(R)$ gravity cosmologies*”, Physical Review D81, 123527 (2010).

W pracy zbadano ewolucję kosmologiczną wszechświata modelowanego membraną w ramach teorii grawitacji wyższego rzędu z kwadratowymi niezmiennikami krzywizny. Wykorzystano tutaj rezultaty uzyskane w pracach będących podstawą rozprawy doktorskiej (prace [SC2], [SC3]). Mój wkład polegał na wykonaniu wszystkich wymaganych obliczeń, omówieniu wyników oraz na aktywnym udziale przy pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 70%.
Impact Factor: 4.964 (2010 JCR).

- SB2.** A. Balcerzak, M.P. Dąbrowski, “*Randall-Sundrum limit of $f(R)$ brane-world models*”, Physical Review D85 (2011).

Praca jest kontynuacją zagadnień poruszonych w pracy SB[1]. Zbadano relację membranowego modelu kosmologicznego w teorii grawitacji wyższego rzędu do standardowego modelu membranowego Randall-Sundrum. Wykazano, że model membranowy w teorii grawitacji wyższego rzędu przechodzi w granicy w standardowy model membranowy Randall-Sundrum. Mój wkład polegał na wykonaniu wszystkich wymaganych obliczeń, omówieniu wyników oraz na aktywnym udziale przy pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 60%.
Impact Factor: 4.558 (2011 JCR).

- SB3.** A. Balcerzak, T. Denkiewicz, “*Density perturbations in a finite scale factor singularity universe*”, Physical Review D 86, 023522 (2012).

W pracy zbadano wzrost zaburzeń kosmologicznych (ewolucja kontrastu gęstości materii) w scenariuszu kosmologicznym zawierającym nagłą osobliwość. Badania dotyczą możliwości wyjaśnienia danych pochodzących z obserwacji struktury wielkoskalowej Wszechświata za pomocą klasy modeli kosmologicznych zawierających nagłą osobliwość, w których zaburzenia w ciemnej materii ewoluują niezależnie od zaburzeń w ciemnej energii. Mój wkład polegał na wykonaniu części obliczeń numerycznych, a także na dyskusji metod i wyników oraz aktywnym udziale przy pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 50%.
Impact Factor: 4.691 (2012 JCR).

- SB4.** A. Balcerzak, M. P. Dąbrowski, “*Redshift drift in a pressure-gradient cosmology*”, Physical Review D87, 063506 (2013).

W pracy wyprowadzono formułę na czasową ewolucję przesunięcia ku czerwieni dla sferycznie symetrycznego modelu Stephaniego. Pokazano, że, ze względu na istnienie istotnej różnicy w przebiegu krzywej czasowej ewolucji przesunięcia ku czerwieni między modelem Stephaniego a modelami LTB oraz Λ CDM, obserwacje czasowej zmienności przesunięcia ku

czerwieni mogą posłużyć do rozróżnienia pomiędzy wspomnianymi modelami. Mój wkład polegał na wykonaniu wszystkich wymaganych obliczeń, omówieniu wyników oraz na aktywnym udziale przy pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 70%.

Impact Factor: 4.864 (2013 JCR).

- SB5.** A. Balcerzak, M.P. Dąbrowski, T. Denkiewicz, “*Off-center observers versus supernovae in inhomogeneous pressure universes*”, *Astrophysical Journal* 792, 92-99 (2014).

W pracy dokonano oszacowania położenia obserwatora we wszechświecie opisanym sferycznie symetryczną metryką Stephaniego przy użyciu obserwowanych położenia oraz odległości jasnościowej supernowych typu Ia ze zbioru Union2 557. Mój wkład polegał na wykonaniu części obliczeń numerycznych, a także na dyskusji metod i wyników oraz aktywnym udziale przy pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 50%.

Impact Factor: 5.593 (2014 JCR).

- SB6.** A. Balcerzak, M.P. Dąbrowski, T. Denkiewicz, D. Polarski, D. Puy, “*A critical assessment of some inhomogeneous pressure Stephani models*”, *Physical Review D* 91, 083506 (2015).

W pracy przeprowadzono dopasowanie parametrów sferycznie symetrycznego modelu Stephaniego z obserwatorem położonym w centrum symetrii do danych obserwacyjnych supernowych typu Ia, parametru przesunięcia kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła oraz barionowych oscylacji akustycznych. Pokazano ponadto, że model z parametrami dopasowanymi do obserwacji odtwarza czasową ewolucję przesunięcia ku czerwieni charakterystyczną dla modelu Λ CDM co wskazują na istnienie degeneracji ze względu na wspomniane testy obserwacyjne. Mój wkład polegał na wykonaniu większości obliczeń, a także na dyskusji metod i wyników oraz aktywnym udziale przy pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 50%.

Impact Factor: 4.506 (2015 JCR).

- SB7.** K. Marosek, A. Balcerzak, “*Strength of singularities in varying constants theories*”, *European Physical Journal C* 79, 287 (2019).

W tym artykule rozważamy szczególny typ bimetrycznej teorii grawitacji z dwoma metrykami wprowadzonymi w układzie kosmologicznym. Wspomniane metryki są zgodne z symetriami czasoprzestrzeni Friedmanna i posiadają konforemnie równoważne części przestrzenne. Pierwsza z metryk wyznacza strukturę przyczynową materii, podczas gdy druga metryka określa strukturę przyczynową oddziaływania grawitacyjnego. Istotnym punktem jest to, że przestrzenna część metryki opisującej grawitację jest równa przeskalowanej przez zależny od czasu czynnik α przestrzennej części metryki opisującej materię, który może zostać powiązany z efektywną stałą grawitacji oraz efektywną prędkością światła. W kontekście powyższego modelu badamy siłę osobliwości kosmologicznych w sensie kryteriów Tiplera i Królaka. W szczególności pokazujemy, że dla nieosobliwego czynnika skali związanego z metryką opisującą materię, osobliwe zachowanie się czynnika α prowadzi do silnej osobliwości charakteryzującej się nieskończoną gęstością energii oraz nieskończonym ciśnieniem. Mój wkład polegał na wykonaniu części obliczeń, a także na dyskusji metod i wyników oraz aktywnym udziale przy pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 50%.
Impact Factor: 5.172 (2017 JCR).

5.2 Prace będące podstawą rozprawy doktorskiej

- SC1.** A. Balcerzak, M.P. Dąbrowski, “*Strings at Future Singularities*”, Physical Review D73, 101301 (2006) (R).

W pracy zbadano ewolucję struny kosmicznej w jednorodnej i izotropowej czasoprzestrzeni friedmannowskiej z tzw. nagłą osobliwością (Sudden Future Singularity) oraz osobliwością typu Wielkie Rozerwanie (Big Rip). Badania dotyczyły w szczególności charakteru przejścia struny kosmicznej przez osobliwość oraz klasyfikacji rozważonych osobliwości z punktu widzenia kryterium Tiplera i Królaka. Mój wkład polegał na wykonaniu około połowy obliczeń, a także na dyskusji wyników oraz aktywnym udziale przy pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 50%.
Impact Factor: 4.896 (2006 JCR).

- SC2.** A. Balcerzak, M.P. Dąbrowski, “*Generalized Israel Junction Conditions for a Fourth-Order Brane World*”, Physical Review D77, 023524 (2008).

W pracy zbadano możliwość sformułowania membranowych modeli grawitacji w ramach teorii grawitacji z kwadratowymi niezmiennikami krzywizny. Rozszerzono formalizm Israela standardowej teorii grawitacji Einsteina prowadzący do nieokreśloności typu dystrybucyjnego przy próbie wprowadzenia membrany do czasoprzestrzeni w ramach teorii grawitacji z kwadratowymi niezmiennikami krzywizny. Określono warunki istnienia nieskończonej cienkiej warstwy materii (membrany) w teoriach grawitacji z kwadratowymi niezmiennikami krzywizny za pomocą tzw. uogólnionych warunków Israela. Mój wkład polegał na wykonaniu większości obliczeń, a także na dyskusji metod i wyników oraz aktywnym udziale przy pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 70%.
Impact Factor: 5.050 (2008 JCR).

- SC3.** A. Balcerzak, M.P. Dąbrowski, “*Gibbons-Hawking Boundary Terms and Junction Conditions for Higher-Order Brane Gravity Models*”, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics (JCAP) 01, 018 (2009).

W pracy sformułowano ogólne warunki istnienia membrany (uogólnione warunki zszycia Israela) w ramach formalizmu wariacyjnego z członami brzegowymi typu Gibbonsa-Hawkinga w teorii grawitacji z kwadratowymi niezmiennikami krzywizny. Otrzymano jawną formę członów brzegowych prowadzących do uogólnionych warunków zszycia Israela. Mój wkład polegał na wykonaniu większości obliczeń, a także na dyskusji metod i wyników oraz aktywnym udziale przy pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 70%.
Impact Factor: 6.502 (2009 JCR).

5.3 Publikacje pokonferencyjne

- SD1.** M. P. Dąbrowski, A. Balcerzak, “*Big-Rip, Sudden Future, and Other Exotic Singularities in the Universe*”, H. Kleinert, R.T. Jantzen and R. Ruffini (eds.) (World Scientific, Singapore,

2008), 2051-2053. Proceedings “Proceedings of the Eleventh Marcel Grossmann Meeting on General Relativity”, Berlin, Niemcy, lipiec 23 - 29, 2006.

SD2. M.P. Dąbrowski, A. Balcerzak, “*Higher-order brane gravity models*”, AIP Conference Proceedings Volume 1241 (Melville, New York, 2010), 468-476. Proceedings “Invisible universe”, Paryż, Francja, 29.06-3.07.2009.

SD3. A. Balcerzak, “*Fourth-order braneworld gravity*”, Annalen der Physik (Berlin) 19 (2010), 271-275. Proceedings “Grassmannian Conference in Fundamental Cosmology”, Szczecin, Polska, wrzesień 14-19, 2009.

SD4. A. Balcerzak, “*Redshift drift and inhomogeneities*”, AIP Conference Proceedings Volume 1514 (Melville, New York, 2013), 35-38. Proceedings “Multiverse and Fundamental Cosmology”, Szczecin, Polska, wrzesień 10-14, 2012.

SD5. M.P. Dąbrowski, K. Marosek, A. Balcerzak, “*Standard and exotic singularities regularized by varying constants*”, Memoria della Societa Astronomica Italiana 85, 44-49 (2014). Proceedings “Varying fundamental constants and dynamical dark energy”, Sesto, Włochy, lipiec 8-12, 2013.

SD6. M.P. Dąbrowski, V. Salzano, A. Balcerzak, R. Lazkoz, “*New tests of variability of the speed of light*”, EPJ Web Conf. 126 (2016) 04012. Proceedings “4th International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP 2015)”, Kreta, Grecja, Sierpień 23-30, 2015.

5.4 Podsumowanie bibliometryczne

5.4.1 Impact Factor

Impact factor wg. roku publikacji oraz punktacja MNiSW wg. listy A z roku 2016.

	Impact Factor JCR	Punktacja MNiSW
Sumaryczny wynik publikacji wchodzących do habilitacji	34.8	260
Sumaryczny wynik wszystkich publikacji	85.596	625

5.4.2 Liczba cytowań

Ilość cytowań na dzień 21 marca 2019 r.

	Web of Science	NASA ADS	inSpire	Google Scholar
Liczba cytowań wszystkich publikacji	181	221	225	277
Liczba cytowań wszystkich publikacji po odjęciu cytowań własnych	167	200	167	–
Index Hirscha	8	9	9	10

5.5 Kierowanie międzynarodowymi i krajowymi projektami badawczymi oraz udział w takich projektach

1. Wykonawca w grantcie Narodowego Centrum Nauki pt. "Kosmologie ze słabymi osobliwościami w teoriach fundamentalnych i Multiwszechświat" Nr N N202 3269 40 (2011-2013).
2. Wykonawca w grantcie Narodowego Centrum Nauki pt. "Nowe konsekwencje zmienności stałych fundamentalnych w fizyce i kosmologii" Maestro-3 (DEC-2012/06/A/ST2/00395) (2013-2018).

5.6 Międzynarodowe i krajowe nagrody za działalność naukową

- 06.2016 Nagroda "Zachodniopomorski Nobel 2015" w dziedzinie nauk podstawowych, prestiżowa nagroda przyznawana przez Zachodniopomorski Klub Liderów Nauki. Nagrodę otrzymałem za "teoretyczne prace obliczeniowe opisujące osobliwości w kosmologii".

5.7 Referaty seminaryjne wygłoszone w naukowych ośrodkach zagranicznych oraz krajowych.

- 12.2008 Referat na konferencji "Secondo TRR33 Winter School", Passo Tonale (Włochy). Tytuł: "Junction conditions for Higher-Order Brane Gravity Theories";
- 01.2009 Referat na Seminarium Scisłych Rezultatów Teorii Kwantów i Grawitacji Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego. Tytuł: "Warunki zszycia Izraela w teorii grawitacji czwartego rzędu dla Wszechświatów membranowych";
- 05.2009 Referat na Seminarium Zakładu Fizyki Teoretycznej Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Łódzkiego. Tytuł: "Teorie grawitacji wyższego rzędu na membranie";
- 09.2009 Referat na konferencji "Grassmannian Conference in Fundamental Cosmology", Szczecin (Polska). Tytuł: "Fourth-order braneworld gravity";
- 12.2010 Referat na konferencji "Montpellier Cosmology Workshop 2010", Montpellier (Francja). Tytuł: "Higher-order brane universes";
- 09.2011 Referat na XLI Zjeździe Fizyków Polskich, Lublin. Tytuł: "Teorie wyższego rzędu na membranie";
- 10.2011 Referat na Seminarium "Kosmologia i cząstki" Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego. Tytuł: "Higher-order brane gravity";
- 09.2012 Referat na konferencji "Multiverse and Fundamental Cosmology (Multicosmo-fun'12)", Szczecin (Polska). Tytuł: "Redshift drift and inhomogeneities";
- 11.2014 Referat na konferencji "Dark Side of the Universe 2014", Kapsztad (RPA). Tytuł: "A critical assessment of some inhomogeneous pressure Stephani models";
- 01.2015 Referat na Seminarium Instytutu Fizyki Uniwersytetu Szczecińskiego. Tytuł: "Inhomogeneous pressure Stephani models";

- 09.2016 Referat na konferencji “Varying Constants and Fundamental Cosmology VAR-COSMOFUN’16”, Szczecin (Polska). Tytuł: “Non-minimally coupled varying constants quantum cosmologies”;
- 12.2018 Referat na Seminarium Zakładu Kosmologii i Teorii Grawitacji Instytutu Fizyki Uniwersytetu Szczecińskiego. Tytuł: “Nature of quantum entanglement”;

6 Dorobek dydaktyczny i popularyzatorski

6.1 Dorobek dydaktyczny

6.1.1 Zajęcia uniwersyteckie

lata 2015-2018 Semestralne zajęcia dla studentów kierunku fizyka na Wydziale Matematyczno - Fizycznym Uniwersytetu Szczecińskiego (studia licencjackie oraz magisterskie) prowadzone w ramach pensum. Przedmioty: *Podstawy fizyki, Mechanika kwantowa, Mechanika kwantowa II, Metody numeryczne, Wstęp do fizyki jądrowej i cząstek elementarnych, Podstawy termodynamiki i fizyki statystycznej, Fizyka statystyczna, Mechanika teoretyczna, Mechanika ośrodków ciągłych, Wstęp do matematyki, Pierwsza pracownia fizyczna, Biofizyka, Wstęp do fizyki fazy skondensowanej*

6.1.2 Opieka nad doktorantami

lata 2012-2017 Promotor pomocniczy (promotor - prof. Mariusz P. Dąbrowski) doktoranta Konrada Maroska, Uniwersytet Szczeciński. Tytuł pracy: “Regularizacja osobliwości kosmologicznych i cykliczne multiwszechświaty w teorii z dynamicznymi stałymi fundamentalnymi” (obrona 22.11.2017).

6.2 Dorobek popularyzatorski

lata 2009-2012 Prowadzenie zajęć popularyzujących fizykę dla młodzieży gimnazjalnej w ramach projektu “Z fizyką, matematyką i przedsiębiorczością zdobywamy świat” organizowanego przez Uniwersytet Szczeciński oraz COMBIDATA Poland sp. z o.o. (Projekt był współfinansowany przez Unię Europejską w ramach środków Europejskiego Funduszu Społecznego Kapitał Ludzki).

6.3 Organizacja konferencji naukowych

- 09.2019 Przewodniczący Lokalnego Komitetu Organizacyjnego Szóstej Konferencji Polskiego Towarzystwa Relatywistycznego POTOR-6, która odbędzie się w Szczecinie w dniach 23 – 26 września 2019 r.
- 09.2016 Członek Lokalnego Komitetu Organizacyjnego Konferencji Naukowej “Varying Constants and Fundamental Cosmology - VARCOSMOFUN’16”, która odbyła się w Szczecinie w dniach 12 – 17 września.

- 09.2012 Członek Lokalnego Komitetu Organizacyjnego Konferencji Naukowej "Multiverse and Fundamental Cosmology - Multicosmofun'12", która odbyła się w Szczecinie w dniach 10 – 14 września.
- 09.2009 Członek Lokalnego Komitetu Organizacyjnego Konferencji Naukowej "Grassmannian Conference in Fundamental Cosmology - Grasscosmofun'09", która odbyła się w Szczecinie w dniach 14 – 19 września.

6.4 Recenzje dla czasopism

- Recenzent artykułów w czasopiśmie Physical Review D.

Adam Balcerzak