
**Standardowe i niestandardowe testy
alternatywnych teorii grawitacji**

dr **Vincenzo Salzano**

Autoreferat

Informacje o dorobku i osiągnięciach naukowych

Uniwersytet Szczeciński
Wydział Matematyczno-Fizyczny
ul. Wielkopolska 15
70-451 Szczecin

Październik 2017

Vincenzo Salzano

Contents

1	Dane Osobowe	1
2	Wykształcenie oraz posiadane tytuły zawodowe i stopnie naukowe	1
3	Przebieg pracy zawodowej	1
4	Wykaz publikacji stanowiących osiągnięcie naukowe	2
4.1	Opis osiągnięć akademickich	3
4.1.1	Wprowadzenie	3
4.1.2	Teorie ze zmienną prędkością światła wobec obserwacji kosmologicznych: przeгляд ogólny	5
4.1.3	Teorie ze zmienną prędkością światła wobec obserwacji kosmologicznych: metoda badania	8
4.1.4	Modyfikacja grawitacji w gromadach galaktyk	21
5	Wykaz prac naukowych nie wchodzących w skład osiągnięć wymienionych w p. 4.	32
5.1	Publikacje naukowe znajdujące się w bazie JCR opublikowane po uzyskaniu stopnia doktora	32
5.2	Artykuły recenzowane opublikowane w latach 2005 – 2008 (studia doktoranckie) .	37
5.3	Publikacje pokonferencyjne	37
5.4	Podsumowanie bibliometryczne	38
5.4.1	Impact Factor	38
5.4.2	Liczba cytowań	38
5.5	Kierowanie międzynarodowymi i krajowymi projektami badawczymi oraz udział w takich projektach	38
5.6	Międzynarodowe i krajowe nagrody za działalność naukową	39
5.7	Referaty wygłoszone w naukowych ośrodkach zagranicznych oraz krajowych. . . .	40
6	Dorobek dydaktyczny i popularyzatorski	41
6.1	Dorobek dydaktyczny	41
6.1.1	Zajęcia uniwersyteckie	41
6.1.2	Opieka nad studentami	41
6.2	Dorobek popularyzatorski	41
6.3	Organizacja konferencji naukowych	42
6.4	Recenzje prac w czasopiśmie	42

1 Dane Osobowe

Imię i nazwisko	Vincenzo Salzano
Miejsce pracy	Wydział Matematyczno-Fizyczny, Uniwersytet Szczeciński, ul. Wielkopolska 15, 70-451, Szczecin
Email	vincenzo.salzano@usz.edu.pl
Telefon	91 444 1285
Strona Internetowa	http://cosmo.usz.edu.pl/vsalzano
ORCID	0000-0002-4905-1541

2 Wykształcenie oraz posiadane tytuły zawodowe i stopnie naukowe

Doktor Fizyki Podstawowej i Stosowanej, 11.2005 - 12.2008	Studia doktoranckie na Uniwersytecie w Neapolu "Federico II", ukończone otrzymaniem wyróżnienia "Excellence". Tytuł rozprawy doktorskiej: " <i>Constraining Extended Theories of Gravity by Large Scale Structure and Cosmography</i> ". Promotor: prof. Salvatore Capozziello.
Magister Fizyki, 10.1999 - 05.2005	Studia magisterskie na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Salerno, zakończony egzaminem końcowym z oceną 29.3/30, oraz końcową prezentacją na temat pracy zakończoną oceną końcową z 110/110 <i>cum laude</i> . Tytuł pracy magisterskiej: " <i>Evolution of hot stellar systems through the use of the fundamental plane of galaxies</i> ". Promotor pracy: prof. Salvatore Capozziello.

3 Przebieg pracy zawodowej

Pozycja podoktorska 09.2014 - dziś	Instytut Fizyki, Wydział Matematyczno-Fizyczny, Uniwersytet Szczeciński.
Pozycja podoktorska 02.2010 - 08.2014	Katedra Historii Nauki i Fizyki Teoretycznej, Wydział Nauki i Technologii, Uniwersytet Kraju Basków, Leioa (Hiszpania).
Pozycja podoktorska 09.2009 - 01.2010	Instytut Astrofizyki Teoretycznej, Uniwersytet w Oslo (Norwegia). Zwycięzca 10-miesięcznego stypendium (do 6 miesięcy na rozpoczęcie nowej pracy) w ramach programu mobilności "YGGDRASIL - Young Guest and Doctoral Researchers", ufundowanego przez Research Council of Norway.

Vincenzo Salzano

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:

Standardowe i niestandardowe testy alternatywnych teorii grawitacji

Na poniższej liście zaprezentuję publikacje wchodzące w skład rozprawy habilitacyjnej, w tym opis mojego osobistego wkładu do każdej z nich. Zdecydowałem się na włączenie wszystkich moich ostatnich artykułów, które udało mi się rozwinąć od czasu, kiedy zostałem zatrudniony jako postdok w Polsce w Grupie Kosmologicznej Instytutu Fizyki Uniwersytetu Szczecińskiego w celu pokazania wysokiego poziomu współpracy ze wszystkimi członkami grupy i perspektywy dalszej owocnej współpracy w przyszłości. Dla każdej publikacji podaję parametr wpływu (impact factor) na podstawie Journal Citation Reports - JCR.

- SA1.** Balcerzak A., Dąbrowski M. P., **Salzano V.**, “*Modelling spatial variations of the speed of light*”, *Annalen der Physik* 529 (2017) no.9, 1600409.
DOI: 10.1002/andp.201600409.

W tej pracy pokazuję jak zmienność prędkości światła jako alternatywna teoria grawitacji może symulować niejednorodność w skali kosmologicznej i jak jest możliwe oddzielenie i rejestracja sygnału o tym świadczącego za pomocą testów kosmologicznych. Mój wkład polegał na wykonaniu części obliczeń numerycznych przy użyciu metody opracowanej przeze mnie w dwóch poprzednich pracach [SA5,SA6], a także na dyskusji metod i wyników oraz aktywnym udziale przy pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 33%.
Impact Factor: 3.443 (2016 JCR).

- SA2.** **Salzano V.**, “*Recovering a redshift-extended varying speed of light signal from galaxy surveys*”, *Phys.Rev. D*95 (2017) no.8, 084035.
DOI: 10.1103/PhysRevD.95.084035.

W tej pracy pokazuję jak będzie możliwe uzyskanie sygnału świadczącego o zmienności prędkości światła za pomocą przyszłych obserwacji galaktyk dzięki udoskonalonej i rozszerzonej metodzie zaproponowanej przeze mnie w pracach [SA5,SA6]. Mój wkład polegał na wykonaniu wszystkich wymaganych obliczeń numerycznych, omówieniu metody i wyników oraz napisaniu artykułu.

Mój udział procentowy to 100%.
Impact Factor: 4.506 (2016 JCR).

- SA3.** **Salzano V.**, Mota D.F., Capozziello S., Donahue M., “*Breaking the Vainshtein screening in clusters of galaxies*”, *Phys.Rev. D*95 (2017) no.4, 044038.
DOI: 10.1103/PhysRevD.95.044038.

W tej pracy pokazuję, że jest możliwe opisanie wewnętrznej dynamiki gromad galaktyk za pomocą alternatywnej teorii grawitacji, w której nie ma ciemnej energii w skalach kosmologicznych. Zamiast tego pojawia się nowe pole skalarne o dobrze zdefiniowanych własnościach. Mój wkład polegał na wykonaniu wszystkich wymaganych obliczeń numerycznych, omówieniu metody i wyników oraz napisaniu większości artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 75%.
Impact Factor: 4.506 (2016 JCR).

SA4. Salzano V., Mota D.F., Dąbrowski M. P., Capozziello S., “*No need for dark matter in galaxy clusters within Galileon theory*”, JCAP 1610 (2016) no.10, 033.
DOI: 10.1088/1475-7516/2016/10/033.

Tak jak w pracy [SA3], pokazuję, że jest możliwe opisanie wewnętrznej dynamiki gromad galaktyk za pomocą alternatywnej teorii grawitacji, w której wprowadzone jest nowe pole skalarne mogące odgrywać rolę zarówno ciemnej materii, jak również ciemnej energii, pod warunkiem posiadania własności ekranowania grawitacji. Mój wkład polegał na wykonaniu wszystkich wymaganych obliczeń numerycznych, omówieniu metody i wyników oraz napisaniu większości artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 70%.
Impact Factor: 5.634 (2016 JCR).

SA5. Salzano V., Dąbrowski M. P., Lazkoz R., “*Probing the constancy of the speed of light with future galaxy survey: The case of SKA and Euclid*”, Physical Review D93 (2016) no.6, 063521.
DOI: 10.1103/PhysRevD.93.063521.

Ten artykuł rozszerza badania zawarte w pracy [SA6]. Pokazuję, że jest możliwe użycie przyszłych przeglądów galaktyk w celu pomiaru prędkości światła w skali kosmologicznej i stwierdzenie, czy jej zmienność jest poparta danymi obserwacyjnymi. Mój wkład polegał na wykonaniu wszystkich wymaganych obliczeń numerycznych, omówieniu metody i wyników oraz napisaniu większości artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 70%.
Impact Factor: 4.506 (2016 JCR).

SA6. Salzano V., Dąbrowski M. P., Lazkoz R., “*Measuring the speed of light with Baryon Acoustic Oscillations*”, Physical Review Letters 114 (2015) no.10, 101304.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.101304.

W tym artykule po raz pierwszy proponuję zupełnie nową metodę pozwalającą na użycie przyszłych przeglądów galaktyk w celu pomiaru kosmologicznej wartości prędkości światła. W szczególności metoda ta pozwala na sprawdzenie, czy prędkość światła mogła się zmieniać w przeszłości, czy też pozostawała stała. Mój wkład polegał na wykonaniu wszystkich wymaganych obliczeń numerycznych, omówieniu metody i wyników oraz napisaniu większości artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 70%.
Impact Factor: 7.645 (2015 JCR).

4.1 Opis osiągnięć akademickich

4.1.1 Wprowadzenie

Wszystkie moje badania naukowe są skoncentrowane na dobrze zdefiniowanym temacie, chociaż z różnorodnymi zainteresowaniami i zastosowaniami. Celem jest zbadanie realności alternatywnych teorii grawitacji jako dobrych kandydatów zastępujących ogólną teorię względności Einsteina (OTW) zarówno w skalach astrofizycznych, jak również kosmologicznych. W mojej ocenie niesamowicie fascynującą jest możliwość, że podstawową teorią grawitacji nie jest ogólna teoria względności, ale jakaś ogólniejsza teoria, dla której ciemna energia i ciemna materia nie są fizycznymi składnikami tensora energii-pędu materii, ale manifestacjami załamania się naszego rozumienia fizyki Wszechświata. Jest dla mnie nawet bardziej ekscytujące wyobrażenie sobie, że

takie załamania może prowadzić do odkrycia zupełnie nowych teorii fizycznych, które mogą mieć w przyszłości wpływ na nasze życie codzienne.

Moja obecna działalność badawcza jest ściśle związana z projektem, w którym jestem zatrudniony i zgodna z oczekiwaniami w zakresie zadań tego projektu. Jest to badanie konsekwencji obserwacyjnych czasowej i przestrzennej zmienności fundamentalnych stałych fizycznych, jako alternatywnych teorii grawitacji, albo mówiąc inaczej “naszego bieżącego zrozumienia natury Wszechświata”. Problemy te są szeroko dyskutowane, ale ja widzę je jako sposób na zmianę perspektywy: czasami dzieje się tak, że badacz utyka w pewnym martwym punkcie i potrzebuje zmiany punktu widzenia w celu lepszego zrozumienia problemu nad którym pracuje, co może w konsekwencji doprowadzić do znaczącego postępu badań. W mojej osobistej ocenie nawet wyglądające na pierwszy rzut oka na zbyt awangardowe podejścia alternatywne (lub co najmniej takie, które są uważane za mocno alternatywne przez znaczącą część społeczności naukowej) mogą być użyteczne dla pogłębienia naszego rozumienia bardziej standardowych podejść do problemu modyfikacji teorii grawitacji Einsteina.

Pomimo, że zmienność pewnych stałych fundamentalnych, takich jak np. stała struktury subtelnej α była badana w literaturze dość szczegółowo zarówno w kontekście teoretycznym [1, 2, 3] jak również obserwacyjnym [4, 5, 6, 7], to ja zdecydowałem się skoncentrować moją uwagę na nieco subtelniejszej wielkości jaką jest prędkość światła c . Na pewnym poziomie rozumienia fizyki, prędkość światła jest nawet bardziej fundamentalną wielkością fizyczną w porównaniu z innymi stałymi natury ze względu na jej wpływ na wiele dziedzin fizyki [8] i być może właśnie z tego powodu - z powodu powszechności występowania jej w wielu działach fizyki i swoistej “zwyczajności” - wielu uważa, iż wszelkie próby badania jej zmienności wobec badania zmienności innych stałych fizycznych powinny być zakwestionowane jako zbyt awangardowe, a nawet uznane za swoiste “herezje fizyczne”. Jak wyjaśnię to lepiej na następnych stronach, myślę że tak zwane teorie ze zmienną prędkością światła c (Varying Speed of Light – VSL) zasługują na większą uwagę, niż jest ona do nich przykładana obecnie ze względu na szerszy wgląd jaki mogą one dostarczyć dla poprawy naszej wiedzy o Wszechświecie. Naturalnie, te teorie nie są pozbawione problemów, ale musimy pamiętać, że obecnie nawet najbardziej akceptowany standardowy model kosmologiczny Λ CDM (stała kosmologiczna + zimna ciemna materia) nie jest doskonały i absolutnie satysfakcjonujący jeśli społeczność naukowa wielokrotnie wyraża potrzebę jego rozszerzenia lub modyfikacji w celu rozwiązania konkretnych problemów, które zostały zidentyfikowane przez obserwacje [9].

W celu właściwego ujęcia tematu nie wydaje mi się, żeby jedynie podejście fenomenologiczne polegające na wyborze postaci funkcji zmienności prędkości światła c i następnie porównaniu otrzymanego modelu z obserwacjami było wystarczające, chociaż jest ono często stosowane. Ten wybór byłby zdeterminowany naszym wyborem parametryzacji. Je jestem zainteresowany bezpośrednim pomiarem zmienności c lub jego znaczących konsekwencji, być może poprzez badanie procesów ewolucji gwiazd, wielkoskalowej struktury Wszechświata, jak również innych testów astrofizycznych i kosmologicznych, które trzeba dopiero zidentyfikować.

Jeśli założymy, że głównym celem kosmologii obecnie jest testowanie ogólnej teorii względności, to nasuwa się pytanie dlaczego nie możliwych alternatyw lub odchyień od tej teorii? Osobiście sądzę, że działania jakie podejmujemy obecnie doprowadzą nas do załamania się tej teorii. Statystycznie rzecz biorąc, model Λ CDM zawsze będzie prowadził do uznania go za najlepszy ze względu na jego wewnętrzną statystyczną prostotę. Także sądzę, że obecne dane kosmologiczne są prawie całkowicie wysyczone (przynajmniej testy geometryczne, bo testy dynamiczne są wciąż na niskim poziomie dokładności i nie mogą być uznane za rozstrzygające), co dotyczy dobrze ugruntowanej selekcji pomiędzy różnymi modelami ciemnej energii i/lub parametryzacjami (tutaj używam pojęcia “modele”, jeżeli zostało uzyskane z teorii i “parametryzacje”, jeżeli zostało coś uzyskane z rozważań fenomenologicznych) i są one “tylko nieco mniej-niż-bezpośrednie” jeśli

chodzi o rozróżnienie pomiędzy ogólną teorią względności a alternatywnymi teoriami grawitacji. Jeśli faktycznie chcemy potwierdzić lub odrzucić dany scenariusz lub hipotezę, to musimy szukać słynnych “dowodów winy” (“smoking guns”). A jakże inaczej można by było je znaleźć, niż poprzez zejście z dobrze znanej drogi w kierunku zupełnie niezbadanych i nieoczekiwanych nowych rozwiązań? Idąc ścieżką moich ostatnich badań dotarłem do miejsca, w którym jestem bardziej przekonany i odważniejszy w rozważaniu nowych możliwości, niż byłem w przeszłości. Także ze względu na rozwój technologiczny z którym mamy obecnie do czynienia i który może w rezultacie być niewystarczający do pogłębienia naszego zrozumienia Wszechświata, jeśli nie będzie on połączony ze zmianą naszej naukowej mentalności i naszych perspektyw patrzenia. Nawet za cenę ryzyka polegającego na próbach poruszania się wzdłuż nieefektywnych alternatywnych ścieżek. Być może “*karłami stojącymi na ramionach gigantów*” może nie być wystarczające, jeżeli “*nie będziemy mieli odwagi patrzeć poza granice poznania i dalej*”.

4.1.2 Teorie ze zmienną prędkością światła wobec obserwacji kosmologicznych: przegląd ogólny

Przedstawiony do dorobku artykuł numer [SA6] był pierwszym, w którym dokonałem obserwacyjnej weryfikacji zmienności stałych fundamentalnych. Ten artykuł był poświęcony teoriom spoza głównego nurtu zainteresowania fizyków – teoriom ze zmienną prędkością światła c . Mamy do czynienia z szeroką debatą na temat sensowności, a nawet potrzeby takich konstrukcji teoretycznych. Główna krytyka teorii ze zmienną prędkością światła c skupia się na fakcie jej wymiarowości i na tym, że jej zmienność prowadzi do zamieszania i być może nie jest dobrze postawionym problemem, ponieważ zawsze można skonstruować specjalny układ jednostek długości i czasu, w którym c jest wielkością stałą. Innymi słowy, układy jednostek mogą się zmieniać, ale nie może zmieniać się sama prędkość światła. To dlatego dla niektórych naukowców jedynymi rozsądnymi stałymi fundamentalnymi, które powinny być rozważane w kontekście zmienności są wielkości bezwymiarowe takie jak np. stała struktury subtelnej α . Osobiście nie zgadzam się całkowicie z tymi stwierdzeniami z wielu powodów, które przytoczę poniżej.

Po pierwsze, jeśli zaczniemy od początku, tzn. od poprawnego sformułowania zasady wariacyjnej i wyboru odpowiedniego Lagranżjanu, to możemy wprowadzić prędkość światła c jako nowe pole skalarne i uwzględnić je odpowiednio przy wyprowadzaniu wszystkich użytecznych w kosmologii równań. Jednakże pola zawsze mają jednostki, czy też mówiąc innymi słowy - wymiar. To jest bardzo ogólne podejście do wszystkich wielkości wymiarowych. Ponadto dyskusja o wymiarowości c powinna również dotyczyć wymiarowości G_N , czyli stałej grawitacyjnej, której wymiarowość jest rzadko kwestionowana przez fizyków zajmujących się teorią Bransa-Dicke’go [10] i nie tylko. Zastrzeżeniem do teorii ze zmienną prędkością światła jest, iż wyprowadzenie równań pola nie zawsze jest uzyskiwane z pierwszych zasad, z czym do jakiegoś stopnia można się zgodzić.

Po drugie, zmienność c lub dowolnej innej wielkości wymiarowej zawsze może być powiązana ze zmiennością wielkości bezwymiarowej. W naszym przypadku teorii VSL, zmienność c może być powiązana ze zmiennością stałej struktury subtelnej α . A teorie ze zmienną stałą struktury subtelnej były badane intensywnie zarówno w kontekście teoretycznym [1, 2, 3] jak i obserwacyjnym [4, 5, 6, 7] przez ostatnie dwie dekady i do tego warto wspomnieć, że wszystkie one mają swe źródło w teorii zmiennego ładunku elektrycznego e Bekensteina [11], która wydaje się być teorią analogiczną do teorii ze zmieniającą się prędkością światła, ponieważ ładunek elektronu jest wielkością wymiarową. Zatem zarówno e , jak też c , mogą być związane ze stałą struktury subtelnej α , dzięki definicji tej stałej $\alpha = e^2/\hbar c$, gdzie \hbar jest stałą Plancka. Zatem zmienność stałej struktury subtelnej α , może być powiązana ze zmiennością prędkością światła c lub/i ze zmiennością ładunku elektrycznego e .

Po trzecie, jeśli jest prawdą, że możemy zdefiniować układ jednostek w którym c jest stałe z definicji, jak dzieje się to obecnie po zaakceptowaniu układu jednostek SI, to jest również prawdą, że możemy ustalić nowy układ jednostek, w którym c może być zupełnie bezpiecznie rozważane jako zmienne. Nie ma jednoznacznego sposobu na wprowadzenie teorii ze zmieniającą się prędkością światła głównie dlatego, że różne wybory jednostek mogą prowadzić do zmienności różnych wielkości fizycznych, prowadząc jednocześnie do tej samej teorii efektywnej. Możemy jednak zastosować podejście [12, 13, 14], które jest oparte na założeniu, że wielkość $Q \equiv \hbar/c$ jest stała oraz że wraz z masą elektronu m_e i jego ładunkiem e , można wprowadzić następujący jednoznaczny układ jednostek masy (M), długości (L) i czasu (T) [15]:

$$u_M = m_e, \quad u_L = \frac{Q}{m_e}, \quad u_T = \frac{Q^{3/2}}{m_e e'}, \quad (1)$$

gdzie $e' = e/\sqrt{4\pi\epsilon_0}$ a ϵ_0 jest przenikalnością elektryczną próżni. W takim układzie jednostek, c może już być bezpiecznie wybrane jako zmieniające się. Możemy nazwać ten nowy układ jednostek jako VSL-US (Varying Speed of Light Unit System), czyli układ jednostek zmiennej prędkości światła, który możemy teraz porównać ze standardowym układem SI. Jeśli wprowadzimy (definiując za chwilę) pojęcie *jednostek fundamentalnych* i *jednostek eksperymentalnych*, to zauważymy, że w układzie VSL-US możemy poprawnie zdefiniować jednostki fundamentalne, w których c może być bezpiecznie rozważane jako wielkość zmienna, podczas gdy jednostki eksperymentalne VSL-US będą zupełnie równoważne jednostkom w układzie SI. Zauważmy, że nowo zdefiniowane jednostki fundamentalne w odniesieniu do *jednostek eksperymentalnych* układu SI będą przedstawiały się następująco:

$$u_M \sim 10^{-31} \text{ kg}, \quad u_L \sim 10^{-13} \text{ m}, \quad u_T \sim 10^{-20} \text{ s}. \quad (2)$$

Przynajmniej potencjalnie, można przedefiniować jednostki eksperymentalne układu SI (kilogram kg , metr m i sekunda s) za pomocą nowych jednostek fundamentalnych VSL-US. Możemy nawet pójść dalej używając np. metra jako jednostki długości, chociaż w układzie VSL-US metr już nie jest zdefiniowany jako naturalna konsekwencja wyboru sekundy związanej ze (stałą) prędkością światła, ale w terminach nowej wielkości zdefiniowanej jako u_L . Teraz powinno być jasne, dlaczego wybraliśmy opis za pomocą jednostek fundamentalnych i eksperymentalnych: definicja jednostek fundamentalnych może być zupełnie dowolna i podyktowana wymaganiami teoretycznymi; natomiast jednostki eksperymentalne muszą być zdefiniowane jako odpowiedź na rozsądne kryteria powtarzalności i praktyczności.

W tym momencie jest sensownym pokazanie, że powyższa procedura nie jest w żaden sposób czymś nadzwyczajnym. Wręcz odwrotnie - jest czymś zupełnie powszechnym, pomimo że nieco pośrednim. Rozważmy sekundę jako jednostkę czasu SI zdefiniowaną obecnie przez Międzynarodowe Biuro Miar i Wag (BIPM) jako: “czas równy 9.192.631.770 okresów promieniowania odpowiadającego przejściu pomiędzy nadsubtelnymi poziomami stanu podstawowego atomu cezu 133”.¹ Taka jednostka czasu została oficjalnie zdefiniowana w latach 1967/68 jako odpowiadająca pomiarowi zegarów atomowych (w skalach mikroskopowych) z pomiarami astronomicznymi sekundy w czasie efemerydalnym (w skalach makroskopowych). W tym przypadku częstotliwość drgań atomów jest *jednostką fundamentalną*, natomiast sekunda efemerydalna jest *jednostką eksperymentalną*. Naturalnie udoskonaleniem jest tutaj, że nowo zdefiniowany czas, oparty na zegarze atomowym, jest bardziej stabilny niż w przypadku poprzedniej definicji astronomicznej. Jednak lekcją, którą powinniśmy zapamiętać z tej dyskusji jest to, że sekunda jako odcinek czasu, była tą samą wielkością przed i po oficjalnym wprowadzeniu nowej definicji. Ta sama argumentacja stosuje się do definicji metra. Od roku 1983 metr jest oficjalnie zdefiniowany jako “długość drogi przebytej

¹<http://www.bipm.org/en/publications/si-brochure/second.html>

przez światło w próżni na odcinku czasu równym $1/299.792.458$ części sekundy.”² Zatem, jak było już wspomniane wcześniej, w układzie SI musimy ustalić jednostkę dla czasu i założyć, że prędkość światła jest stała. Natomiast w układzie jednostek VSL-US możemy po prostu stwierdzić, że metr jest pewną wielokrotnością jednostki fundamentalnej u_M . Na pierwszy rzut oka można mówić, że taka jednostka łamie wszelkie rozsądne kryteria powtarzalności i praktyczności, które wprowadziliśmy powyżej. Jednak patrząc co najmniej z punktu widzenia teoretycznego, ten nowy układ jednostek wydaje się być poprawny. Tym bardziej założenie, że prędkość światła w tym układzie jednostek zmienia się, nie jest w żaden sposób sprzeczne.

Kolejną konsekwencją naszego rozumowania jest to, że prędkość światła, *tu i teraz*, może wciąż być rozważana *liczbowo* jako równa wartości 299709.458 km/s , czyli wartości jaką ma ona w układzie SI³. Różnica pojawia się z powodu swoistej definicji układu jednostek fundamentalnych, chociaż nie eksperymentalnych – metr i sekunda w tych ostatnich jednostkach zmieniają się. Zauważmy również, że pomiędzy rokiem 1973 a 1983 wartość prędkości światła była mierzona jako iloczyn częstotliwości i długości fali elektromagnetycznej jako prędkość propagacji tej fali [16]. Nie wchodząc w szczegóły techniczne można powiedzieć, że to czego praktycznie dokonywano, to był pomiar częstotliwości (proporcjonalny do czasu) i długości fali, dobrze zdefiniowanego światła laserowego. Z nich obliczano prędkość światła w próżni. A zatem, co mocno podkreślam, prędkość światła była obliczana za pomocą linijki i zegara. Oczywiście, w celu zastosowania tej procedury, potrzebna jest definicja *jednostek eksperymentalnych*: sekundy i metra.

Ponadto warto tu podkreślić, że nawet w standardowym przypadku w którym c jest stałe (jednostki SI), odległości kosmologiczne (które są głównymi wielkościami z którymi będziemy pracować), mierzone są pośrednio za pomocą paralaksy (z której mamy definicję *parseka*) przy założeniu, że nie ma linijki działającej zarówno lokalnie w naszych laboratoriach, jak też na ogromnych odległościach kosmologicznych. Poza tym odległości kosmologiczne są obliczalne teoretycznie poprzez pomnożenie prędkości światła z pewną całą kosmologicznego czynnika skali. Zatem używając współczynnika przeliczeniowego pomiędzy parsekiem a metrem, który jest niezbędny dla definicji parseka, można obliczyć wartość liczbową odległości kosmologicznych w parsekach. Głównym założeniem leżącym u podstaw pomiarów w skali kosmologicznej jest to, że jednostki w raz wybranym układzie, są niezmiennie w czasie i przestrzeni. Jeśli tak nie byłoby, to tylko lokalna fizyka byłaby prawdziwa, podczas gdy cała pozostała kosmologia byłaby oparta na fałszu. W scenariuszu ze stałą prędkością światła c , metr jest ustalony za pomocą wartości c , natomiast w jednostkach VSL-US mamy nową *fundamentalną jednostkę* długości i zawsze tę samą *eksperymentalną jednostkę* długości. Zatem jedyne co zakładamy, to możliwość użycia współczynnika przeliczeniowego pomiędzy parsekiem i metrem – z tym ostatnim zdefiniowanym w układzie nowych jednostek fundamentalnych.

Po czwarte, jeśli chodzi o zmienność c , to nie możemy uniknąć postawienia pytania o stan faktyczny. Teorie VSL zostały oryginalnie wprowadzone w celu stworzenia alternatywnego scenariusza dla inflacji kosmologicznej [17, 18]. Okazuje się, że przyspieszona ekspansja Wszechświata może być symulowana za pomocą większej prędkości światła, dzięki szybszemu poruszaniu się światła, a tym samym szybszemu przekazaniu informacji w kosmosie. Ta własność nie tylko mogłaby pojawić się we wczesnej epoce inflacyjnej, ale także w obecnej fazie dominacji ciemnej energii. Skoro zatem obecnie przyspieszona ekspansja Wszechświata jest realnie mierzalnym zjawiskiem z realnymi fizycznymi konsekwencjami, to można zadać sobie pytanie, czy może ona być zredukowana do prostego problemu wyboru jednostek? Faktycznie z perspektywy VSL, to mocno zależy od sposobu jak konstruujemy tę teorię. W pracy [15] podkreślono, że jeśli teoria jest kowariantna i Lorentzowsko niezmiennicza tak jak ogólna teoria względności, to zawsze można znaleźć wybór

²<http://www.bipm.org/en/CGPM/db/17/1/>

³<http://www.bipm.org/en/CGPM/db/15/2/>; <http://www.bipm.org/en/CGPM/db/17/1/>

jednostki czasu, w której teoria VSL jest identyczna ze standardowym modelem kosmologicznym, bo wówczas $c(t) dt = c_0 dt'$. Ale jeśli nasza teoria łamie jeden z wymienionych wyżej warunków (lub nawet obydwa jak dzieje się to w przypadku modeli rozwijanych w pracach [12, 13, 19]), to istnieje wyróżniony układ odniesienia i wówczas ma sens mówienie o fizycznych konsekwencjach zmienności prędkości światła.

Na koniec warto wspomnieć że Natura jest absolutnie odporna na nasz subiektywny wybór układów jednostek, a tym bardziej na nasz obecny poziom zrozumienia fizyki prowadzącej do zjawisk w niej występujących.

4.1.3 Teorie ze zmienną prędkością światła wobec obserwacji kosmologicznych: metoda badania

Jakkolwiek by nie patrzeć, to przyjmując konserwatywne podejście, w naszej pracy [SA6] wykazaaliśmy, że stała prędkość światła lub bardziej ogólna teoria VSL jest blisko związana z naszym nowo zdefiniowanym bezwymiarowym parametrem, który jest dokładnie równy jedności, jeżeli prędkość światła jest stała i różny od jedności, jeżeli prędkość światła zmienia się.

Najbardziej interesującym faktem jest to, że wprowadzony parametr może być łatwo zmierzony poprzez obserwacje galaktyk. Jednym z głównych celów tych przeglądów jest pomiar skupiania się, lub inaczej funkcji korelacyjnej, wiążącej te galaktyki. W trakcie skupiania się galaktyk w strukturę Wszechświata została wdrukowana pewna typowa długość korelacji, zwana ewoluującym horyzontem dźwięku, która jest ściśle związana z tzw. barionowymi oscylacjami akustycznymi (Baryon Acoustic Oscillations – BAO) [20, 21]. W przeglądach BAO taka długość korelacji może być zmierzona w dwóch różnych kierunkach na niebie: w kierunku poprzecznym wzdłuż płaszczyzny nieba, gdzie rozciąga się ona na pewien kąt i związku z tym opisujemy ją za pomocą odległości katowej oraz w kierunku radialnym (albo inaczej podłużnym), który uzyskujemy z przestrzennego, związanego z przesunięciem ku czerwieni rozkładu tych galaktyk wzdłuż linii obserwacji. Te dwa składniki BAO, albo jak się je nazywa mody, są zdefiniowane następująco:

$$y_t = \frac{D_A}{r_s} \quad ; \quad y_r = \frac{c_0}{H r_s}, \quad (3)$$

gdzie c_0 jest wartością prędkości światła “tu i teraz”, D_A jest kątową odległością jasnościową, H jest współczynnikiem ekspansji Wszechświata, a r_s jest horyzontem dźwięku. Nasze rozważania rozpoczniemy od przedstawienia definicji katowej odległości jasnościowej, która przy założeniu przestrzennej płaskości Wszechświata ma następującą postać

$$D_A(z) = \frac{1}{1+z} \int_0^z \frac{c(z')}{H(z')} dz', \quad (4)$$

gdzie $H(z)$ jest funkcja Hubble’a (współczynnikiem ekspansji), a $c(z)$ jest prędkością światła wyrażoną jako funkcja przesunięcia ku czerwieni z . W standardowym scenariuszu kosmologicznym prędkość światła jest stała i wynosi $c(z) = c_0$. W bardziej rozszerzonym kontekście teorii VSL może ona być dowolną funkcją czasu i przestrzeni i pozostawać nieznaną nam dopóki, dopóty nie określimy jej z danych obserwacyjnych. Jeśli chodzi o funkcję $H(z)$, to w zasadzie może być ona otrzymana z równania Friedmana posiłkując się równaniem ciągłości, jeśli tylko mamy dany jakiś model kosmologiczny. Można łatwo sprawdzić, że kątową odległość jasnościową ma niezwykłą własność: jest ona mała (bliska zeru) dla bliskich obiektów na niebie; następnie wzrasta, gdy przemieszczamy się dalej od Ziemi (tzn. rośnie wraz z przesunięciem ku czerwieni); potem osiąga maksimum, aż w końcu zaczyna maleć. Zatem obiekty o tych samych rozmiarach liniowych, usytuowane w miejscach odpowiadających przesunięciu ku czerwieni większym niż “maksymalne”

przesunięcie ku czerwieni z_M (definiowane jako przesunięcie ku czerwieni dla którego kąтова odległość jasnościowa osiąga maksimum), okazują się mieć większe rozmiary kątowe, niż obiekty znajdujące się w miejscach odpowiadających małym przesunięciom ku czerwieni. Pomimo, że to wszystko brzmi bardzo dziwnie - efekt jest rzeczywisty i jest on konsekwencją kombinacji wielu czynników pierwotnie związanych z efektami ogólnej teorii względności (ekspansja Wszechświata, definicja metryki, krzywizna przestrzenna Wszechświata) [22]. Najistotniejszym elementem tego zjawiska jest warunek spełniany przez kątową odległość jasnościową oraz funkcję Hubble'a w punkcie maksymalnego przesunięcia ku czerwieni z_M :

$$\frac{\partial D_A(z)}{\partial z} = 0 \quad \Rightarrow \quad D_A(z_M) = \frac{c(z_M)}{H(z_M)} \quad \Rightarrow \quad D_A(z_M)H(z_M) = c(z_M). \quad (5)$$

Zatem, jeśli mamy do dyspozycji niezależne pomiary D_A oraz H w punkcie o maksymalnej kątowej odległości jasnościowej odpowiadającym maksymalnemu przesunięciu ku czerwieni z_M , to w zasadzie możemy zmierzyć wartość prędkości światła w tym punkcie. To pozwala nam na wykazanie ewentualnej zmienności lub stałości prędkości światła w skalach długości większych niż osiągalne w naszych ziemskich laboratoriach i dla czasów o wiele większych niż można sobie wyobrazić jako dostępne człowiekowi w trakcie eksperymentu na Ziemi.

Niestety, pomiary oparte tylko na barionowych oscylacjach akustycznych nie mogą dać nam pełnej możliwości udowodnienia czy c zmienia się w czasie. Można łatwo zauważyć, że warunek w maksimum przesunięcia ku czerwieni z_M zawsze sprowadza się do:

$$y_t(z_M)y_r^{-1}(z_M) = 1, \quad (6)$$

jeśli jest wyrażony za pomocą modów BAO⁴. Dzieje się tak ponieważ mod radialny jest wyrażony jako c/H bez możliwości rozróżnienia pomiędzy c lub c_0 tak długo, jak długo nie dostarczymy niezależnego pomiaru H .

Jednak BAO mają znaczenie fundamentalne dla obliczenia maksymalnego przesunięcia ku czerwieni z_M . W rzeczywistości kształt funkcji D_A w dużym zakresie przedziałów przesunięć ku czerwieni wokół z_M jest bardzo płaski, a obserwacje nie są robione w sposób ciągły. Poza tym są one obciążone błędami obserwacyjnymi i dyspersją. Warunek (6) w sposób oczywisty wskazuje, że maksimum z_M jest tam, gdzie oba (poprzeczny i radialny) mody są sobie równe. Problemem jest, że aktualnie wykonywane przeglądy nieba dla BAO nie są na tyle dokładne, aby móc zmierzyć poprzeczny i radialny mod niezależnie od siebie. Zatem jesteśmy zmuszeni polegać na symulowanych numerycznie przyszłych danych BAO. W pracy [SA6] skoncentrowaliśmy się na układzie SKA⁵ (Square Kilometer Array) - teleskopów rozłożonych na powierzchni 1 kilometra kwadratowego - oraz na możliwych danych z satelity *Euclid*⁶. Jednak nawet w tym przypadku, potrzebujemy znaleźć algorytm dla określenia przesunięcia ku czerwieni z_M . Więcej szczegółów tej procedury zostały przedstawione w pracach [SA5] i [SA6]. Tutaj tylko omówimy jej główne kroki:

1. Najpierw ustalamy podstawowy model kosmologiczny. Jest nim standardowy model Λ CDM z parametrami danymi przez misję *Planck* 2015 `base_plikHM_TTTEEE_lowTEB_lensing_post_BAO` całkowicie charakteryzowanym poprzez jeden parametr kosmologiczny - bezwymiarową gęstość materii w chwili obecnej $\Omega_m = 0.31$ i przy założeniu przestrzennej płaskości

⁴Potrzebujemy horyzontu dźwięku, aby wyrazić D_A i H za pomocą y_t i y_r . Można to uzyskać w niezależny sposób za pomocą innych testów kosmologicznych, na przykład kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła (CMB). Patrz ostatnie rezultaty z teleskopu *Planck* [23].

⁵<https://www.skatelescope.org/>.

⁶<http://sci.esa.int/euclid/>.

Wszechświata. Do tego potrzebujemy dodać możliwy sygnał od VSL. Ze względu na fakt, że nie znamy żadnej konkretnej postaci funkcji opisującej zmienność c , wybieramy postać zaproponowaną w pracy [24] tzn.

$$c(a) \propto c_0 (1 + a/a_c)^n, \quad (7)$$

gdzie $a \equiv 1/(1+z)$ jest czynnikiem skali, natomiast a_c jego wartością w epoce przejścia od $c(a) \neq c_0$ (we wczesnym Wszechświecie) do $c(a) \rightarrow c_0$ (w późnym Wszechświecie, czyli w obecnej epoce). Następnie rozważamy dwie różne propozycje sygnałów od zmiennej prędkości światła: *sygnał 1* - $\Delta c/c_0 \sim 0.1\%$ dla $z_M \approx 1.55 - 1.6$, w porównaniu do modelu podstawowego Λ CDM plus $c(a)$, dany przez równanie (7) z $a = 0.05$, $n = -0.001$; *sygnał 2* - $\Delta c/c_0 \sim 1\%$ dla $z_M \approx 1.55 - 1.6$, w porównaniu do modelu podstawowego Λ CDM plus $c(a)$, dany przez równanie (7) z $a = 0.05$, $n = -0.01$. W wyniku tych założeń otrzymujemy zbiór podstawowych wartości y_t^{fid} oraz y_r^{fid} ;

2. Zakładamy, że błędy dla wielkości obserwowalnych jakich potrzebujemy, tzn. y_t oraz y_r są takie jak te przewidywane w literaturze dla misji obserwacyjnych *Euclid* [25] oraz SKA [26]. Błędy wyliczone w ten sposób są użyteczne, ponieważ nie pracujemy bezpośrednio z danymi dla modelu podstawowego y_t oraz y_r . Zamiast tego, losowo wybieramy wartości y_t oraz y_r z wielowymiarowej statystyki gaussowskiej wyśrodkowanej na wartościach podstawowych z macierzą kowariancji skonstruowaną na podstawie błędów otrzymanych w sposób jaki opisaliśmy poprzednio, przy założeniu dodatkowego współczynnika korelacji pomiędzy nimi równego $r \sim 0.4$ wybranego na podstawie pracy [27]. Ta procedura jest wybrana w ten sposób w celu nadania symulowanym danym dyspersji wewnętrznej zbliżonej do dyspersji dla rzeczywistych danych obserwacyjnych;
3. Wychodząc z rozproszonych danych symulowanych stosujemy wysoce niezależną od wyboru modelu metodę rekonstrukcji wielkości y_t i y_r jako prawie ciągłych funkcji. W tym celu wybieramy algorytm procesu gaussowskiego [28] poprzez użycie bardzo gęstej sieci przesunięć ku czerwieni z , znacznie gęstszej od danych pogrupowanych na przedziały z przeglądów nieba w celu zminimalizowania błędów numerycznych przy określaniu z_M ;
4. Znajdujemy z_M rozwiązując równanie (6);
5. W celu uniknięcia możliwego problemu kosmicznej wariancji i niepewności, co do użytego podstawowego modelu kosmologicznego, powtarzamy kroki od 1 do 4 wiele razy ($\mathcal{N} \sim 10^3$) otrzymując w ten sposób \mathcal{N} zbiorów (y_t, y_r) we wszystkich zakresach przesunięć ku czerwieni, jakie pokrywają obecne przeglądy nieba i dla każdego zbioru znajdujemy numerycznie odpowiadające mu z_M ;
6. W końcu otrzymujemy rozkład \mathcal{N} wartości z_M . Z tego zbioru wyliczamy medianę (która głównie zależy od dokładności użytego podstawowego modelu kosmologicznego) i odpowiedni błąd statystyczny (który głównie zależy od dokładności przeglądów). To pozwala zdefiniować możliwe maksymalne przesunięcie ku czerwieni dla obu przeglądów.

Zanim przejdziemy dalej, należy najpierw wyjaśnić niektóre aspekty kroku 1. Jeśli chcemy uwzględnić sygnał VSL w pomiarach odległości kosmologicznych, to potrzebujemy najpierw wybrać jakąś podstawę teoretyczną dla teorii VSL. W pracach [SA5] i [SA6] nie byliśmy zainteresowani w testowaniu, które podejście do teorii VSL było najlepsze czy też, które najlepiej pasowało do danych obserwacyjnych. Tam jedynie chcieliśmy wprowadzić sygnał od zmiennej prędkości światła

VSL do wielkości obserwacyjnych tak, że wybór konkretnej teorii nie był dla nas ważny. Opierając się na pracy [12] stwierdzamy, że równanie Friedmana ma następującą postać:

$$H^2(t) = \frac{8\pi G}{3}\rho(t) - \frac{k}{a^2(t)}c^2(t), \quad (8)$$

a równanie ciągłości wyraża się przez:

$$\dot{\rho}(t) + 3H(t) \left(\rho(t) + \frac{p(t)}{c^2(t)} \right) = \frac{3k}{4\pi G a^2(t)} c(t) \dot{c}(t), \quad (9)$$

gdzie ρ i p są odpowiednio gęstością masy i ciśnieniem dowolnego substratu wszechświata, $a(t)$ jest czynnikiem skali, G jest uniwersalną stałą grawitacji, a prędkość światła jest wyrażona jako ogólna funkcja czasu (lub przesunięcia ku czerwieni), $c(t)$. Co warto zauważyć to fakt, że dowolna zmiana spowodowana przez teorie VSL jest ściśle spleciona z krzywizną przestrzenną. Zatem w naszym przypadku, w którym zakładamy warunek przestrzennej płaskości (tzn. $k = 0$), żadna efektywna zmiana nie wpływa na równanie ciągłości i w konsekwencji na równanie Friedmana które, jak podkreślamy, jest ściśle związane z wielkością obserwowalną $H(z)$. Jednak to niekoniecznie ma miejsce w innych podejściach do teorii VSL, takich jak np. przedstawione w pracach [15, 19].

Ponadto, aby uzyskać zgodność z obecnymi danymi obserwacyjnymi globalnej dynamiki Wszechświata w ramach dwóch scenariuszy teorii VSL które wybraliśmy, należało zmienić wartość parametru Ω_{m0} - tzn. bezwymiarowej gęstości materii w chwili obecnej. Tego należało oczekiwać, ponieważ sygnał od VSL może odgrywać tę samą rolę, co ciemna energia, tzn. powodować przyspieszoną ekspansję Wszechświata. W istocie rzeczy, teorie VSL były wprowadzone po raz pierwszy w pracach [12, 29] jako alternatywa dla scenariusza inflacji kosmologicznej. Większa wartość prędkości światła w przeszłości mogła symulować przyspieszenie Wszechświata - to samo uzyskuje się na bazie paradygmatu inflacyjnego. Podobnie, większa wartość prędkości światła w przeszłości może symulować efekty spowodowane istnieniem hipotetycznego substratu Wszechświata jakim jest ciemna energia prowadząc do mniejszej wartości Ω_{DE0} (bezwymiarowego parametru gęstości ciemnej energii w chwili obecnej). Jeśli założymy zerową wartość krzywizny przestrzennej, to mniejsza wartość Ω_{DE0} odpowiada większym wartościom Ω_{m0} . Ażeby uzyskać wspomniane wyżej zmiany wartości prędkości światła c w pierwszym rozważanym przez nas modelu VSL, wartość $\Omega_{m0} = 0.314$, natomiast w drugim $\Omega_{m0} = 0.348$. Podkreślamy, że te wartości nie są otrzymane za pomocą procedury dopasowania do obecnych danych obserwacyjnych. To wychodziłoby poza zakres pracy, którą omawiamy. Tutaj po prostu sprawdziliśmy heurystycznie wartości, które mogą dać jakościowo dobre dopasowanie do aktualnych danych obserwacyjnych.

Na koniec chcielibyśmy wyjaśnić dlaczego wybraliśmy jako wartość referencyjną dla maksimum przesunięcia ku czerwieni z_M sygnału VSL przedział 1.55 – 1.6. Rozważyliśmy model ciemnej energii CPL (Chevallier-Polarski-Linder) [30,31] `w + w_a plikHM_TTTEEE_lowTEB_BA0_post_lensing` oraz podstawowy model Λ CDM `plikHM_TTTEEE_lowTEB_lensing_post_BA0_H070p6_JLA` i porównaliśmy ten model z danymi z sondy *Planck* 2015. Wzięliśmy pod uwagę 10^4 modeli kosmologicznych otrzymanych poprzez konsystentną zmianę parametrów na poziomie ufności 1σ . Parametryzacja CPL jest jedną z wielu fenomenologicznych parametryzacji modeli ciemnej energii, ale stała się w jakiś sposób modelem referencyjnym w literaturze. Z drugiej strony duże błędy w określeniu parametrów modelu, a w szczególności parametru w_a równania stanu dynamicznej ciemnej energii upewniają nas, że rozważamy bardzo szeroki zbiór scenariuszy kosmologicznych zgodnych z danymi obserwacyjnymi. To czyni nasze oszacowania dla zakresu wielkości z_M wysoce konserwatywnymi. Z tego powodu rozważamy także bardziej restryktywny przypadek stałej kosmologicznej (jako model podstawowy), który jest uważany przy obecnym statusie obserwacji za model kosmologiczny o najlepszej zgodności z obserwacjami (tzw. concordance model). W końcu

okazuje się, że dla parametryzacji CPL, z_M zmienia się w zakresie [1.4; 1.75] dla więcej niż 99% spośród 10^4 losowo wybranych modeli kosmologicznych natomiast, jak było opisane powyżej dla modelu Λ CDM, z_M znajduje się w zakresie [1.57; 1.62].

Po wykonaniu kroków od 1 do 6 otrzymujemy wartość z_M , która może być z dużym prawdopodobieństwem zmierzona we wspomnianych przyszlých przeglądach nieba takich jak *Euclid* i SKA. W istocie rzeczy, jak tylko znajdziemy wartość z_M , to możemy przejść do obliczenia wartości $c(z_M)$ jeśli będą dostarczone niezależne pomiary D_A oraz H . To faktycznie okazuje się być możliwe nawet jeśli zastosujemy te same przeglądy galaktyk. Otóż D_A może być dostarczone przez BAO, a niezależny pomiar H może być zrobiony dla klasy galaktyk zwanych galaktykami wczesnego typu (ETG - Early Type Galaxies), które mogą służyć jako kosmiczne chronometry [32, 33]. Kombinując te dwie wielkości możemy finalnie zdefiniować bezwymiarowy parametr Δ_c jako:

$$\Delta_c(z_M) \equiv \frac{c(z_M)}{c_0} = D_A(z_M) \frac{H(z_M)}{c_0}. \quad (10)$$

Ten parametr, jak stwierdziliśmy powyżej między innymi w równaniu (5), jest równy jedności tylko wówczas, gdy $c(z)$ jest stałe i równe c_0 . W innych przypadkach, dobrze opartych na statystyce, odchylenie od tej wartości jest dowodem na zmienność prędkości światła c .

Table 1: Wyniki pomiaru zmienności c za pomocą metody maksymalnego przesunięcia ku czerwieni [SA5].

<i>Euclid</i>				
$\Delta c/c_0$	z_M	$c_{1\sigma} (p_{>1})$	$c_{2\sigma} (p_{>1})$	$c_{3\sigma} (p_{>1})$
1%	$1.559^{+0.054}_{-0.051}$	$0.99993^{+0.00013}_{-0.00024}$ (0.32)	$0.99436^{+0.00023}_{-0.00041}$ (0)	$0.98879^{+0.00032}_{-0.00056}$ (0)
0.1%	$1.587^{+0.058}_{-0.052}$	$0.99199^{+0.00014}_{-0.00024}$ (0.001)	$0.98636^{+0.00024}_{-0.00038}$ (0)	$0.98072^{+0.00034}_{-0.00053}$ (0)
SKA				
$\Delta c/c_0$	z_M	$c_{1\sigma} (p_{>1})$	$c_{2\sigma} (p_{>1})$	$c_{3\sigma} (p_{>1})$
1%	$1.561^{+0.017}_{-0.017}$	$1.00585^{+0.00003}_{-0.00003}$ (1)	$1.004036^{+0.00005}_{-0.00005}$ (1)	$1.00221^{+0.00008}_{-0.00009}$ (1)
0.1%	$1.590^{+0.018}_{-0.017}$	$0.99797^{+0.00003}_{-0.00003}$ (0)	$0.99612^{+0.00006}_{-0.00006}$ (0)	$0.99428^{+0.00008}_{-0.00008}$ (0)

Nasze końcowe wyniki podsumowaliśmy tabeli 1. W pierwszej kolumnie definiujemy sygnał VSL, który rozważaliśmy. W drugiej kolumnie pokazujemy maksymalne przesunięcie ku czerwieni odpowiadające takim modelom. Warto zwrócić uwagę na błąd statystyczny, który zależy od dokładności przeglądu. W trzeciej kolumnie w zasadzie zliczamy jak wiele symulacji ma $c \neq c_0$ na poziomie 1σ - otrzymujemy medianę, odpowiadający jej błąd (dla całego zespołu \mathcal{N} symulacji) i wskazujemy prawdopodobieństwo detekcji sygnału VSL na poziomie 1σ (liczby w nawiasach). Czwarta i piąta kolumna są takie same jak trzecia, ale dla poziomu ufności 2σ i 3σ .

Po zapoznaniu się z symulowanymi danymi, możemy stwierdzić, że teleskopy SKA będą w stanie jednoznacznie zarejestrować jednoprocetową zmianę wartości prędkości światła, jeśli taka występuje, na poziomie 3σ (prawdopodobieństwo takiej rejestracji jest równe 1). Misja *Euclid* nie będzie w stanie zarejestrować tego sygnału, bowiem prawdopodobieństwo rejestracji na poziomie 1σ wynosi $\sim 0.3\%$. Słabsze sygnały w zasadzie nie będą mogły być zarejestrowane biorąc pod uwagę dokładność planowanych przeglądów nieba. Oczywiście nie jest wykluczone, że w przyszłości będziemy w stanie udoskonalić precyzję pomiarów na tyle, że nawet słabsze sygnały VSL będą możliwe do zarejestrowania.

Pomimo, że nasza metoda pomiaru prędkości światła c jest absolutnie nowa w obszarze testów obserwacyjnych alternatywnych teorii grawitacji i że jest ona najbardziej obiecująca dla jednoznacznej detekcji możliwego sygnału od teorii VSL na poziomie kosmologicznym, to należy wspomnieć, iż posiada ona dwa główne ograniczenia, które wymieniamy poniżej:

- pomiar prędkości światła jest dokonywany w pojedynczym punkcie odpowiadającym przesunięciu ku czerwieni z_M , dla którego kątowna odległość jasnościowa D_A osiąga maksimum;
- kluczowe równania będące osnową tej metody - równania (5) i (10) - otrzymane są jako konsekwencja definicji kątownej odległości jasnościowej danej równaniem (4), która jest słuszna przy założeniu przestrzennej płaskości Wszechświata. Pomimo, iż jest to wysoce prawdopodobna możliwość biorąc pod uwagę naszą obecną wiedzę obserwacyjną [23], to uogólnienie tej metody na przypadki niezerowej krzywizny przestrzennej byłoby korzystne.

W pracy [SA2] poszliśmy dokładnie w tym kierunku. Po pierwsze, znaleźliśmy sposób na uogólnienie metody pomiaru prędkości światła dla dowolnego przesunięcia ku czerwieni w zakresie dostępnym odpowiednim obserwacjom. Rozwiązanie, jak się okazuje, jest konsekwencją tej samej definicji kątownej odległości jasnościowej D_A i jej związku ze współczynnikiem ekspansji H .

W celu zastosowania tej rozszerzonej metody potrzebujemy danych obserwacyjnych, które będą dostępne w przyszłych przeglądach galaktyk BAO: kątownej odległości jasnościowej (D_A) oraz współczynnika ekspansji (H). Zdefiniujemy rzeczywiste wyniki takich obserwacji jako D_A^{real} i H^{real} - mamy tu na myśli liczby, które pojawiają się w procesie pomiaru. To oznacza, że wychodząc z definicji teoretycznej odległości kątownej (4) możemy założyć, że

$$D_A(z) \equiv D_A^{real} \doteq \frac{1}{1+z} \int_0^z \frac{c(z')}{H^{real}(z')} dz', \quad (11)$$

ozn. że teoretyczna funkcja D_A , przy założeniu, że pomijamy to co jest po prawej stronie równania (11) jest jawnie równa funkcji, która może być bezpośrednio otrzymana z obserwacji. Z drugiej strony możemy również założyć, że nieznaną teoretyczną funkcję $H(z)$ jest jawnie równa funkcji, która może być otrzymana z obserwacji H^{real} . W rzeczywistości są to nieco więcej niż założenia: obserwacje zawsze dostarczają pewnych cech rzeczywistego bazowego modelu kosmologicznego, którego nieznaną jest przez nas parametryzowana na wiele sposobów. Bardzo istotnym punktem tego podejścia jest fakt, że nie potrzebujemy tutaj żadnego założenia dotyczącego $H(z)$, ponieważ będziemy używać bezpośrednio danych obserwacyjnych D_A^{real} i H^{real} w celu wyliczenia wszystkich wielkości, które zdefiniujemy. To również oznacza, iż tracimy jakąkolwiek możliwość odzyskania dowolnej informacji o modelu kosmologicznym chociaż, jeśli zmienimy naszą perspektywę patrzenia i ograniczymy się tylko do teorii VSL, to nasza metoda szybko ujawni swoje zalety.

Głównym punktem tutaj jest, że nie wiemy a priori, czy prędkość światła pojawiająca się w równaniu (11) jest stała, czy zmienna? W istocie pojawia się pytanie co zrobić, aby zaobserwować rzeczywisty sygnał od VSL? Odpowiedź pozytywna to taka, że możemy skonstruować dwie wielkości. Po pierwsze, policzymy pochodną rzeczywiście obserwowanego D_A^{real} :

$$y_r^{real}(z) \doteq \frac{\partial}{\partial z} [(1+z)D_A^{real}(z)] \equiv \frac{c(z)}{H^{real}(z)}, \quad (12)$$

gdzie tak jak poprzednio zidentyfikowaliśmy nieznaną funkcję teoretyczną $H(z)$ w równaniu (11) z funkcją obserwowaną $H^{real}(z)$. Zauważmy że wielkość, którą liczymy i używamy y_r^{real} powinna być równa $c(z)/H^{real}$, ale jeśli nie mamy niezależnego pomiaru H , to nie jesteśmy w stanie rozróżnić pomiędzy zmianami c i H^{real} . Zatem mamy również zrekonstruowany zbiór danych

$$y_r^{rec}(z) \doteq \frac{c_0}{H^{real}(z)}, \quad (13)$$

gdzie użyliśmy niezależnych pomiarów H i poczyniliśmy jawne założenie o stałości prędkości światła w celu przełożenia obserwacji czasowych H na obserwacje odległościowe y_r . Wobec tego, jeśli założymy, że

$$y_r^{real}(z) = y_r^{rec}(z), \quad (14)$$

to będzie oznaczało, iż nasze założenie, aby zbudować dane obserwacyjne na równaniu (13) tzn. na założeniu, że prędkość światła jest stała, ma bardzo solidną podstawę. Przeciwnie, jeśli

$$y_r^{real}(z) \neq y_r^{rec}(z), \quad (15)$$

to $c(z) \neq c_0$. Co należy podkreślić to fakt, że w tym przypadku możemy bezpośrednio otrzymać (lub zrekonstruować) funkcję przesunięcia ku czerwieni $c(z)$ za pomocą relacji:

$$\frac{y_r^{real}}{y_r^{rec}} = \frac{c(z)}{c_0} = \Delta_c(z). \quad (16)$$

Jak podkreślaliśmy wcześniej, w tym momencie również wkraczamy w obszar problemu “bezwymiarowego i wymiarowego pomiaru”, ponieważ mamy zamiar zrekonstruować (bezwymiarową) względną zmianę prędkości światła, a nie jej absolutną (wymiarową) zmianę. Jest łatwym sprawdzenie, że równanie (16) to nic innego jak uogólnienie wcześniej zdefiniowanego równania (10), które jest teraz obliczone dla dowolnego przesunięcia czerwieni, a nie tylko dla jego wartości maksymalnej z_M .

Zatem używając dokładnie tego samego algorytmu, który opisaliśmy wcześniej, tzn. używając kroków 1-2-3 i 5 możemy zrekonstruować rozszerzony na dowolne przesunięcie ku czerwieni sygnał VSL wdrukowany w obrazy galaktyk za pomocą symulowanych (przyszłych) danych obserwacyjnych. W istocie rzeczy jedyną różnicą jest krok 2, w którym zrezygnowaliśmy z użycia procesów gaussowskich w celu zrekonstruowania D_A i H : y_r^{real} jest wyliczone jako pochodna względem przesunięcia ku czerwieni obserwowanej wielkości D_A^{real} która jest reprezentowana przez dyskretny zbiór punktów (obserwacji) mających wewnętrzną dyspersję wokół podstawowego modelu kosmologicznego. Problemy związane z dyspersją są nie do uniknięcia: dyspersja jest nieodłącznie związana z procesem pomiaru i możemy mieć jedynie nadzieję, że w przyszłości pojawią się lepsze pomiary, które ją zredukują. Jednak zawsze będziemy mieli błąd systematyczny przy pomiarze y_r^{real} . Ponadto dyspersja zmienia obliczenia i wobec tego, jak należy oczekiwać, błędy otrzymywanych wielkości stają się coraz większe. Jeśli założymy, że tego problemu nie da się uniknąć, możemy polegać na innej własności naszego podejścia. Mianowicie zakładając, że nie jesteśmy zainteresowani jawną postacią parametru Hubble’a H , ponieważ będziemy bezpośrednio używać obserwacji w celu określenia funkcji, która przybliży nasze dane, nie jesteśmy zmuszeni do dopasowania naszych wielkości do wymagań opartych na danym modelu kosmologicznym. Zatem możemy spróbować dopasowania najlepszych funkcji analitycznych, które mogą być przydatnymi do rozwiązania problemu. W naszym przypadku potrzebujemy funkcji analitycznych w celu dopasowania zarówno H_{real} , jak również D_A^{real} , chociaż mają one różne wymagania. Dla H^{real} znaleźliśmy, że optymalne dopasowanie daje prosty wielomian 6-go rzędu. W zakresie przesunięć ku czerwieni, które rozważamy, tzn. $z \in [0.05, 2.75]$; wyższego rzędu wielomiany nie poprawiają dopasowania. Jako jedyny ogólny warunek przyjmujemy, że $H(z) > 0$ w całym zakresie przesunięć ku czerwieni od zera do nieskończoności. Dla D_A^{real} dopasowanie wielomianu nie jest satysfakcjonujące do opisu szczególnej własności kątowej odległości jasnościowej, polegającej na tym, że posiada ona maksimum przy względnie małych przesunięciach ku czerwieni; lepsze i bardziej elastyczne dopasowanie daje aproksymant Padé:

$$D_A^{real}(z) = \frac{d_1^t z}{1 + d_1^b z + d_2^b z^2}, \quad (17)$$

który oczywiście spełnia oczekiwany warunek $D_A^{real} = 0$ dla $z \rightarrow 0$ i $z \rightarrow \infty$; ponadto żąda się aby $D_A^{real} > 0$ dla $z \in [0, \infty)$. Jeśli dopasowania są dobre zarówno dla H^{real} jak i dla D_A^{real} , to uzyskujemy odpowiedni zbiór parametrów (parametry wielomianu oraz aproksymanta Padé) wraz z odpowiednimi macierzami kowariancji oraz słupkami błędów. Po zastosowaniu odpowiednich zasad propagacji błędów, otrzymujemy zbiór zrekonstruowanych wielomianami y_r^{real} i y_r^{rec} wraz z błędami, za pomocą których możemy uzyskać iloraz $c(z)/c_0$ na podstawie równania (16). W końcu, ta ostatnia wielkość może być dopasowana (lub zrekonstruowana) za pomocą funkcji, która jest aproksymantem Padé o następującej postaci:

$$\frac{c(z)}{c_0} = \frac{1 + c_1^t z}{1 + c_1^b z + c_2^b z^2}, \quad (18)$$

przy założeniu warunków: $c(z=0)/c_0 = 1$ oraz że $c(z)$ jest zawsze dodatnie dla $z \in [0, \infty)$. Udało nam się zweryfikować, że funkcje przez nas wybrane w celu dopasowania H^{real} oraz D_A^{real} są naprawdę dobrymi przybliżeniami dla podstawowego modelu w całym zakresie przesunięć ku czerwieni, a nie tylko w zakresach przesunięć ku czerwieni, które wybraliśmy z konieczności ze względu na ich możliwe wystąpienie w przyszłych przeglądach galaktyk. Z drugiej strony, funkcja wybrana dla $c(z)$ posiada pewną swobodę: opisuje ona bardzo dobrze nasze parametry modelu VSL odpowiednie dla przyszłych przeglądów galaktyk, ale nie w zakresie dużych przesunięć ku czerwieni. Jest to jednak cecha bardzo ogólna i przy tak wysokiej elastyczności może być użyta jako funkcja testowa w celu odkrycia sygnału ze zmieniającej się prędkości światła.

Ponadto skoncentrowaliśmy się na większej liczbie przeglądów nieba niż poprzednio, mianowicie na BOSS, DESI⁷, *WFIRST-2.4*⁸ i SKA ponieważ w interesującym nas zakresie przesunięć ku czerwieni, najlepiej nadają się one do naszych celów. Dla BOSS rozważyliśmy $z = 0.05$; dla DESI, $z \in [0.15, 0.55]$; dla *WFIRST-2.4*, $z \in [1.95, 2.75]$, a dla SKA $z \in [0.65, 1.85]$.

Wyniki naszej analizy są pokazane na rysunku 1 i są obrazem graficznym (dla $\Delta c/c_0 = 1\%$) tego, co zostało zaprezentowane wcześniej w tabeli 1. Na czerwono pokazujemy jak wielka liczba symulacji spośród liczby \mathcal{N} , których użyliśmy jest w stanie wykryć sygnał zmiennej prędkości światła na poziomie ufności 1σ ; na zielono i żółto pokazane są odpowiednio poziomy ufności 2σ i 3σ . Można łatwo sprawdzić, że w zakresie przesunięć ku czerwieni $[0.85, 1.45]$, który jest w przybliżeniu pokrywany przez SKA możemy wykryć 1% sygnał od zmiennej prędkości światła na poziomie ufności 3σ w 100% naszych symulacji.

Jak się okazuje, możemy również uogólnić nasze wyniki na przypadek, gdy Wszechświat nie jest przestrzennie płaski. Jeśli zmienia się krzywizna, to kątowna odległość jasnościowa jest definiowana następująco

$$D_A(z) = \begin{cases} \frac{D_H}{\sqrt{|\Omega_k|(1+z)}} \sinh\left(\frac{\sqrt{|\Omega_k|} D_C(z)}{D_H}\right) & \text{dla } \Omega_k > 0 \\ \frac{D_C(z)}{1+z} & \text{dla } \Omega_k = 0 \\ \frac{D_H}{\sqrt{|\Omega_k|(1+z)}} \sin\left(\frac{\sqrt{|\Omega_k|} D_C(z)}{D_H}\right) & \text{dla } \Omega_k < 0, \end{cases} \quad (19)$$

gdzie $\Omega_k \equiv kc_0^2/H_0^2$ jest bezwymiarowym parametrem gęstości krzywizny w dniu dzisiejszym; $D_H = c_0/H_0$ jest promieniem Hubble'a; a odległość radialna we współporuszającym się układzie współrzędnych jest zdefiniowana jako $D_C(z) = D_H \int_0^z \mathcal{F}_c(z')/E(z') dz'$, gdzie założyliśmy, iż $c(z) \equiv c_0 \mathcal{F}_c(z)$ z $\mathcal{F}_c(z) = 1$ dla $z = 0$. Założyliśmy najogólniejszy przypadek jeśli chodzi o zmianę prędkości światła c . Standardowy scenariusz kosmologiczny pojawia się poprzez prostą zamianę $c(z)$

⁷<http://desi.lbl.gov/>.

⁸<http://wfIRST.gsfc.nasa.gov/>.

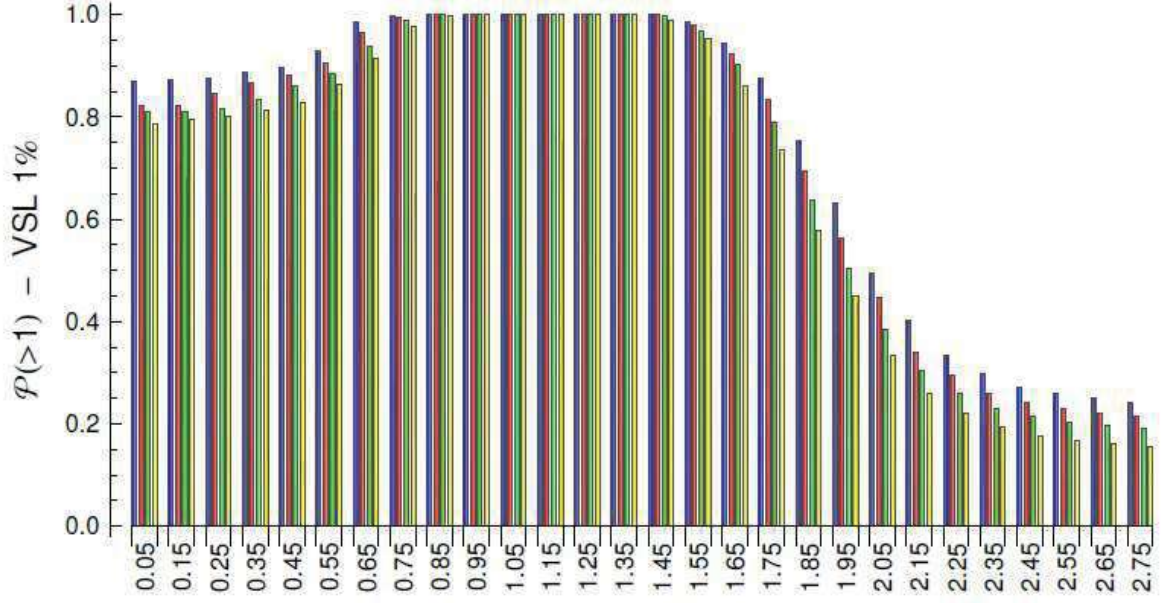


Figure 1: Prawdopodobieństwo detekcji sygnału od zmiennej prędkości światła na poziomie 1% względem stałej wartości $c = c_0$. Kolor niebieski: prawdopodobieństwa wyliczone z najlepiej dopasowanych zrekonstruowanych wartości funkcji $c(z)$; kolor czerwony: prawdopodobieństwa wyliczone na poziomie ufności 1σ ze zrekonstruowanych wartości funkcji $c(z)$; kolor zielony: prawdopodobieństwa wyliczone na poziomie ufności 2σ ; kolor żółty: prawdopodobieństwa wyliczone na poziomie ufności 3σ .

na c_0 . Nawiązując do równania (12) możemy teraz policzyć

$$y_r^{real}(z) \equiv \begin{cases} \frac{c(z)}{H(z)} \cosh\left(\frac{\sqrt{|\Omega_k|} D_C(z)}{D_H}\right) & \text{dla } \Omega_k > 0 \\ \frac{c(z)}{H(z)} & \text{dla } \Omega_k = 0 \\ \frac{c(z)}{H(z)} \cos\left(\frac{\sqrt{|\Omega_k|} D_C(z)}{D_H}\right) & \text{dla } \Omega_k < 0. \end{cases} \quad (20)$$

Najistotniejszym punktem, który powinniśmy tutaj zauważyć jest fakt, iż nawet przy założeniu stałości prędkości światła $c(z) = c_0$, wciąż mamy pewien wkład od niezerowej krzywizny. Zatem przypadek “VSL + płaski wszechświat” mógłby być równoważny przypadkowi “stałe $c(z)$ + krzywizna”. Możemy łatwo opisać w jaki sposób uzyskać i błędnie przypisać sygnałowi od zmiennej prędkości światła sygnał, który pochodzi od niezerowej krzywizny. W szczególności równanie (10) może być uogólnione następująco

$$\frac{D_A(z)H(z)}{c_0} = \Delta_c(z) \cdot \Delta_k(z), \quad (21)$$

gdzie

$$\Delta_k(z) = \begin{cases} \cosh\left(\sqrt{|\Omega_k|} \frac{D_C(z)}{D_H}\right) & \text{dla } \Omega_k > 0 \\ 1 & \text{dla } \Omega_k = 0 \\ \cos\left(\sqrt{|\Omega_k|} \frac{D_C(z)}{D_H}\right) & \text{dla } \Omega_k < 0. \end{cases} \quad (22)$$

Tak jak poprzednio, Δ_c jest wkładem do sygnału danym tylko przez względną zmienność prędkości światła pomiędzy chwilą obecną a chwilą w której był wysłany sygnał o danym przesunięciu

ku czerwieni z . Natomiast Δ_k jest wkładem do sygnału wyłącznie od przestrzennej krzywizny, chociaż w Δ_k wciąż jest nieco sygnału od zmiennego $c(z)$, poprzez definicję odległości w układzie współporuszającym się D_C .

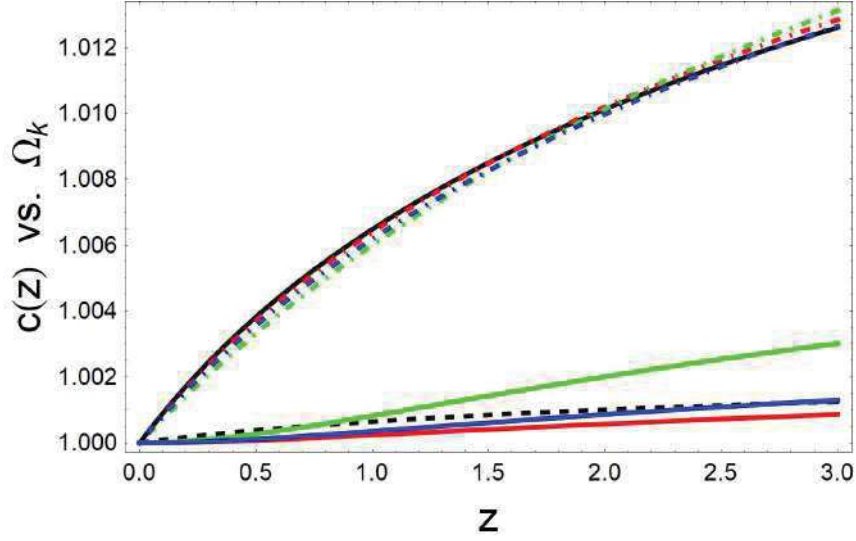


Figure 2: Porównanie sygnałów od zmiennej prędkości światła VSL i krzywizny przestrzennej zgodnie z równaniami (21) - (22). Czarne linie: ciągłe - sygnał 1% od VSL oraz zerowa krzywizna; przerywane - sygnał 0.1% od VSL oraz zerowa krzywizna. Czerwone linie: ciągłe - poprawka od członu krzywiznowego w równaniu (22) dla $\Omega_k = 0.0008$ i przy założeniu, że $c(z) = c_0$; przerywane z kropkami - poprawka od członu krzywiznowego w równaniu (22) dla $\Omega_k = 0.0008$ oraz przy założeniu 0.95% sygnału od VSL. Niebieskie linie: ciągłe - poprawka od członu krzywiznowego (22) dla $\Omega_k = -0.0012$ przy założeniu $c(z) = c_0$; przerywane z kropkami - poprawka od członu krzywiznowego w równaniu (22) dla $\Omega_k = 0.0008$ oraz przy założeniu 0.95% sygnału od VSL. Zielone linie: ciągłe - poprawka od członu krzywiznowego w równaniu (22) dla $\Omega_k = 0.0028$ oraz $c(z) = c_0$; przerywane z kropkami - poprawka od członu krzywiznowego w równaniu (22) dla $\Omega_k = 0.0008$ oraz przy założeniu 0.85% sygnału od VSL.

Najnowsze ograniczenie z sondy kosmicznej *Planck* na krzywiznę przestrzenną to $\Omega_k = 0.0008 \pm 0.002$ na poziomie ufności 68% oraz ± 0.004 na poziomie ufności 95%, pozwala nam na porównanie wkładu od Δ_c i Δ_k . Wyniki są przedstawione na rysunku 2. W celu uzyskania jak najszerszej analizy problemu rozważone zostały dolna i górna granica dla bezwymiarowych parametrów krzywizny: $\Omega_k = -0.0012$ i $\Omega_k = 0.0028$.

Z powyższych rozważań wynikają dwa główne wnioski:

- Realistyczny wkład od krzywizny przestrzennej w naszej metodzie będzie mniejszy niż 0.06% w maksimum kątowej odległości jasnościowej D_A (dla bardziej bezpośredniego i prostszego porównania używamy tego samego kryterium na maksimum, którego użyliśmy w celu zdefiniowania modeli VSL z sygnałem od zmiennej prędkości światła na poziomie 1% i 0.1%) dla $\Omega_k = 0.0008$ (ciągła linia czerwona) i $\Omega_k = -0.0012$ (ciągła linia niebieska). Ten sygnał jest zatem mniejszy od 0.1% sygnału VSL (czarna linia przerywana), który uznaliśmy za niewykrywalny. Górna granica dla $\Omega_k = 0.0028$ daje wkład rzędu 0.15% - nieco większy niż dolna granica, ale wciąż niewykrywalny przez SKA;
- W ogólności czysty sygnał od VSL i czysty sygnał od krzywizny są połączone ze sobą w jeden wspólny sygnał. Jesteśmy w stanie wykryć jedynie ten całkowity sygnał, bez możliwości jego

rozdzielenia. Jedyne co możemy zrobić, biorąc pod uwagę obecne ograniczenia na krzywiznę, to wykryć jednoznacznie 1% sygnał od VSL (ciągła linia czarna) bez względu na wkład od krzywizny. Zakładając istnienie wspólnego sygnału od VSL oraz od niezerowej krzywizny możemy określić, że sygnał od VSL będzie dawał wkład na poziomie ok. 0.95% dla $\Omega_k = 0.0008$ (przerywana czerwona linia z kropkami) i $\Omega_k = -0.0012$ (przerywana niebieska linia z kropkami) oraz na poziomie ok. 0.85% dla $\Omega_k = 0.0028$ (przerywana zielona linia z kropkami) w celu uzyskania detekcji na poziomie 1%. Zatem, przynajmniej w przypadkach dla których pokazaliśmy, że pozwolą one na detekcję sygnału od VSL w przyszłości, krzywizna nie będzie istotnie wpływała na ich jednoznaczne wykrycie. Jednak, jeśli całkowity sygnał miałby być na poziomie niższym od 1%, to wówczas należałoby rozważyć wkład od krzywizny, a przede wszystkim oddzielić go od wkładu od sygnału VSL.

Na koniec chcemy przedyskutować inną możliwość zastosowania formuły (5). W momencie gdy chcemy zorientować się, czy dany model kosmologiczny jest zgodny z danymi obserwacyjnymi, to wydaje nam się, że wystarczy porównać go z tymi danymi. Jeżeli otrzymamy dobre dopasowanie, to wydaje nam się, iż model jest akceptowalny. Ale czy to wszystko? Niestety nie. Dlatego też potrzebne nam są pewne narzędzia statystyczne, które mogłyby być użyte w celu ustalenia, iż dany model jest faktycznie statystycznie lepszy od innego. Tymi narzędziami są tzw. kryteria informacyjne (takie jak Kryterium Informacyjne Akaike [34, 35], Rezydualne Kryterium Informacyjne [36], Bayesowskie Kryterium Informacyjne [37], Odchyleniowe Kryterium Informacyjne [38]) oraz Dowodzenie Bayesowskie [39, 40]. Jednak nawet to wciąż może być niewystarczające. Statystyka potrzebuje pewnych zasad, a te zasady nie są w stanie rozróżnić pomiędzy tym, co jest rzeczywiste, a co nim nie jest. Na przykład dobrze wiadomo, że najbardziej akceptowanym rozwiązaniem w celu wyjaśnienia obecnego przyspieszenia Wszechświata w skalach kosmologicznych jest założenie dominacji stałej kosmologicznej. Ciężko jest walczyć z tym założeniem na bazie statystycznej ponieważ jakikolwiek model, który jest proponowany jako alternatywa, jakkolwiek byłby prosty, zawsze będzie bardziej złożony niż stała i w ten sposób statystycznie dyskryminowany. Wobec tego, po wykonaniu dobrego dopasowania i porównania statystycznego potrzebujemy klarownego i całkowicie jednoznacznego dowodu, który mógłby pomóc nam w wyborze tego, czy innego modelu. W pracy [SA1] pokazaliśmy, że równanie (5) może być użyte do skonstruowania takiego dowodu.

W pracy [SA1] próbujemy przyjrzeć się najbardziej standardowym założeniom, które są podstawą przy tworzeniu proponowanych aktualnie modeli. W szczególności większość z nich oparta jest na założeniu izotropii i jednorodności Wszechświata. Nawet jeśli jest to słuszne w bardzo dużych skalach, to jest dla nas oczywistym, że na pewno na pewnych mniejszych skalach pojawiają się niejednorodności materii. Dodatkowo ostatnimi laty pojawiły się określone dane obserwacyjne, które sugerują konieczność rozważenia niejednorodności. Przykładem są tu: tzw. dipol α obserwowany na podstawie widm kwazarów, który wskazuje na zależność przestrzenną stałej struktury subtelnej [41, 42, 43, 44, 45, 46]; tzw. dipol przepływu ciemnej materii odkryty w pracy [47], gdzie został uzyskany na podstawie obserwacji prędkości własnych galaktyk oraz w pracach [48, 49, 50], gdzie został uzyskany na podstawie efektu Suniajewa-Zeldowicza oraz dipol ciemnej energii znaleziony w pracy [51] i uzyskany na podstawie obserwacji zarówno kwazarów, jak również supernowych typu Ia. Te dane mogą sugerować pewien wielkoskalowy niejednorodny rozkład materii we Wszechświecie mogący być opisanym którymś z modeli niejednorodnych. Wszystkie te obserwacje są zaskakujące i w związku z tym mocno konstataowane. Udoskonalenia dla estymatorów odległości mogą symulować dipol przepływu ciemnej materii dla prędkości galaktyk, ale wciąż niejednorodność ma znaczenie na poziomie ufności 98% [52]. Oficjalnie zespół satelity *Planck* nie znalazł żadnego statystycznego dowodu dla przepływu ciemnej materii [53] ale prace [54, 55] wciąż podkreślają, że on istnieje. Z drugiej strony, statystyczna użyteczność supernowych dla określenia dipola ciemnej energii została uznana za znikomą w pracach [56, 57].

W nawiązaniu do dyskusji nad możliwością pojawienia się niejednorodności we Wszechświecie, w pracy [SA1] rozważaliśmy możliwość, iż niejednorodności kosmologiczne mogą być konsekwencją niejednorodności ciśnienia opisywanych modelem kosmologicznym typu Stephaniego [58]. Ten ogólny model był już wielokrotnie badany zarówno na płaszczyźnie teoretycznej [59, 60], jak również obserwacyjnej [61, 62, 63, 64, 65, 66]. W ramach tej ostatniej nałożono bardzo ściśle ograniczenia na niejednorodności, chociaż nie wyeliminowano ich zupełnie. W pracy SA1 badałem możliwość, że taka niejednorodność może być przyczyną dipola stałej struktury subtelnej α , wiążąc go bezpośrednio z dipolem prędkości światła c . Wszechświat Stephaniego jest rozwiązaniem równań Einsteina dla tensora energii pędu w postaci cieczy doskonałej posiadającym własność konforemnej płaskości. Metryka Stephaniego w sferycznie symetrycznym przypadku ma postać [58, 59]

$$ds^2 = -c_0^2 \frac{a^2}{\dot{a}^2} \left[\frac{\left(\frac{V}{a}\right)^\cdot}{\left(\frac{V}{a}\right)} \right]^2 dt^2 + \frac{a^2}{V^2} [dr^2 + r^2 d\Omega^2], \quad (23)$$

gdzie

$$V(t, r) = 1 + \frac{1}{4} k(t) r^2, \quad (24)$$

oraz $(\dots)^\cdot \equiv \partial/\partial t$. Funkcja $a(t)$ odgrywa rolę uogólnionego czynnika skali, $k(t)$ ma znaczenie zależnego od czasu “indeksu krzywizny”, r jest współrzędną radialną, a c_0 jest (stałą) prędkością światła. Gęstość energii i ciśnienie dane są następującymi równaniami

$$\varrho(t) = \frac{3}{8\pi G} \left[\frac{\dot{a}^2(t)}{a^2(t)} + \frac{k(t)c_0^2}{a^2(t)} \right], \quad (25)$$

$$p(t, r) = w_{eff}(t, r) \varrho(t) c_0^2 = \left[-1 + \frac{1}{3} \frac{\dot{\varrho}(t)}{\varrho(t)} \frac{\left[\frac{V(t, r)}{a(t)}\right]^\cdot}{\left[\frac{V(t, r)}{a(t)}\right]} \right] \varrho(t) c_0^2, \quad (26)$$

i uogólniają standardowe równania Einsteina-Friedmana na przypadek modeli niejednorodnych. W pracy SA1 skupiłem się na modelu opisywanym metryką (23) czerpiąc z prac [59, 60, 66] i biorąc $k(t) = \beta a(t)$ przy $\beta = \text{const.}$, co upraszcza metrykę do postaci

$$ds^2 = -\frac{c_0^2}{V^2} dt^2 + \frac{a^2(t)}{V^2} (dr^2 + r^2 d\Omega^2). \quad (27)$$

Najistotniejszą cechą powyższej metryki (27) jest fakt, że może ona być rozważana jako definiująca przestrzennie zależną efektywną prędkość światła $c(t, r) = c_0/V(t, r)$ lub też może symulować przestrzenną zależność prędkości światła pod warunkiem, że uzmiennimy stałą $c_0 \rightarrow c = c(t)$ w równaniu (27) i zrobimy odpowiednie podstawienie. Nasz wybór jest w pewnym sensie strategiczny ponieważ wybieramy trzy różne postaci sygnału od VSL co odpowiada trzem różnym sposobom wyboru tego, aby sygnał od VSL oraz od niejednorodności były ze sobą splątane:

- Standardowe klasyczne podstawienie bez zmienności c : $c(t) = c_0 = \text{const.}$ W tym przypadku nie ma sygnału od VSL, lecz jest tylko od niejednorodności;
- Podstawienie Barrowa-Magueijo [13]: $c(t) = c_0 a^n(t)$, w którym zakładamy oddzielnie zależności czasowe zarówno dla sygnału VSL jak też dla niejednorodności (która oczywiście też daje zależność przestrzenną);
- Podstawienie “niejednorodne”: $c(t, r) = c_0/V(r, t)$, gdzie zakładamy, iż czasowa zależność prędkości światła jest wewnątrznie powiązana z niejednorodnością.

Biorąc pod uwagę fakt, że przesunięcie ku czerwieni w modelach Stephaniego jest zdefiniowane jako:

$$1 + z = \frac{a_0 V_e}{a_e V_0} , \quad (28)$$

otrzymujemy kątową odległość jasnościową w postaci

$$D_A = \frac{a(t)}{V(t, r)} r = \frac{a_0}{V_0(1+z)} r , \quad (29)$$

ze współrzędną radialną w układzie współporuszającym się daną przez

$$r = \int_{t_e}^{t_0} \frac{c(t) dt}{a(t)} . \quad (30)$$

Teraz możemy otrzymać warunek na maksimum kątowej odległości jasnościowej, z którego uzyskujemy zmodyfikowaną wersję równania (5):

$$c(a, r) = \frac{D_A(a)H(a)}{1 + \frac{\Omega_{\beta,0}}{2} a r^2(a)} , \quad (31)$$

lub równoważnie możemy uogólnić równanie (10) do postaci:

$$\Delta_c(a, r) = \frac{D_A(a)H(a)}{c_0} = \begin{cases} 1 + \frac{\Omega_{\beta,0}}{2} a r^2(a) & \text{dla } c(t) = \text{const.} \\ a^n \left(1 + \frac{\Omega_{\beta,0}}{2} a r^2(a) \right) & \text{dla } c(t) = c_0 a^n(t) \\ \left[\frac{1 + \frac{\Omega_{\beta,0}}{2} a r^2(a)}{1 - \frac{\Omega_{\beta,0}}{4} a r^2(a)} \right] & \text{dla } c(t, r) = \frac{c_0}{V(r, t)} \end{cases} \quad (32)$$

Zauważmy, że nawet w pierwszym przypadku ze stałą prędkością światła, niejednorodność może odgrywać rolę “efektywnej” teorii VSL; w szczególności, niejednorodność może symulować czasową i przestrzenną zależność prędkości światła. Dla pozostałych dwóch podstawień trudno jest rozróżnić pomiędzy czystym sygnałem od VSL i czystą niejednorodnością, ponieważ są one ze sobą mocno sprzężone.

W każdym razie najważniejsze jest tutaj, że znajdujemy taki model Stephaniego, który tak samo dobrze dopasowuje się do danych obserwacyjnych jak model Λ CDM i jest on tylko nieznacznie mniej faworyzowany przez narzędzia statystyczne, ponieważ ma więcej parametrów. Zatem możemy zapytać, czy są jakieś szczególne cechy, które czynią model Stephaniego rozróżnialnym względem standardowego modelu Λ CDM w jednoznaczny sposób? Jak się okazuje kluczowym jest tutaj rozważenie charakterystycznej wielkości Δ_c danej równaniem (32) wyliczonej w maksimum kątowej odległości jasnościowej.

Table 2: Porównanie modelu Stephaniego z danymi kosmologicznymi [SA1].

	H_0	Ω_β	w	n	z_M	Δ_c
$c(t) = c_0 = \text{const.}$	$69.6^{+0.7}_{-0.7}$	$0.682^{+0.022}_{-0.023}$	$-0.014^{+0.004}_{-0.004}$	—	1.553 ± 0.026	1.140 ± 0.011
$c(t) = c_0 a^n(t)$	$69.6^{+0.7}_{-0.6}$	$0.638^{+0.031}_{-0.029}$	$-0.139^{+0.047}_{-0.045}$	$-0.083^{+0.034}_{-0.034}$	1.816 ± 0.132	1.281 ± 0.074
$c(t, r) = c_0/V(r, t)$	$69.6^{+0.7}_{-0.7}$	$0.669^{+0.022}_{-0.022}$	$0.003^{+0.003}_{-0.003}$	—	1.708 ± 0.042	1.200 ± 0.015

W tabeli 2 pokazujemy wartości wszystkich parametrów teoretycznych oraz oszacowanych przez nas poprzez dopasowanie naszych podstawień dla modelu Stephaniego do różnych danych obserwacyjnych w kosmologii. W naszej analizie użyliśmy supernowych typu Ia [67], barionowych oscylacji akustycznych BAO [68] oraz danych z satelity *Planck* dla mikrofalowego promieniowania tła [69]. Należy zauważyć, że pomimo iż parametry kosmologiczne dla każdego modelu są w sposób oczywisty statystycznie spójne ze sobą, to maksimum przesunięcia ku czerwieni znajduje się w bardzo różnych punktach i odchylenie od standardowej wartości $\Delta_c = 1$ jest całkowicie mierzalne. Biorąc pod uwagę ograniczenia z aktualnych danych obserwacyjnych dla modelu Λ CDM, okazuje się, że z_M leży w przedziale [1.57, 1.62] (na poziomie ufności 3σ). Zatem porównując ten zakres z naszymi wynikami zawartymi w tabeli 2 wnioskujemy, iż w pierwszym przypadku nasze modele byłyby odrzucone niemal na poziomie 3σ , podczas gdy podstawienia drugie i trzecie byłyby całkowicie odrzucone. Ponadto, tak jak dyskutowaliśmy to w pracach [SA5] i [SA6], w zasadzie SKA będzie w stanie odkryć 1% odchylenie od wartości stałej prędkości światła na poziomie ufności 3σ w miejscu maksimum przesunięcia ku czerwieni. Jest jasne, że wszystkie modele, które rozważaliśmy tutaj charakteryzują się zmiennością, która jest całkowicie wykrywalna, bowiem ta zmienność sięga 10%. Zatem modele, które rozważamy mają dobrą cechę polegającą na tym, że są one całkowicie falsyfikowalne. Innymi słowy, jeśli żaden sygnał o wielkości rzędu 10% nie będzie odkryty, to będzie oznaczało, że nie mamy do czynienia z jakąkolwiek niejednorodnością, chociaż wciąż możliwy jest niezerowy sygnał od VSL.

4.1.4 Modyfikacja grawitacji w gromadach galaktyk

Teorie ze zmiennymi stałymi fundamentalnymi są uważane za nieco poboczny nurt w próbach uogólnienia ogólnej teorii względności ze względu na konieczność wprowadzenia nowych pól skalar-nych, które mogą mieć bardzo specyficzne własności. Dlatego też najprostszą i najbardziej powszechną metodą badania odchyleń od ogólnej teorii względności jest analiza zjawisk, które są bezpośrednio związane z efektami grawitacyjnymi. Z tego punktu widzenia ostatnie najbardziej dokładne zbiory danych obserwacyjnych związane z dynamiką Wszechświata uzyskane przez satelitę *Planck* [23, 71] wydają się potwierdzać, że model Λ CDM powinien być rozważany jako najlepszy w celu wyjaśnienia zjawisk zachodzących we Wszechświecie. Jednakże jest bezsprzeczne, iż ten model też posiada wiele słabych punktów [9]. W kontekście naszych zainteresowań paradygmat modelu Λ CDM jest oparty na: stałej kosmologicznej (Λ) wprowadzonej w celu wyjaśnienia przyspieszonej ekspansji wszechświata odkrytej po raz pierwszy dzięki obserwacjom supernowych typu Ia w pracach [72]; ciemnej materii jako głównego czynnika formowania się wielkoskalowej struktury Wszechświata oraz jej ewolucji; założeniu że podstawową teorią grawitacji jest ogólna teoria względności Einsteina. Wewnętrzna prostota stałej kosmologicznej czyni ją trudną do obalenia na bazie czysto statystycznej, nawet jeśli ignorujemy jej pochodzenie. Poza tym, wciąż brakuje nam dowodu eksperymentalnego na istnienie odpowiednich kandydatów dla ciemnej materii. Ogólna teoria względności wychodzi zwycięsko z wszelkich prób jej obalenia poprzez spełnianie wielu testów obserwacyjnych [73, 74]. Jednak zarówno problem ciemnej materii, jak też stałej kosmologicznej (jak również uogólnienie stałej kosmologicznej do zależnej od czasu i ewoluującej ciemnej energii) mogą być ściśle związane z faktem przyjęcia ogólnej teorii względności jako teorii grawitacji. Wyjście poza ogólną teorię względności może pozwolić rozwiązać te problemy. Niestety, rozszerzenia czy modyfikacje ogólnej teorii względności mogą być wykonane na zbyt wiele sposobów [75] a ogólna teoria względności jest bardzo dobrze przetestowaną teorią w skalach Układu Słonecznego [76], co nakłada bardzo ostre ograniczenia na jakąkolwiek możliwość jej uogólnienia. Dobrze wiadomo, że większość teorii alternatywnych została wprowadzona w celu konsystentnego rozszerzenia scenariusza ze stałą kosmologiczną oraz w celu stworzenia dobrej bazy

teoretycznej dla wyjaśnienia natury ciemnej energii tzn. dla wyjaśnienia obecnego przyspieszenia Wszechświata w skali kosmologicznej. Te teorie jednak, biorąc pod uwagę obecny stan obserwacji kosmologicznych, są nierozróżnialne właśnie w kontekście problemu, który miałyby rozwiązać.

W plejadzie modeli, które zostały zaproponowane do tej pory, teorie które zawierają tzw. mechanizm ekranowania budzą w ostatnich latach coraz większe zainteresowanie. W istocie rzeczy, większość z nich wymaga wprowadzenia co najmniej pola skalarnego sprzężonego z materią przenoszącego tak zwaną “piątą siłę”, która rozciąga swój zakres oddziaływania od skal długości charakterystycznych dla Układu Słonecznego, do skal kosmologicznych. W obszarach o dużej gęstości, ta siła musi być wygaszana, tak aby nie powodowała odchylenia od ogólnej teorii względności lub co najmniej jeśli nawet nie ma być wygaszana, to nie powinna być wykrywalna za pomocą testów eksperymentalnych, które ewentualnie byłyby w stanie narzucić tylko górną granicę na jej wykrycie [77]. Natomiast w obszarach o mniejszej gęstości pojawiałyby się efekty związane z modyfikacją OTW wraz z odpowiednimi efektami obserwacyjnymi. Konsekwencje obserwacyjne rozważanego mechanizmu ekranowania zależą od wybranego modelu.

W swoich pracach rozważałem dwie wiodące idee dotyczące mechanizmu ekranowania:

- Skalę długości oraz sposób w jaki mechanizm ekranowania znika lub załamuje się powinny indukować cechy obserwacyjne, które pozwolą takie teorie jasno przetestować i sfalsyfikować. W zasadzie powinniśmy być w stanie rozróżnić je od ogólnej teorii względności;
- Użycie tych samych mechanizmów w celu znalezienia związku pomiędzy skalami kosmologicznymi i astrofizycznymi dla dwóch ciemnych sektorów, czyli odpowiednio dla ciemnej energii i ciemnej materii. Zatem byłoby interesujące sprawdzenie, czy te teorie mogą również symulować ciemną materię w skalach astrofizycznych będąc jednocześnie ekranowanymi na mniejszych skalach, takich jak skala Układu Słonecznego, gdzie ich efekty powinny być zaniedbywalne.

W pracach [SA3,SA4] skupiłem się na rodzinie teorii, które charakteryzują się powyższym rodzajem mechanizmu ekranowania - teoriami z polami Galileonowymi. Pola Galileonowe ze swojej konstrukcji są zdefiniowane jako niezmiennicze ze względu na symetrię przesunięcia Galileusza. Ich szczególną własnością jest fakt, że są to teorie wyższego rzędu, ale wciąż prowadzą do równań ruchu drugiego rzędu [78, 79, 80, 81]. Mechanizm ekranowania dla pól Galileonowych nazywany jest ekranowaniem Vainshteina [82] i pojawia się jako konsekwencja manipulacji wkładem od członu kinetycznego do Lagranżjanu w zależności od tego, czy jest to wkład od pochodnych pierwszego rzędu, czy też drugiego rzędu i powiązania tej zależności z zakresem długości.

W ramach szerokiej klasy teorii Galileonowych rozważałem szczególny model zaproponowany w pracy [83], którego główną zaletą jest to, że mechanizm ekranowania Vainshteina może być złamany dla pewnej skali astrofizycznej w związku z czym będzie on miał wpływ na wewnętrzną dynamikę struktur grawitujących. Ta względnie nowa podklasa teorii Galileonowych została zdefiniowana za pomocą Lagranżjanu [83]

$$\frac{\mathcal{L}}{\sqrt{-g}} = M_{Pl}^2 \left[\frac{R}{2} - \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi + \frac{\mathcal{L}_4}{\Lambda^4} \right]. \quad (33)$$

Tutaj g jest wyznacznikiem z metryki, R skalarem Ricciego, Λ skalą masy/stałą, a \mathcal{L}_4 jest definiowane przez

$$\mathcal{L}_4 \equiv -X \left[(\square \phi)^2 - \phi_{\mu\nu} \phi^{\mu\nu} \right] - (\phi^\mu \phi^\nu \phi_{\mu\nu} \square \phi - \phi^\mu \phi_{\mu\nu} \phi_\rho \phi^{\rho\nu}), \quad (34)$$

gdzie ϕ jest polem Galileonu; $\phi_{\mu_1 \dots \mu_n} \equiv \nabla_{\mu_1} \dots \nabla_{\mu_n} \phi$ i $X \equiv -1/2 \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi$ jest standardowym członem kinetycznym; zredukowana masa Plancka pojawiająca się w Lagranżjanie jest zdefiniowana jako $M_{Pl} = (8\pi G)^{-1}$, G jest “gołą” stałą grawitacji Newtona i może się różnić od mierzonej

zwykłej stałej grawitacji Newtona G_N . Zakładając sygnaturę $(-, +, +, +)$ wraz z cechowaniem Newtona, metryka Friedmanna-Lemaître'a-Robertsona-Walkera opisująca zaburzenia ma postać

$$ds^2 = - \left[1 + 2 \frac{\Phi(r, t)}{c^2} \right] c^2 dt^2 + a^2(t) \left[1 - 2 \frac{\Psi(r, t)}{c^2} \right] \delta_{ij} dx^i dx^j, \quad (35)$$

gdzie c jest prędkością światła (tutaj nie rozważam żadnej zmienności tej wielkości), $a(t)$ jest czynnikiem skali, a ϕ i ψ są potencjałami grawitacyjnym i metrycznym. Po zdefiniowaniu parametru

$$\Upsilon \equiv \left(\frac{\dot{\phi}_0}{\Lambda} \right)^4, \quad (36)$$

model może być w pełni scharakteryzowany następującymi równaniami

$$\frac{d\Phi(r)}{dr} = \frac{G_N M(r)}{r^2} + \frac{\Upsilon}{4} G_N M''(r), \quad (37)$$

$$\frac{d\Psi(r)}{dr} = \frac{G_N M(r)}{r^2} - \frac{5\Upsilon}{4} \frac{G_N M'(r)}{r}, \quad (38)$$

gdzie $M(r)$ jest masą zawartą w kuli o promieniu r . Zatem efekt łamania ekranowania jest prosty: wprowadza on nieliniowe odchylenia od ogólnej teorii względności związane z potencjałami poprzez pewne człony, które zależą od lokalnej gęstości. Zauważmy, że parametr teoretyczny Υ mówi nam jak bardzo nowa teoria różni się od grawitacji Einsteina. Ta ostatnia może być odzyskana w granicy $\Upsilon \rightarrow 0$. W najogólniejszym przypadku możemy mieć dwa różne parametry Υ , po jednym dla każdego potencjału (założymy dalej, że Υ_1 jest dla Φ oraz, że Υ_2 jest dla Ψ).

Nawet na mniejszej-niż-kosmologicznej skali, zmodyfikowana teoria Galileonowa może mieć wpływ na dynamikę galaktyk lub gromad galaktyk. Zaczynając od tego punktu naszą ideą było sprawdzenie *czy taki mechanizm ekranowania może zasymulować ciemną materię opisywaną w ramach ogólnej teorii względności*.

W mojej pracy postanowiłem skupić się na gromadach galaktyk, ponieważ są one najlepszymi próbnikami w tym przypadku ze względu na dwie charakterystyczne cechy. Po pierwsze, są one największymi na mniej-niż-kosmologicznej-skali strukturami, których dynamika jest dobrze zbadana. Po drugie, są najlepszymi narzędziami do zastosowania soczewkowania grawitacyjnego jako testu obserwacyjnego. To ma znaczenie fundamentalne, ponieważ soczewkowanie grawitacyjne jest najlepszą drogą do określenia rzeczywistej masy gromady będącą niezależną od lokalnych zjawisk astrofizycznych, które mogą indukować złe oszacowania gęstości masy nie ze względu na oddziaływanie grawitacyjne, lecz ze względu na lokalne zaburzenia gęstości.

W rzeczywistości, zastosowane zostały dwa różne podejścia do problemu. W pracy [SA3] założyliśmy, że pole Galileonu (z pojedynczym parametrem Υ) działa tylko na skali kosmologicznej jako zamiennik ciemnej energii i przestudiowaliśmy jego wpływ na wewnętrzną dynamikę gromad galaktyk. Z kolei w pracy [SA4] założyliśmy, że to samo pole Galileonu z dwoma parametrami Υ może odgrywać również rolę ciemnej materii. Mianowicie, próbowaliśmy dopasować dane obserwacyjne dla gromad galaktyk zakładając, że jedynym substratem z jakich są one zbudowane jest materia barionowa (gaz i galaktyki) i nie ma ciemnej materii, przy czym jej efekty są następstwem oddziaływania pomiędzy polem Galileonu i barionami.

Dane jakimi dysponowaliśmy zostały wzięte z próbki gromad galaktyk obserwowanych przez Przegląd Soczewkowania Gromad oraz Supernowych (Cluster Lensing and Supernovae Survey) za pomocą misji Hubble CLASH [84]. Próbką ta zawierała 20 gromad, dla których otrzymaliśmy estymatory masy dwoma sposobami:

- z obserwacji promieni X [85]: gorący gaz wewnątrz gromad jest podgrzewany do temperatur rzędu tysiąca Kelwinów i emituje w zakresie długości promieniowania rentgenowskiego X. Zakładając sferyczną symetrię oraz, że gaz znajduje się w równowadze hydrostatycznej, jego dynamika może być opisywana za pomocą bezzderzeniowego równania Boltzmannia

$$-\frac{d\Phi(r)}{dr} = \frac{kT_{gas}(r)}{\mu m_p r} \left[\frac{d \ln \rho_{gas}(r)}{d \ln r} + \frac{d \ln T_{gas}(r)}{d \ln r} \right], \quad (39)$$

z którego w ramach ogólnej teorii względności, zakładając standardowy potencjał grawitacyjny Φ , możemy otrzymać

$$M_{tot}(r) = M_{gas}(r) + M_{gal}(r) + M_{DM}(r) = -\frac{kT_{gas}(r)}{\mu m_p G_N} r \left[\frac{d \ln \rho_{gas}(r)}{d \ln r} + \frac{d \ln T_{gas}(r)}{d \ln r} \right]. \quad (40)$$

Lewa strona tego równania daje całkowitą masę gromady M_{tot} dzięki bezpośredniemu użyciu danych obserwacyjnych (gęstości gazu i profili temperatury). Naturalnie, za pomocą obserwowanej gęstości ρ_{gas} można także otrzymać masę gorącego gazu M_{gas} . Zatem równanie (40) jest ogólnie używane do niebezpośredniego uzyskania własności halo ciemnej materii zanurzonego w gromadzie, M_{DM} ;

- z soczewkowania grawitacyjnego [86]: dobrze wiadomo, że grawitacja zakrzywia promienie świetlne i że za pomocą obserwowanych obrazów można zrekonstruować rozkład masy gromady. Wielkością, która jest rekonstruowana z różnych danych soczewkowania grawitacyjnego jest tzw. zbieżność definiowana jako:

$$\kappa(R) = \frac{1}{c^2} \frac{D_l D_{ls}}{D_s} \int_{-\infty}^{+\infty} \nabla_r \left(\frac{\Phi(R, z) + \Psi(R, z)}{2} \right) dz, \quad (41)$$

gdzie R jest 2-wymiarowym promieniem w płaszczyźnie prostopadłej do obserwacji, z kierunkiem linii obserwacji a $r = \sqrt{R^2 + z^2}$ jest 3-wymiarowym promieniem, ∇_r jest operatorem Laplace'a we współrzędnych sferycznych, c jest prędkością światła. Jak wiadomo w ogólnej teorii względności $\Phi = \Psi$, ale w ogólności te potencjały mogą się różnić, jak to dzieje się w naszym modelu Galileonowym.

W mojej analizie wykonałem następujące kroki:

- w pracy [SA3] założyłem, że potencjał grawitacyjny z lewej strony równania (39) jest dany przez równanie (37) i że potencjały wchodzące do równania (41) są dane przez (37) i (38). Również rozważyłem ten sam parametr Υ dla obu potencjałów. Innymi słowy starałem się przetestować, czy modyfikacje Galileonowe są zgodne z oszacowaniem M_{tot} opartym na ogólnej teorii względności. Stąd można było uzyskać górne ograniczenie na to, do jakiego stopnia możemy modyfikować grawitację, wciąż mając dobre dopasowanie do danych obserwacyjnych. W celu wykonania tej analizy, oczywiście musimy rozważyć wszystkie klasyczne składniki gromad takie jak galaktyki, gaz i ciemną materię, które opisywane są przez znany i najczęściej używany profil Navarro-Frenka-White'a (NFW) [87]

$$\rho_{NFW} = \frac{\rho_s}{(r/r_s)(1 + r/r_s)^2}, \quad (42)$$

gdzie jedynymi wolnymi parametrami są gęstość (ρ_s) oraz skala (r_s);

- w pracy [SA4] założyłem, że potencjały (37) - (38) mają dwa różne parametry Υ_1 i Υ_2 oraz że jedyny wkład od materii do gromady jest dany przez masę gazu, która może być oszacowana za pomocą obserwacji promieniowania X. Mając te składniki, próbowałem dopasować profile zbieżności, które są zasadniczo niezależne od wewnętrznej lokalnej dynamiki gromad galaktyk.

Głównym wynikiem pracy [SA3] było to, że teoria Galileonowa daje dokładnie te same przewidywania co ogólna teoria względności. Biorąc pod uwagę obecną dokładność obserwacji nie jest możliwe stwierdzenie różnicy w obu podejściach. Są one które są statystycznie równoważne. Udało się także stwierdzić, że istnieje przewidywanie różnicujące obie teorie związane z wewnętrzną dynamiką struktury gromady, które czyni teorię Galileonową lepszą od klasycznej grawitacji Einsteina, a jest to wynikiem lepszego dopasowania do obserwacji. Wiadomo, że istnieje rozbieżność jeśli chodzi o oszacowanie masy pomiędzy obserwacjami promieniowania X oraz soczewkowaniem grawitacyjnym. Dzieje się tak ponieważ oszacowania z promieniowania X mogą być zaburzone przez lokalne zjawiska fizyczne, które wpływają na te pomiary, podczas gdy soczewkowanie nie jest czułe na te zjawiska a tylko zależy od ogólnego potencjału grawitacyjnego. W wyniku naszej analizy podzieliliśmy wszystkie gromady z naszej próbki na 3 grupy: gromady dla których oddzielna analiza z promieniowania X i soczewkowania są konsystentne na poziomie 1σ ; te, które są konsystentne na poziomie co najmniej 2σ oraz te które są konsystentne co najmniej na poziomie 3σ . Wydaje się że gromady, które są bardziej niespójne i których profile promieniowania X są mniej zaburzone przez możliwe procesy lokalne, należą do grupy pierwszej. W tym przypadku modele Galileonowe dają dobre dopasowanie zarówno do obserwacji promieniowania X, jak również do obserwacji soczewkowania grawitacyjnego i parametr Υ , który określa odchylenie od ogólnej teorii względności ma wartość charakterystyczną $\lesssim 0.086$ na poziomie ufności 1σ ; mniej niż $\lesssim 0.16$ na poziomie 2σ oraz mniej niż $\lesssim 0.23$ na poziomie 3σ . Patrząc na zagadnienie z punktu widzenia statystyki nie możemy powiedzieć, że istnieje dowód faworyzujący ten model względem ogólnej teorii względności. Możemy jedynie oszacować, że model Galileonowy jest tak samo dobry jak ogólnie-teorio-względnościowy w celu wyjaśnienia obserwacji, gdyby rozważano go jako substrat w skali kosmologicznej.

Interesującym zagadnieniem jest, że gromady z innych grup wykazują mocniejsze i bardziej jednoznaczne dopasowanie do modeli Galileonowych. W szczególności wydaje się, że Galileon lepiej redukuje rozbieżność pomiędzy obserwacjami promieni X oraz soczewkowaniem grawitacyjnym niż ogólna teoria względności, symulując w pewien sposób fizykę, która jest z nimi związana poprzez człony, które prowadzą do złamania mechanizmu Vahnshteina. Ale nawet w tym przypadku w celu osiągnięcia statystycznej pewności co do tych rezultatów oraz w celu stwierdzenia w bardziej przekonujący sposób, że rzeczywiste odchylenie od ogólnej teorii względności jest faktem, potrzebujemy lepszych danych obserwacyjnych. "Lepszych" w tym przypadku oznacza takich, które mają zredukowane niepewności systematyczne przy kalibracji, dają lepszy wybór metod modelowania, zawierają większe próbki w celu ograniczenia rozproszenia od stanu relaksacji gromad czy też ich asymetrii. Jest również prawdą, że mogłyby istnieć zjawiska fizyczne w skalach nieliniowych związane z fizyką barionową, które mogłyby być zdegenerowane z efektami Galileonu i takie możliwe degeneracje z nieliniowymi efektami barionowymi powinny być dogłębnie przestudiowane.

W końcu, w pracy [SA4] pokazujemy, że model Galileonowy może być użyty w celu efektywnego zasymulowania ciemnej materii w skali gromad galaktyk. W szczególności wyniki końcowe pokazują, że model Galileonowy jest statystycznie preferowany względem modelu OTW jeśli weźmiemy pod uwagę obserwacje soczewkowania w kontekście zamiennika dla ciemnej materii. Na rysunku 3, który zawiera cztery reprezentatywne przypadki, zauważamy gdzie Galileon zachowuje się lepiej niż OTW. Otóż lepiej dopasowuje się on do danych na średnich i małych odległościach ok.

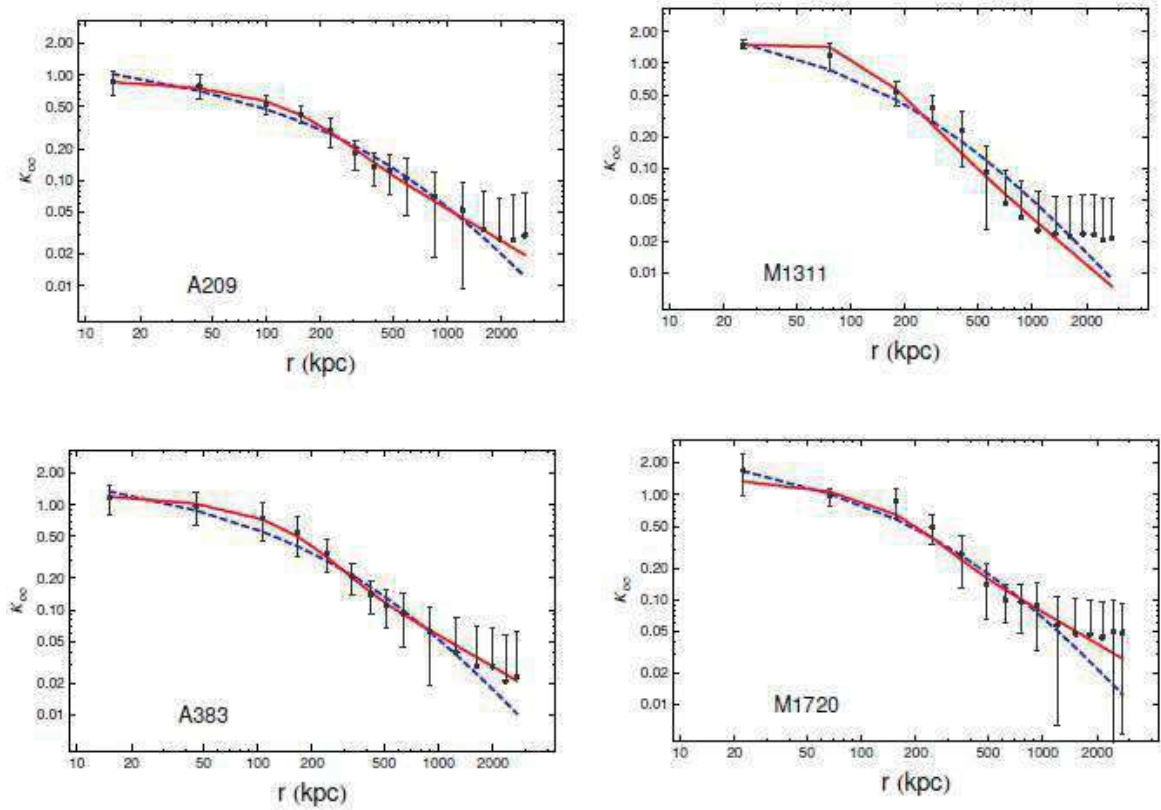


Figure 3: Mapa zbieżności zrekonstruowana na podstawie soczewkowania grawitacyjnego. Kody kolorów: punkty szare - dane obserwacyjne; przerywane niebieskie - OTW+NFW; ciągłe czerwone - Galileon + gaz.

100 – 200 kpc, gdzie lepiej odzwierciedla spadkowy trend zbieżności. Poza tym również zachowuje się lepiej na bardzo dużych skalach powyżej 1 Mpc. Ta ostatnia cecha ma jednak mniejsze znaczenie statystyczne ze względu na większe błędy. Zatem główne udoskonalenie pochodzi od zakresu średnich i małych odległości.

Podsumowując mamy teorię - teorię Galileonową - która może być użyta do wyjaśnienia fenomenu ciemnej energii w skalach kosmologicznych i jednocześnie do wyjaśnienia fenomenu ciemnej materii w skalach astrofizycznych. Lecz zadajmy sobie pytanie, czy to jest faktycznie takie proste? Po pierwsze, musimy podkreślić, że wyniki pracy [SA3] nie mogą być bezpośrednio połączone z wynikami pracy [SA4] z następujących powodów:

- Kiedy porównujemy teorie Galileonowe z ogólną teorią względności, to skala mechanizmu ekranowania lub jego łamania może być łatwo określona poprzez sprawdzenie, gdzie człony dające poprawki zależne od Υ_1 i Υ_2 stają się ważne z punktu widzenia klasycznych poprawek newtonowskich. To jednak ma sens jedynie, gdy porównamy ze sobą teorie OTW+ciemna materia+bariony z teoriami Galileon+ciemna materia+bariony, tak jak w pracy [SA3]. Zamiast tego w pracy [SA4] rozważyliśmy możliwość, dla której człony związane z poprawkami mogły grać rolę ciemnej materii we wszystkich skalach astrofizycznych, które rozważaliśmy. W istocie rzeczy człony związane z parametrami Υ_1 i Υ_2 są ważne na wszystkich skalach. W przeciwnym razie nie byłyby one w stanie działać wymiennie jako ciemna materia wszędzie wewnątrz gromady galaktyk;
- Wartości parametru Υ są bardzo różne. W pracy [SA3] rozważany parametr Υ jest rzędu

$\mathcal{O}(0.1)$ i jest dodatni (z definicji) podczas gdy w pracy [SA4] oba parametry są ogólnie rzędu $\mathcal{O}(10)$ i mogą mieć dowolny znak. Pierwszy z tych rezultatów jest znakomicie zgodny z innymi więzami uzyskanymi z literatury i otrzymanymi w skalach gwiazdowych [88, 89]. Natomiast drugi przypadek z wartościami parametrów Υ jak w pracy [SA4], może prowadzić do pytania, czy takie wartości są faktycznie zgodne z ograniczeniami wynikającymi z testów w Układzie Słonecznym, dla których $\Upsilon \rightarrow 0$. Zadajmy sobie pytanie, czy nasze wyniki są faktycznie niezgodne z ograniczeniami w Układzie Słonecznym? Sądzę, że odpowiedź jest negatywna. Jeśli mielibyśmy jedną gwiazdę w centrum galaktyki a drugą w jej zewnętrznych ramionach, to czy bylibyśmy w stanie lokalnie zmierzyć odchylenie od ogólnej teorii względności dla dowolnej z nich? Wydaje się, że nie. Biorąc pod uwagę samopodobieństwo grawitacji, zawsze otrzymalibyśmy te same ograniczenia na parametr Υ , niezależnie od położenia gwiazd w galaktyce. Ich studnie potencjału są w pewnym sensie izolowane lokalnie w tej skali. Ale takie gwiazdy same są zanurzone w głębszym potencjale tła - galaktyki, która podlega dynamice wewnętrznej. I w tej skali galaktycznej możemy mieć odchylenie od ogólnej teorii względności, jeśli jesteśmy gotowi zinterpretować ciemną materię nie jako rzeczywistą składową materię Wszechświata, ale albo jako pole Galileonu, albo jako efekt geometryczny. Z tego wynika, że lepszą metodą zaprezentowania naszych wyników byłoby stwierdzenie następujące: wykazaliśmy, że w zasadzie jest możliwe wyjaśnienie fenomenu ciemnej materii jako wynik zarówno łamania mechanizmu Vahnshteina oraz ogólnej teorii względności w skalach tak dużych jak te, które testujemy, czyli od 100 kpc do 2 Mpc. W skalach mniejszych, w celu zachowania ogólnej teorii względności musimy wypełnić lukę, tzn. potrzebujemy przeanalizować mniejsze struktury i znaleźć struktury grawitacyjne, które nie wymagają, aby parametr Υ był tak duży, lecz aby osiągał wartość ~ 0.1 lub mniejszą (to może się łatwo wydarzyć, jeżeli będziemy oczekiwać, że materia nie będzie miała żadnego wpływu na skalę Układu Słonecznego). W końcu, w tej pracy mówimy, że skala łamania teorii może nie być skalą kosmologiczną (z Galileonem odgrywającym tylko rolę ciemnej energii), ale również skalą mniejszą pomimo, że jest ona większa niż skala Układu Słonecznego;

- Również chcielibyśmy podkreślić, że w naszej analizie ominęliśmy (ze względu na brak odpowiednich pomiarów) możliwość użycia (co najmniej) centralnych galaktyk w gromadach i to odgrywa ważną rolę w opisie potencjałów gromady w wewnętrznych jej obszarach. W rzeczywistości, dodanie galaktyk daje możliwość obniżenia wartości stałych Υ_1 i Υ_2 (być może w kierunku bezpieczniejszych $\mathcal{O}(1)$ rzędów lub niższych) i tym samym w kierunku zredukowania wkładu od Galileonu w tych regionach.

References

- [1] J.D. Barrow and J. Magueijo, 1998, Phys. Lett. B **443**, 104 (1998).
- [2] J.D. Barrow, Ann. Phys. (Berlin) **19**, 202 (2010).
- [3] S. Alexander, S. Cormack, and M. Gleiser, Phys. Lett. B **757**, 247 (2016).
- [4] J.K. Webb, V.V. Flambaum, C.W. Churchill, M.J. Drinkwater, and J.D. Barrow, Phys. Rev. Lett. **82**, 884 (1999).
- [5] V.A. Dzuba, V.V. Flambaum, and J.K. Webb, Phys. Rev. Lett. **82**, 888 (1999).
- [6] J.K. Webb, M.T. Murphy, V.V. Flambaum, V.A. Dzuba, J.D. Barrow, C.W. Churchill, J.X. Prochaska, and A.M. Wolfe, Phys. Rev. Lett. **87**, 9 (2001).

- [7] J.K. Webb, J.A. King, M.T. Murphy, V.V. Flambaum, R.F. Carswell, and M.B. Bainbridge, Phys. Rev. Lett. **107**, 191101 (2011).
- [8] G.F.R. Ellis, J.-P. Uzan, Am. J. Phys. **73**, 240 (2005).
- [9] P. Bull, Y. Akrami, J. Adamek, J., 2016, Physics of the Dark Universe, **12**, 56-99.
- [10] C. H. Brans, R. H. Dicke, Phys. Rev. **1961**, **124**, 925.
- [11] J.D. Bekenstein, Phys. Rev. **D25**, 1527 (1982).
- [12] A. Albrecht and J. Magueijo, Phys. Rev. **D59**, 043516 (1999).
- [13] J. D. Barrow and J. Magueijo, Phys. Lett. **B 447**, 246 (1999).
- [14] J. D. Barrow and J. Magueijo, Astrophys. J. Lett. **532**, L87 (2000).
- [15] P.P. Avelino, C.J.A.P. Martins, Phys. Lett. **B459**, 468 (1999).
- [16] K. M. Evenson, J. S. Wells, F. R. Petersen, B. L. Danielson, G. W. Day, R. L. Barger, and J. L. Hall, Phys. Rev. Lett. **29**, 1346 (1972)
- [17] A. H. Guth, Phys. Rev. **D 23**, 347 (1981).
- [18] A. D. Linde, Phys. Lett **B 108**, 389 (1982).
- [19] J.W. Moffat, Eur. Phys. J. **C 76**, 130 (2016).
- [20] B. Bassett, R. Hlozek, , arXiv:0910.5224, “*Dark Energy: Observational and Theoretical Approaches*”, Edited by Pilar Ruiz-Lapuente, Published: Cambridge, UK - New York by Cambridge University Press, 2010.
- [21] D. H. Weinberg, M. J. Mortonson, D. J. Eisenstein, C. Hirata, A. G. Riess, E. Rozo, Physics Report **530**, 87-255 (2013).
- [22] S. Weinberg, 1972, *Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity*, John Wiley & Sons, New York.
- [23] Ade, P. A. R., Aghanim, N., Arnaud, M., et al. (*Planck* collaboration), Astron. Astrophys. **594** (2016) A13
- [24] J. Magueijo, Rep. Prog. Phys. **66**, 2025 (2003).
- [25] A. Font-Ribera, P. McDonald, N. Mostek, B.A. Reid, H.-J. Seo, and A. Slosar, J. Cosmol. Astropart. Phys. **05**, 023 (2014).
- [26] S. Yahya, P. Bull, M. G. Santos, et al., Mon. Not. R. Astron. Soc. **450**, 2251 (2015).
- [27] H.-J. Seo and D.J. Eisenstein, Astrophys. J. **665**, 14 (2007).
- [28] M. Seikel, C. Clarkson, M. Smith, J. Cosmol. Astropart. Phys. **06**, 036 (2012); M. Seikel, C. Clarkson, arXiv:1311.6678.
- [29] J.W. Moffat, Int. J. Mod. Phys. **D2**, 351-366 (1993).
- [30] M. Chevallier, D. Polarski, Int. J. Mod. Phys. **D. 10**, 213 (2001).

- [31] E. V. Linder, Phys. Rev. Lett. 90, 091301 (2003).
- [32] R. Jimenez, A. Loeb, Astrophys. J. 573, 37 (2002).
- [33] M. Moresco, Mon. Not. R. Astron. Soc. 450, L16 (2015).
- [34] H. Akaike, IEEE Trans. Auto. Control. **19**, 716 (1974).
- [35] K. P. Burnham, D. R. Anderson, 2002, *Model selection and multimodel inference*, 2nd ed., Springer-Verlag, New York.
- [36] C. Leng, The Residual Information Criterion, Corrected, arXiv:0711.01918.
- [37] G. Schwarz, Annals of Statistics **5**, 461 (1978).
- [38] D. J. Spiegelhalter, N. G. Best, B. P. Carlin, A. van der Linde, J. R. Statist. Soc. B **64**, 583 (2002).
- [39] P. Mukherjee, D. Parkinson, and A.R. Liddle, Astrophys. J. **638**, 51 (2006).
- [40] S. Nesseris and J. Garcia - Bellido, J. Cosmol. Astropart. Phys. **08**, 036 (2013).
- [41] J.K. Webb, J.A. King, M.T. Murphy, V.V. Flambaum, R.F. Carswell, and M.B. Bainbridge, Phys. Rev. Lett. 107, 191101 (2011).
- [42] I.I. Agafonova, P. Molaro, S.A. Levshakov, and J.L. Hou, Astronomy & Astrophysics 529, A28 (2011).
- [43] J.A. King, J.K. Webb, M. T. Murphy, et al., Monthly Not. Royal Astron. Soc. 422, 3370 (2012).
- [44] P. Molaro, M. Centuri3n, J.B. Whitmore, et al., Astronomy & Astrophysics 555, A68 (2013).
- [45] M.R. Wilczynska, J.K. Webb, J.A. King, et al., Monthly Not. Royal Astron. Soc. 454, 3082 (2015).
- [46] I. de Martino, C.J.A.P. Martins, H. Ebeling, D. Kocevski, arXiv: 1605.03053.
- [47] R. Watkins, H. A. Feldman, and M. J. Hudson, Monthly Not. Royal Astron. Soc. **392**, 743 (2009).
- [48] A. Kashlinsky, F. Atrio-Barandela, D. Kocevski, and H. Ebeling, Astrophys. J. 686, 49 (2008).
- [49] A. Kashlinsky, F. Atrio-Barandela, D. Kocevski, and H. Ebeling, Astrophys. J. 691, 1479 (2009).
- [50] A. Kashlinsky, F. Atrio-Barandela, and H. Ebeling, arXiv: 1012.3214 Astrophys. J. (published)
- [51] A. Mariano and L. Perivolaropoulos, Phys. Rev. D 86, 083517 (2012); Phys. Rev. D 87, 043511 (2013).
- [52] R. Watkins, H. A. Feldman, and M. J. Hudson, Monthly Not. Royal Astron. Soc. **447**, 132 (2014).

- [53] P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, et al., *A&A* 561, A97 (2014).
- [54] F. Atrio-Barandela, *A&A* 557, A116 (2013).
- [55] F. Atrio-Barandela, A. Kashlinsky, H. Ebeling, D. J. Fixsen, D. Kocevski *Astrophys. J.* 810, 143 (2015).
- [56] J. Beltran Jimenez, V. Salzano, and R. Lazkoz, *Phys. Lett. B* 741, 168 (2015).
- [57] B. Javanmardi, C. Porciani, P. Kroupa, and J. Pflamm-Altenburg, *ApJ* 810, 47 (2015).
- [58] H. Stephani, *Commun. Math. Phys.* **4**, 137 (1967).
- [59] M.P. Dąbrowski, *J. Math. Phys. (N.Y.)* **34**, 1447 (1993).
- [60] M.P. Dąbrowski, *Astrophys. J.* **447**, 43 (1995).
- [61] M.P. Dąbrowski and M.A. Hendry, *Astrophys. J.* **498**, 67 (1998).
- [62] J. Stelmach and I. Jakacka, *Classical Quantum Gravity* **18**, 2643 (2001).
- [63] W. Godłowski, J. Stelmach, and M. Szydłowski, *Classical Quantum Gravity* **21**, 3953 (2004).
- [64] A. Balcerzak and M.P. Dąbrowski, *Phys. Rev. D***87**, 063506 (2013).
- [65] A. Balcerzak, M.P. Dąbrowski, and T. Denkwicz, *Astrophys. J.* **792**, 92 (2014).
- [66] A. Balcerzak, M.P. Dąbrowski, T. Denkwicz, D. Polarski, D. Puy, *Phys. Rev. D***91**, 083506 (2015).
- [67] R. Amanullah, et al., *Astrophys. J.* 716, 712 (2010).
- [68] C. Blake, S. Brough, M. Colless, et al., *MNRAS* 425, 405-414 (2012).
- [69] Yun Wang, Mi Dai, arXiv: 1509.02198.
- [70] C.L. Bennett, D. Larson, J.L. Weiland, G. Hinshaw, *ApJ* 794, 135 (2014).
- [71] Ade, P. A. R., Aghanim, N., Arnaud, M., et al. (*Planck* collaboration), *Astron. Astrophys.* 594 (2016) A14.
- [72] Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al., 1998, *AJ*, 116, 1009; Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., 1999, *ApJ*, 517, 565.
- [73] Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al., 2016, *Phys. Rev. Lett.*, 116, 061102.
- [74] Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al., 2016, *Phys. Rev. Lett.*, 116, 241103.
- [75] Clifton, T., Ferreira, P. G., Padilla, A., Skordis, C., 2012, *Phys. Rep.*, 513, 1.
- [76] Will, C. M., 2014, *Living Rev.Rel.*, 17, 4.
- [77] Hamilton, P. Jaffe, M., Haslinger, P., Simmons, Q., Muller, H., Khoury, J., 2015, *Science*, 349, 849.
- [78] Nicolis, A., Rattazzi, R., Trincherini, E., 2009, *Phys. Rev. D*, 79, 064036

- [79] Deffayet, C., Esposito-Farèse, G., Vikman, A., 2009, Phys. Rev. D, 79, 084003
- [80] Deffayet, C., Gao, X., Steer, D. A., Zahariade, G., 2011, Phys. Rev. D, 84, 064039
- [81] Deffayet, C., Steer, D. A., 2013, Clas. Quant. Grav., 30, 214006
- [82] Vainshtein, A., 1972, Phys. Lett. B, 39, 393
- [83] Koyama, K., Sakstein, J., 2015, Phys. Rev. D, 91, 124066
- [84] Postman, M., Coe, D., Benitez, N., et al. 2012, ApJS, 199, 25
- [85] Donahue, M., Voit, G. M., Mahdavi, A., 2014, ApJ, 794, 136
- [86] Merten, J., Meneghetti, M., Postman, M., et al., 2015, ApJ, 806, 4
- [87] Navarro, J. F., Frenk, C. S., White, S. D., 1996, ApJ, 462, 563
- [88] Sakstein, J., 2015, Phys. Rev. Lett., 115, 201101
- [89] Sakstein, J., 2015, Phys. Rev. D, 92, 124045

Nimeno Jelens

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

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

- SB1.** Beltrán Jiménez J., Sáez-Gómez D., **Salzano V.**, Lazkoz R., “*Observational constraints on cosmological future singularities*”, Eur.Phys.J. C76 (2016) no.11, 631.

W tym artykule testujemy modele fenomenologiczne zawierające tzw. osobliwości w przyszłości i porównujemy je z danymi obserwacyjnymi w celu znalezienia ograniczeń na czas ich wystąpienia. Mój wkład polegał na wykonaniu wszystkich wymaganych obliczeń numerycznych, omówieniu metody i wyników oraz aktywnym udziale przy pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 35%.

Impact Factor: 4.912 (2016 JCR).

- SB2.** Beltrán Jiménez J., Rubiera-Garcia D., Sáez-Gómez D., **Salzano V.**, “*Cosmological future singularities in interacting dark energy models*”, Phys.Rev. D94 (2016) no.12, 123520.

W tej pracy dyskutujemy w jaki sposób większość znanych z literatury scenariuszy kosmologicznych z osobliwościami może być odwzorowana na scenariusze z oddziaływaniem ciemnej materii z ciemną energią. Badamy jak z tej perspektywy można zdefiniować nowy rodzaj osobliwości, nie rozważanej do tej pory w literaturze. Mój wkład polegał na aktywnym udziale w pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 15%.

Impact Factor: 4.506 (2016 JCR).

- SB3.** Bull P., Akrami Y., . . . , **Salzano V.** (#31), “*Beyond Λ CDM: Problems, solutions, and the road ahead*”, Phys.Dark Univ. 12 (2016) 56-99.

Ta praca jest w pewnym sensie pracą pokonferencyjną z konferencji “*Beyond Λ CDM*”, która odbyła się w Oslo w styczniu 2015 roku. Na tej konferencji współprowadziłem sesję równoległą pt. “*Model selection vs. parameterizations: what do we expect to learn?*”. W pracy zebrano główne wnioski z tej dyskusji. Mój wkład polegał na aktywnym udziale w pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 2%.

Impact Factor: 5.222 (2016 JCR).

- SB4.** Lazkoz R., Leanzbarrutia I., **Salzano V.**, “*Cosmological constraints on fast transition unified dark energy and dark matter models*”, Phys.Rev. D93 (2016) no.4, 043537.

W tej pracy badamy możliwość obserwacyjnego potwierdzenia klasy modeli zintegrowanych ciemnej energii – ciemnej materii, w których ciemna materia i ciemna energia są opisywane pojedynczym substratem podlegającym szybkiemu przejściu fazowemu od jednej postaci do drugiej. Pokazujemy jak ze statystycznego punktu widzenia modele te mogą być odrzucone przy porównaniu ich ze standardowym modelem Λ CDM. Mój wkład polegał na wykonaniu części obliczeń numerycznych, na dyskusji metod i wyników oraz aktywnym udziale przy pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 33%.

Impact Factor: 4.506 (2016 JCR).

SB5. Dąbrowski M.P., Gohar H., **Salzano V.**, “*Varying constants entropic- Λ CDM cosmology*”, Entropy 18(2), 60 (2016).

W tej pracy dyskutujemy zastosowanie scenariusza kosmologicznego z siłą entropową, w którym jej efekt jest kombinowany z efektem zmienności prędkości światła c i stałej grawitacyjnej Newtona G . Po zaproponowaniu trzech modeli teoretycznych testujemy jeden z nich za pomocą danych obserwacyjnych. Mój wkład polegał na wykonaniu wymaganych obliczeń numerycznych, omówieniu metody i wyników oraz aktywnym uczestnictwie w pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 33%.

Impact Factor: 1.743 (2016 JCR).

SB6. Beltran Jimenez J., **Salzano V.**, Lazkoz R., “*Anisotropic expansion and SNIa: an open issue*”, Phys.Lett. B741 (2015) 168-177.

W tej pracy rozważamy możliwość anizotropowej ewolucji Wszechświata używając w tym celu obserwacji gwiazd supernowych typu Ia. Dowodzimy, że w przeciwieństwie do tego co podaje literatura, po uwzględnieniu błędów obserwacyjnych w całej ich złożoności, rozkład przestrzenny tych obserwacji może wpłynąć na wypaczenie przeprowadzonej analizy. Mój wkład polegał na wykonaniu wszystkich wymaganych obliczeń numerycznych, omówieniu metody i wyników oraz aktywnym uczestnictwie w pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 50%.

Impact Factor: 4.787 (2015 JCR).

SB7. Montiel A., **Salzano V.**, Lazkoz R., “*Observational constraints on the unified dark matter and dark energy model based on the quark bag model*”, Phys.Lett. B733 (2014) 209-216.

W tej pracy badamy zgodność z obserwacjami hipotezy, że mała część kwarków i gluonów nie przeszła hadronizacji a także była odporna na utworzenie agregatów kwarkowo-gluonowych, w związku z czym zaczęła się zachowywać jak ciemna materia albo jak ciecz doskonała w formie plazmy kwarkowo-gluonowej rozłożona w skalach kosmologicznych. Mój wkład polegał na wykonaniu wszystkich wymaganych obliczeń numerycznych; omówienie metody i wyników; i aktywnie uczestnicząc w artykułach.

Mój udział procentowy szacuję na około 33%.

Impact Factor: 6.131 (2014 JCR).

SB8. Montiel A., Bretón N., **Salzano V.**, “*Parameter estimation of a nonlinear magnetic universe from observations*”, Gen.Rel.Grav. 46 (2014) 1758.

W tej pracy rozważamy model kosmologiczny z nieliniowym polem magnetycznym sprzężonym z geometrią Robertsona-Walkera i testujemy go za pomocą danych obserwacyjnych. Mój wkład polegał na nadzorowaniu obliczeń numerycznych i pisaniu rozdziału podsumowującego.

Mój udział procentowy szacuję na około 15%.

Impact Factor: 1.771 (2014 JCR).

SB9. Montiel A., Lazkoz R., Sendra I., Escamilla-Rivera C., **Salzano V.**, “*Nonparametric reconstruction of the cosmic expansion with local regression smoothing and simulation extrapolation*”, Phys.Rev. D89 (2014) no.4, 043007.

W tej pracy proponujemy nowe nieparametryczne podejście, które bazuje na minimalnym zbiorze założeń, w celu zrekonstruowania kosmicznej ekspansji Wszechświata jako kombinacji dwóch metod:

LOESS (LOCcally weighted Scatter-plot Smoothing method – lokalnie ważonej metodzie wygładzania rozproszenia) i SIMEX (SIMulation-EXtrapolation method – metodzie symulacyjno-ekstrapolacyjnej). Mój wkład polegał na wykonaniu części obliczeń numerycznych i napisaniu części artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 20%.

Impact Factor: 4.643 (2014 JCR).

- SB10. Salzano V.**, Capozziello S., Napolitano N.N., Mota D.F., “*Unifying static analysis of gravitational structures with a scale-dependent scalar field gravity as an alternative to dark matter*”, *Astron.Astrophys.* 561 (2014) A131.

W tej pracy testujemy alternatywną teorię grawitacji inspirowaną przez mechanizm ekranowania tzw. kameleonu. Fenomenologicznie opieramy się na długości oddziaływania i stałej sprężenia ze zwykłą materią, która zmienia się wraz z lokalnymi własnościami rozważanego układu astrofizycznego. Testujemy model za pomocą wewnętrznej dynamiki gromad galaktyk, galaktyk eliptycznych i spiralnych i uzyskujemy zgodność pomiędzy teorią i obserwacjami. Pokazujemy interesujące korelacje pomiędzy różnymi parametrami modelu oraz stanami ewolucyjnymi rozważanych struktur grawitacyjnych. Mój wkład polegał na wykonaniu wszystkich wymaganych obliczeń numerycznych, omówieniu metody i wyników oraz napisaniu większości artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 70%.

Impact Factor: 5.185 (2014 JCR).

- SB11. Salzano V.**, Wang Y., Lazkoz R., “*Linear dark energy equation of state revealed by supernovae?*”, *Mod.Phys.Lett.* A29 (2014) 1450008.

W tej pracy proponujemy test w celu wykrycia liniowości równania stanu ciemnej energii. Metoda opiera się na wykonaniu łańcucha liniowych interpolacji dla równania stanu ciemnej energii dla różnych wartości przesunięć ku czerwieni i sprawdzeniu, czy uzyskane wyniki są konsystentne. Wnioskujemy, że obecne dane z supernowych są dobrze opisywane liniowym równaniem stanu względem czynnika skali i że nie ma żadnych mocnych dowodów na jakiegokolwiek odchylenie od liniowości. Mój wkład polegał na wykonaniu wszystkich obliczeń numerycznych, omówieniu uzyskanych wyników oraz aktywnym uczestnictwie w pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 75%.

Impact Factor: 1.198 (2014 JCR).

- SB12. Salzano V.**, Rodney S.A., Sendra I., Lazkoz R., Riess A.G., Postman M., Broadhurst T., Coe D., “*Improving Dark Energy Constraints with High Redshift Type Ia Supernovae from CANDELS and CLASH*”, *Astronomy & Astrophysics* 557 (2013) A64.

W tej pracy rozważamy wpływ rozszerzenia próbki danych z supernowych typu Ia dla przesunięć ku czerwieni $z > 1.5$ na poprawę ograniczeń na ciemną energię przy użyciu procedur CANDELS i CLASH realizowanych za pomocą teleskopu Hubble’a. Pokazujemy, że za pomocą próbki 28 supernowych typu Ia przy $z > 1.0$ możemy poprawić niepewność dynamiki parametru w_a dla parametryzacji CPL (Chevalier-Polarski-Lindner) o 21%. Mój wkład polegał na wykonaniu wszystkich obliczeń liczbowych, omówieniu uzyskanych wyników oraz aktywnym uczestnictwie w pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 55%.

Impact Factor: 5.185 (2013 JCR).

- SB13.** Lazkoz R., Alcaniz J., Escamilla-Rivera C., **Salzano V.**, Sendra I., “*BAO cosmography*”, JCAP 1312 (2013) 005.

W tej pracy badamy jak obserwacje BAO wykonane przez przyszłą misję kosmiczną Euclid mogą poprawić ograniczenia na dynamikę ewolucji Wszechświata za pomocą kosmografii - w pełni niezależnej od wyboru modelu metody badania ewolucji kosmosu. Pokazujemy, że przyszłe obserwacje BAO mają potencjał, aby dostarczyć niezależną od wyboru modelu metodę sprawdzenia przyspieszenia ewolucji Wszechświata jak również rozróżnienia pomiędzy standardowym modelem i alternatywnymi mechanizmami kosmologicznego przyspieszenia. Mój wkład polegał na wykonaniu wszystkich obliczeń numerycznych, omówieniu uzyskanych wyników oraz aktywnym uczestnictwie w pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 40%.

Impact Factor: 5.877 (2013 JCR).

- SB14.** Lazkoz R., Montiel A., **Salzano V.**, Sendra I., “*First cosmological constraints on the Superfluid Chaplygin gas model*”, Phys.Rev. D86 (2012) 103535.

W tej pracy studiujemy zastosowanie modelu nadciekłego gazu Chaplygina, który daje zunifikowane podejście do opisu ciemnego sektora Wszechświata jako kondensatu Bosego-Einsteina, który zachowuje się jak ciemna energia w momencie, gdy jest w stanie podstawowym i jak ciemna materia w momencie, gdy jest w stanie wzbudzonym. Mój wkład polegał na wykonaniu wszystkich obliczeń numerycznych, omówieniu uzyskanych wyników oraz aktywnym uczestnictwie w pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 25%.

Impact Factor: 4.691 (2012 JCR).

- SB15.** Lazkoz R., **Salzano V.**, Sendra I., “*Revisiting a model-independent dark energy reconstruction method*”, Eur.Phys.J. C72 (2012) 2130.

W tej pracy dajemy wkład do niezależnych od modelu metod rekonstrukcji ciemnej energii poprzez powtórny analizę modelu, który rekonstruuje bezwymiarową odległość kosmologiczną i jej pierwsze dwie pochodne poprzez użycie dopasowania wielomianowego w różnych oknach przesunięć ku czerwieni. Uaktualniamy tę metodę za pomocą nowych danych obserwacyjnych i opisujemy jej wszelkie zalety i wady. Mój wkład polegał na wykonaniu większości obliczeń numerycznych, omówieniu uzyskanych wyników oraz aktywnym uczestnictwie w pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 33%.

Impact Factor: 5.247 (2012 JCR).

- SB16.** Capozziello S., Lazkoz R., **Salzano V.**, “*Comprehensive cosmographic analysis by Markov Chain Method*”, Phys.Rev. D84 (2011) 124061.

W tej pracy przeprowadzamy szczegółową analizę kosmograficzną, czyli niezależną od modelu analizę dynamiki Wszechświata na dużych skalach długości. Analizujemy wszystkie kroki zawarte w definicji kosmografii – od wielu założeń teoretycznych do problemów związanych z porównaniem z obserwacjami. Ta praca daje pierwszą w literaturze pełną analizę metody i dyskusję, jak kosmografia powinna być użyta dla badania kosmosu. Mój wkład polegał na wykonaniu wszystkich obliczeń liczbowych; omówienie uzyskanych wyników; i aktywnie uczestnicząc w artykułach.

Mój udział procentowy szacuję na około 75%.

Impact Factor: 4.558 (2011 JCR).

SB17. Escamilla-Rivera C., Lazkoz R., **Salzano V.**, Sendra I., “*Tension between SN and BAO: current status and future forecasts*”, JCAP 1109 (2011) 003.

W tej pracy badamy rozbieżność na poziomie ufności co najmniej 2σ pomiędzy parametrami równania stanu uzyskanymi za pomocą pewnych zbiorów danych obserwacyjnych z gwiazd supernowych oraz z barionowych oscylacji akustycznych. Pokazujemy, że ta rozbieżność jest niezależna od parametryzacji równania stanu oraz od wyboru priorów (założeń warunkujących), które mogą być patologicznymi w przyszłości, kiedy dokładność obserwacji wzrośnie i w ten sposób rozbieżność będzie jeszcze bardziej widoczna. Mój wkład polegał na wykonaniu części obliczeń numerycznych, omówieniu uzyskanych wyników oraz aktywnym uczestnictwie w pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 25%.

Impact Factor: 5.723 (2011 JCR).

SB18. Mota D.F, **Salzano V.**, Capozziello S., “*Testing feasibility of scalar-tensor gravity by scale dependent mass and coupling to matter*”, Phys.Rev. D83 (2011) 084038.

W tej pracy rozważamy alternatywny model grawitacji skalarno-tensorowej zdefiniowany za pomocą sprzężenia typu Yukawy pomiędzy polem i materią oraz polem masywnym, którego wartość rośnie wraz z gęstością masy (mechanizm typu kameleonu). Analizujemy trzy różne układy grawitujące jako wyznaczniki kosmologiczne: supernowe typu Ia oraz galaktyki i gromady galaktyk o małej jasności powierzchniowej. Dowodzimy dobrej zgodności teorii z obserwacjami. Mój wkład polegał na wykonaniu wszystkich obliczeń liczbowych, omówieniu uzyskanych wyników oraz aktywnym uczestnictwie w pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 75%.

Impact Factor: 4.558 (2011 JCR).

SB19. Lazkoz R., **Salzano V.**, Sendra I., “*Oscillations in the dark energy EoS: new MCMC lessons*”, Phys.Lett. B694 (2011) 198-208.

W tej pracy studiujemy możliwość wykrycia oscylacji w równaniu stanu ciemnej energii używając różnych zbiorów danych obserwacyjnych. Spośród różnych propozycji, te wybrane jako ”najlepsze” za pomocą analizy statystycznej są porównywane ze standardowym modelem Λ CDM za pomocą zgodnych wymiarowo metod Bayesowskich opartych na kryteriach informacyjnych. W wyniku tego nie znajdujemy znaczącego dowodu przeciw oscylacjom w równaniu stanu ciemnej energii. Mój wkład polegał na omówieniu uzyskanych wyników i aktywnym uczestnictwie w pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 30%.

Impact Factor: 5.255 (2010 JCR).

SB20. Cardone V.F., Tortora C., Molinaro R., **Salzano V.**, “*The global mass - to - light ratio of SLACS lenses*”, Astronomy & Astrophysics 504 (2009) 769-788.

W tej pracy studiujemy składową od ciemnej materii zawartą w galaktykach wczesnego typu koncentrując się szczególnie na obecności znaczącego ułamka ciemnej materii w zakresie obszaru wewnątrz promienia efektywnego. Używając obserwacji soczewkowania grawitacyjnego, parametryzujemy radialny zależność masy do emitowanego promieniowania i znajdujemy dobrą zgodność z obserwacjami, co sugeruje obecność masywnych halo ciemnej materii dla wyjaśnienia własności soczewkowania i dynamiki. Mój wkład polegał na wykonaniu części obliczeń.

Mój udział procentowy szacuję na około 15%.

Impact Factor: 5.185 (2009 JCR).

- SB21.** Capozziello S., **Salzano V.**, “*Cosmography and large scale structure by $f(R)$ gravity: new results*”, Adv. Astron. 2009 (2009) 217420.

W tej pracy dokonujemy przeglądu wyników mojej rozprawy doktorskiej koncentrując się na tym jak rozważane modele mogą być zgodne z danymi obserwacyjnymi używając zarówno analizy w skalach kosmologicznych (kosmografii), jak też danych z gromad galaktyk. Mój wkład polegał na napisaniu większości pracy.

Mój udział procentowy szacuję na około 75%.

Impact Factor: 0.811 (2009 JCR).

5.2 Artykuły recenzowane opublikowane w latach 2005 – 2008 (studia doktoranckie)

- SC1.** Capozziello S., De Filippis E., **Salzano V.**, “*Modelling clusters of galaxies by $f(R)$ -gravity*”, Mon.Not.Roy.Astron.Soc. 394 (2009) 947-959.

W tym artykule pokazujemy zgodność ogólnej klasy modeli alternatywnej grawitacji $f(R)$ z dynamiką gromad galaktyk. Mój wkład polegał na wykonaniu wszystkich obliczeń liczbowych, omówienie uzyskanych wyników oraz aktywnym uczestnictwie w pisaniu artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 70%.

Impact Factor: 5.103 (2009 JCR).

- SC2.** Capozziello S., Cardone V.F., **Salzano V.**, “*Cosmography of $f(R)$ gravity*”, Physical Review D78 (2008) 063504.

W tej pracy pokazujemy jak związać ze sobą niezależne od wyboru modelu podejście w kosmologii (kosmografia) z alternatywną teorią grawitacji ($f(R)$ -gravity) w celu uzyskania ograniczeń kosmograficznych na tą teorię. Mój wkład polegał na: wykonaniu części wymaganych obliczeń i aktywnym wkładzie w pisanie artykułu.

Mój udział procentowy szacuję na około 35%.

Impact Factor: 5.050 (2008 JCR).

5.3 Publikacje pokonferencyjne

- SD1.** “*How to Reconstruct a Varying Speed of Light Signal from Baryon Acoustic Oscillations Surveys*”, **Salzano V.**, Universe 3 (2017) no.2, 35. Proceedings “Varying Constants and Fundamental Cosmology (VARCOSMOFUN’16)”, Szczecin, Poland, September 11-17, 2016.
- SD2.** “*New tests of variability of the speed of light*”, Dąbrowski M.P., **Salzano V.**, Balcerzak A., Lazkoz R., EPJ Web Conf. 126 (2016) 04012. Proceedings “4th International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP 2015)”, Crete, Greece, August 23-30, 2015.
- SD3.** “*Cosmological constraints on fast transition Unified Dark Matter models*”, Lazkoz R., Leanizbarrutia I., **Salzano V.**, J.Phys.Conf.Ser. 600 (2015) no.1, 012028. Proceedings “Spanish Relativity Meeting : Almost 100 years after Einstein Revolution (ERE 2014)”, Valencia, Spain, September 1-5, 2014.

5.4 Podsumowanie bibliometryczne

5.4.1 Impact Factor

Impact factor według roku publikacji (w 2017 r. wykorzystaliśmy dane z roku 2016) oraz punktacji MNiSW wg. listy A z roku 2016.

	Impact Factor JCR	Punktacja MNiSW
Sumaryczny wynik publikacji wchodzących do habilitacji	30.24	225
Sumaryczny wynik wszystkich publikacji	132.057	1000

5.4.2 Liczba cytowań

Ilość cytowań według stanu na dzień 27 październik 2017.

	Web of Science	NASA ADS	inSpire	Google Scholar
Liczba cytowań wszystkich publikacji	359	478	477	546
Liczba cytowań wszystkich publikacji po odjęciu cytowań własnych	335	448	332	–
Index Hirscha	9	11	11	13

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

1. CANTATA (kwiecień 2016 - teraźniejszość): w kwietniu 2016 dołączyłem do projektu (tzw. działania – action) Europejskiego Funduszu COST (Europejska współpraca w dziedzinie nauki i technologii) o nazwie “CANTATA” - *Cosmology and Astrophysics Network for Theoretical Advances and Training Actions*. Links: UE COST strona instytucjonalna [tutaj](#); action oficjalna strona [tutaj](#). Projekt COST ma na celu utworzenie i rozwijanie silnie połączonej sieci badaczy pracujących nad alterantycznymi teoriami grawitacji głównie w Europie (choć jest także otwarta na współpracę z państwami spoza UE). Czteroletni projekt otrzymał fundusze na wsparcie naukowe wizyt (krótko- i długoterminowych) doktorantów i postdoków, którzy uczestniczą w projekcie; organizowanie spotkań, warsztatów, szkół dla studentów studiów doktoranckich i na działania promocyjne. W ramach tego projektu uczestniczę zarówno w zadaniach badawczych jak i organizacyjnych. Jestem jednym z czterech przedstawicieli Polski jako zastępca członka Komitetu Sterującego (inicjatorem działania z Polski był prof. M.P. Dąbrowski) a także zostałem mianowany liderem grupy roboczej “Testy obserwacyjne zmodyfikowanej grawitacji”. Jako taki jestem odpowiedzialny za koordynowanie pracy wśród członków grupy roboczej (obecnie ok. 50 osób), pracującej nad tym tematem. Moim zadaniem jest zagwarantowanie stale utrzymywanego połączenia i wymiany pomysłów pomiędzy członkami grupy i promowanie międzynarodowej współpracy pomiędzy

nimi. Jestem też oficjalnym rzecznikiem grupy. Ponadto kontynuuję swoją własną działalność badawczą w zakresie zmodyfikowanych teorii grawitacji, jako osobisty wkład do projektu;

2. J-PAS (Styczeń 2016 - teraźniejszość): jestem członkiem imiennie i bezpośrednio zaproszonym do projektu “*J-PAS - Javalambre Physics of the Accelerating Universe Astrophysical Survey*” (oficjalna strona [tutaj](#)). J-PAS to planowany (w pełni rozpoczynający się w 2018 r.) projekt fotometrycznego przeglądu nieba, który obejmie ok. 8500 stopni kwadratowych w ciągu około 5 lat. Projekt będzie realizowany w Obserwatorium Astronomicznym Javalambre, ośrodku naukowym zlokalizowanym w Sierra de Javalambre w Teruel w Hiszpanii, wyposażonym w dwa teleskopy. Badanie wykorzysta system 56 wąskopasmowych filtrów optycznych i będzie prowadzone za pomocą teleskopu o średnicy 2.5 m. Układ filtracyjny teleskopu został zoptymalizowany tak, aby obserwował on galaktyki do $z \sim 1.3$, linie emisyjne galaktyk do $z \sim 2.5$ i kwazarów do $z \sim 6$. W ten sposób za pomocą J-PAS będzie można mieć wgląd w naturę ciemnej energii i wzrost perturbacji materii poprzez bariowe oscylacje akustyczne (BAO). Moim zadaniem jest praca w ramach grupy teoretycznej, gdzie jestem odpowiedzialny za pisanie i uruchamianie kodów liczbowych do przeprowadzania prognoz kosmicznych metodą macierzy Fishera w oparciu o obserwacje widma mocy galaktyk. J-PAS będzie jednym z najbardziej konkurencyjnych badań fotometrycznych skupiających się na BAO. Jestem także zaangażowany w projekt mający na celu znalezienie najlepszego sposobu wykorzystania metody macierzy Fishera dla niektórych testów, które mogłyby być przeprowadzone przez BAO (weryfikacji Zasady Kopernika, dualności, pomiaru krzywizny geometrii Wszechświata);
3. EPI (Styczeń 2013 - Sierpień 2014): pracowałem najpierw jako pełnoprawny członek, a potem po zakończeniu mojej formalnej umowy w 2014 roku, jako zewnętrzny współpracownik w projekcie “*EPI - Exploring the Physics of Inflation*” (oficjalna strona [here](#)). Projekt był bezpośrednio finansowany przez Hiszpańskie Ministerstwo Nauki i Innowacji poprzez program “CONSOLIDER-Ingenio” i obejmował kilka grup i instytucji badawczych z Hiszpanii i Europy. Przeprowadziłem symulacje w celu ustalenia jakich ograniczeń dotyczących parametrów inflacyjnych (w szczególności na amplitudzie fal grawitacyjnych) można było się spodziewać się w eksperymencie “QUIJOTE - Q, U, I Joint TEnerife” w zależności od czułości teleskopów i innych parametrów konstrukcyjnych. W tym celu wykorzystywałem głównie program CosmoMC ([dostępny tutaj](#)) i CAMB ([dostępny tutaj](#)). Dzięki projektowi zdobyłem doświadczenie w zakresie najczęściej stosowanych procedur, które mogą obliczyć wszystko, co jest potrzebne do badania widma pierwotnego zaburzeń gęstości, promieniowania i materii, a także uzyskałem wiedzę fachową w zakresie modyfikowania i używania obu tych metod.

5.6 Międzynarodowe i krajowe nagrody za działalność naukową

- 06.2017 Nagroda “Zachodniopomorski Nobel 2016” w dziedzinie nauk podstawowych, prestiżowa nagroda przyznawana przez Zachodniopomorski Klub Liderów Nauki. Nagrodę otrzymałem za “zapropozowanie i opracowanie nowatorskiej metody kosmologicznego pomiaru prędkości światła za pomocą “kosmicznej linijki” oraz “kosmicznego zegara” oraz za szereg prac obserwacyjnych służących testowaniu modeli ze zmienną prędkością światła oraz modeli ciemnej energii jako alterantycznych teorii grawitacji” (co obejmuje większość osiągnięcia naukowego stanowiącego podstawę tej procedury habilitacyjnej). Linki: [Wyborcza Szczecin](#); [Onet.pl](#); [Nauka w Polsce](#); [TVP3 Szczecin](#).

5.7 Referaty wygłoszone w naukowych ośrodkach zagranicznych oraz krajowych.

- 09.2017 Wykład zaproszony w sesji równoległej “Grawitacja i kosmologia” na 44 Zjeździe Fizyków Polskich organizowanym przez Oddział Wrocławski PTF. Tytuł: “*Varying speed of light signatures in cosmological data*”. Oficjalna strona konferencji, [tutaj](#);
- 05.2017 Seminarium dla Grupy Astrofizycznej w Narodowym Centrum Badań Jądrowych w Warszawie. Tytuł: “*Varying speed of light signatures in cosmological data*”. Oficjalne ogłoszenie na stronie grupy,
- 11.2016 Pierwsze spotkanie projektu “CANTATA”, które odbyło się na Wydziale Nauki Uniwersytetu w Lizbonie (Portugalia). Prezentacja lidera grupy roboczej “Testy obserwacyjne zmodyfikowanej grawitacji”, określająca jej rolę, cele i przyszłe działania. Program spotkania dostępny jest na stronie: [link](#);
- 09.2016 Wykład w sesji równoległej na konferencji VARCOSMOFUN’16’ organizowanej przez Szczecińską Grupę Kosmologiczną, Instytut Fizyki, Uniwersytet Szczeciński. Tytuł: “*Recovering a redshift-extended VSL signal from future galaxy surveys*”. Program dostępny na stronie [link](#);
- 09.2015 Wykład w sesji równoległej na konferencji COSMO15 - XIX Międzynarodowa Konferencja Fizyki Cząstek i Kosmologii” na Uniwersytecie Warszawskim. Tytuł: “*Measuring the speed of light with Baryon Acoustic Oscillations*”. Program dostępny na stronie [link](#);
- 04.2015 Wykład wygłoszony na seminarium Instytutu Fizyki Uniwersytetu Szczecińskiego. Tytuł: “*Measuring the speed of light with Baryon Acoustic Oscillations*”. Program dostępny na stronie [link](#);
- 01.2015 “Beyond LCDM” konferencja zorganizowana przez Instytut Teoretycznej Astrofizyki Uniwersytetu w Oslo (Norwegia). Współprzewodniczenie dyskusyjnej sesji równoległej: “*DE model selection and parametrisations: What do we expect to learn about DE from forthcoming data?*”;
- 12.2014 Seminarium w Instytucie Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego. Tytuł: “*Alternative Chameleon-inspired gravity: a phenomenological and observational approach*”. Oficjalne ogłoszenie na stronie
- 07.2014 Wykład na seminarium Grupy Kosmologicznej w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Szczecińskiego. Tytuł: “*Alternative gravities vs dark energy: an observational and phenomenological approach*”;
- 06.2013 Wykład na konferencji “Konferencja EPI 2013”, która odbyła się w Instytucie Fizyki Kantabrii (IFCA) w Santander (Hiszpania). Tytuł: “*Constraints on inflationary models with Planck and Quijote*”;
- 10.2008 Wykład na “VIII Kongresie Narodowym - INFN (Narodowy Instytut Fizyki Jądrowej) - Iniziativa Specifica NA12” na Uniwersytecie Salerno. Tytuł: “*Cosmography of $f(R)$ gravity*”.

Ninens Jelens

6 Dorobek dydaktyczny i popularyzatorski

6.1 Dorobek dydaktyczny

6.1.1 Zajęcia uniwersyteckie

Postdoktorant 2014	“Wprowadzenie do morfologii kinematyki i dynamiki galaktyk. Wprowadzenie do kosmologii teoretycznej i obserwacyjnej” 4 godziny wykładu na kursie “Astrofizyka” czwartego roku fizyki magisterskiej na Uniwersytecie Kraju Basków.
Postdoktorant 2013	“Summer Scientific Campus Programm 2013” 25 godzin wykładów dla “Programa Campus científicos de verano 2013” organizowanego przez “Ministerio de Educacion, Cultura y Deporte” Hiszpanii oraz Fundację “Fundacion Espanola para la Ciencia y la Tecnologia (FECYT)”.
Postdoktorant 2012	“Wprowadzenie do kosmologii” 8 godzin wykładu na kursie “Grawitacja i kosmologia” czwartego roku fizyki magisterskiej na Uniwersytecie Kraju Basków.
Postdoktorant 2012	“Wprowadzenie do soczewkowania grawitacyjnego” 2 godziny wykładu na kursie “Fizyka” czwartego roku fizyki magisterskiej na Uniwersytecie Kraju Basków.

6.1.2 Opieka nad studentami

Doktorant 2016-2020	Współpromotor (wraz z prof. Ruth Lazkoz Saez) doktorantki Marii Ortiz Baños, Uniwersytet Kraju Basków. Praca koncentruje się na obserwacyjnych testach alternatywnej teorii grawitacji $f(R)$.
Doktorant 2014-2018	Współpromotor (wraz z prof. Ruth Lazkoz Saez) doktoranta Iker Leanizbarutia, Uniwersytet Kraju Basków. Praca koncentruje się na obserwacyjnych testach ciemnej energii.
Doktorant 2014-2017	Promotor pomocniczy (promotor - prof. Mariusz P. Dąbrowski) doktoranta Hussaina Gohara, Uniwersytet Szczeciński. Tytuł pracy: “ <i>Thermodynamical aspects of black holes and cosmological horizons in varying fundamental constants theories</i> ” (obrona 25.10.2017).
Licencjat 2010-2011	Współpromotor (wraz z prof. Ruth Lazkoz Saez) studenta 3-go roku, Unai Alvarez Rodriguez, Uniwersytet Kraju Basków. Tytuł: “ <i>Discovering Dark Energy: history and results</i> ”.

6.2 Dorobek popularyzatorski

02.2016	Popularne podsumowanie pracy [SB1] o możliwych obserwacyjnych ograniczeniach dotyczących osobliwości kosmologicznej w przyszłości na zaproszenie naukowego czasopisma internetowego <i>New Scientist</i> . Dostępne pod następującym linkiem .
04.2015	Informacja o wyniku osiągniętym w pracy [SA7] w Biuletynie Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego (MNiSW) z dnia 10 kwietnia 2015 r. Dostępne pod następującym linkiem .

- 04.2015 Popularnonaukowe podsumowanie pracy [SA7] o pomiarze prędkości światła na skalach kosmologicznych na zaproszenie portalu internetowego *Phys.Org* - portalu naukowego, badawczego i technologicznego dostarczającego najnowszych wiadomości o osiągnięciach nauki. Dostępne pod następującym [linkiem](#).

6.3 Organizacja konferencji naukowych

- 09.2017 Członek Komitetu Organizacyjnego Szkoły Naukowej “ Λ CDM and Beyond: Cosmology Tools in Theory and in Practice. A CANTATA Cost-Action Summer School”, która odbyła się w Korfu (Grecja) w dniach 4 – 14 września. Szkoła jest częścią działań szkoleniowych dla doktorantów młodych naukowców, dla których projekt COST CANTATA otrzymał finansowanie z Unii Europejskiej. Link szkoły, [tutaj](#).
- 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. Strona internetowa konferencji [tutaj](#). Współredaktor specjalnego numeru elektronicznego czasopisma naukowego *Universe*, w którym zostały umieszczone prace pokonferencyjne. Odnośnik do woluminu [tutaj](#).

6.4 Recenzje prac w czasopismach

- Recenzent dla Physical Review Letters; Physical Review D; Physics Letter B; The Astronomical Journal; The European Physical Journal C; General Relativity and czasopism: Gravitation; Acta Physica Polonica.
(ok. 20 artykułów)

Ryszard J. Głowacki