

Modele Wszechświata dla początkujących

Część 4: Jak dawno? Jak daleko?

Szymon CHARZYŃSKI*

*Katedra Metod Matematycznych Fizyki,
Wydział Fizyki Uniwersytetu
Warszawskiego

Astronomowie regularnie zadziwiają nas kolejnymi fascynującymi odkryciami dotyczącymi obiektów znajdujących się w niewyobrażalnych odległościach od nas, liczonych w miliardach lat świetlnych. Niejednokrotnie spotkałem się z pytaniem, co *tak naprawdę* znaczy ta odległość. Tego rodzaju dyskusja odbyła się także w redakcji *Delfy* przy okazji omawiania *Aktualności* do Δ_{20}^{10} napisanych przez naszego człowieka w LIGO-Virgo-KAGRA, Michała Bejgera. Tekst dotyczył detekcji sygnału promieniowania grawitacyjnego pochodzącego ze źródła GW190521. Pojawiła się w nim informacja, że odległość do źródła sygnału wynosi 5,3 Gpc, czyli około 17 miliardów lat świetlnych, ale zdarzenie będące źródłem sygnału nastąpiło około 7 miliardów lat temu. Powstaje oczywiście wątpliwość, czy podane informacje nie są sprzeczne i czy nie została tu popełniona zwykła literówka. Okazuje się, że redagując teksty popularnonaukowe, należy zawsze zachować ostrożność... ponieważ o żadnej literówce ani sprzeczności nie ma tu mowy. Trzeba tylko dobrze zdefiniować, co to znaczy „jak daleko”.

O którą odległość chodzi? Informacje o odległych obiektach astronomicznych docierają do nas jako sygnały promieniowania elektromagnetycznego lub grawitacyjnego. Choć umiejętność rejestrowania tego drugiego ludzkość opanowała stosunkowo niedawno, to informacje pozyskane dzięki detekcjom fal grawitacyjnych są bardzo istotne z punktu widzenia kosmologii. Oba te rodzaje promieniowania rozchodzą się w próżni z tą samą skończoną prędkością, zwaną *prędkością światła* i zwyczajowo oznaczaną c . Dlatego rejestrację sygnału od jego emisji dzieli nie tylko duża odległość, ale również długi czas. Ponieważ Wszechświat się zmienia, to jego stan w chwili detekcji jest inny, niż był w chwili emisji. W szczególności skala odległości we Wszechświecie uległa zmianie – Wszechświat się rozszerzył i odległości między Galaktykami wzrosły.

Kiedy więc ktoś podaje odległość do źródła sygnału, to możemy mieć wątpliwości, którą z następujących możliwości ma na myśli:

- A. odległość do źródła w chwili emisji sygnału,
- B. drogę, jaką pokonał sygnał,
- C. odległość do źródła w chwili rejestracji sygnału.

Odległość B jest jednoznacznie powiązana z czasem, jaki upłynął od emisji – stosunek drogi, jaką pokonał sygnał, do czasu to po prostu prędkość światła c . Zauważmy dalej, że z punktu widzenia fotonu lecącego przez rozszerzający się Wszechświat przestrzeń puchnie zarówno przed nim, jak i za nim. Oznacza to, że odległość B znajdzie się pomiędzy A i C. Czyli wymienione odległości w rozszerzającym się Wszechświecie będą uporządkowane rosnąco od A do C (w szczególności będą różne). W większości przypadków, gdy astronomowie mówią o odległości, to podają odległość C (jeżeli nie jest wprost powiedziane, że chodzi o coś innego).

Warto tutaj podkreślić, że do wyznaczenia relacji pomiędzy tymi trzema rodzajami odległości konieczne jest odwołanie się do modelu matematycznego. Model taki opisuje losy źródła po emisji sygnału, który odbieramy.

W przypadku sygnałów, które leciały do nas miliardy lat, oznacza to obliczanie na podstawie modelu, jak zmieni się odległość do źródła w czasie miliardów lat, które upłyną po akcji emisji. To, jaki model kosmologiczny przyjmujemy jako „obowiązujący” do opisu naszego Wszechświata, ma więc kluczowe znaczenie. Dlatego warto zastanowić się nad tym, co astronomowie mierzą, a co wyliczają z modelu.

Co mierzymy bezpośrednio? Fala elektromagnetyczna lub grawitacyjna docierająca do naszego detektora jest opisywana przez dwa parametry: częstotliwość i amplitudę. Obie te wielkości możemy mierzyć. Zwykle sygnał jest kombinacją fal o różnych częstotliwościach i amplitudach. Zależność amplitudy od częstotliwości nazywamy widmem sygnału – i to jest coś, co mierzymy.

Pierwsza detekcja fal grawitacyjnych miała miejsce w 2015 roku, o czym pisaliśmy w *Aktualnościach* w Δ_{16}^4 .



Pewne własności takich modeli kosmologicznych omówiliśmy w poprzednich częściach tego cyklu, Δ_{23}^1 , Δ_{23}^2 i Δ_{23}^3 .



Rozwiązanie zadania F 1070.

Gdy źródło jest odległe, możemy założyć, że kierunki, z jakich dźwięk dociera do każdego z uszu, są równoległe. Wówczas różnica rejestrowanych czasów dotarcia do uszu będzie spełniała związek:

$$c\Delta t = d \sin \alpha,$$

α oznacza tu kąt, z jakiego dociera dźwięk. Kąt α mierzymy od prostopadłej do prostej łączącej uszy (od kierunku na wprost przed nami). Oznacza to, że jesteśmy w stanie rozpoznać kąt

$$\alpha = \arcsin \frac{c\Delta t}{d}.$$

Dla przyjętych w treści danych $\alpha \approx 0,9^\circ$. Taka jest minimalna wartość odchylenia, jaką jesteśmy w stanie rozpoznać w sytuacji, kiedy stoimy (prawie) przodem do źródła dźwięku, czyli o ile kierunek do źródła jest odchylony od kierunku na wprost.

Rozpatrzmy z kolei przypadek, gdy dźwięk dochodzi dokładnie z prawej lub lewej strony ($\alpha = \pm 90^\circ$), i jakie odchylenie od tego kierunku jesteśmy w stanie rozpoznać w tej sytuacji. Dla $\alpha = \pm 90^\circ$ różnica czasów wynosi $T = d/c \approx 650 \mu s$. Kierunek bliski $\alpha = 90^\circ$ będziemy w stanie rozpoznać, gdy różnica czasów wynosi $T - \Delta t$, czyli dla

$$\alpha_{max} = \arcsin \frac{c(T - \Delta t)}{d}.$$

Dla przyjętych danych $\alpha_{max} \approx 10^\circ$, i jest to dokładność rozpoznania kierunku dźwięku z lewej lub prawej strony, która jest znacznie gorsza niż dla dźwięków dochodzących z kierunku na wprost. Innym mechanizmem oceny kierunku jest przesunięcie fazowe sygnałów docierających do uszu oraz porównanie natężeń dźwięku odbieranego przez lewe i prawe ucho. Ale to już temat na inne zadanie.

Skrót FLRW pochodzi od nazwisk Friedman–Lemaître–Robertson–Walker.

W innych modelach, w szczególności modelach FLRW z niezerową krzywizną, odległość jasnościowa i właściwa odległość w chwili detekcji nie muszą być równe. W ogólniejszych modelach lista możliwych definicji odległości jest dłuższa niż ta podana w niniejszym artykule.

Jeżeli dysponujemy dodatkową wiedzą na temat amplitudy lub częstotliwości sygnału w chwili jego emisji, to porównując te parametry ze zmierzonymi wartościami, możemy obliczyć, ile razy zmalała amplituda sygnału lub o jaki czynnik zmieniła się częstotliwość.

W widmach promieniowania elektromagnetycznego obserwuje się charakterystyczne wzory linii emisyjnych lub absorpcyjnych, które odpowiadają przejściom pomiędzy poziomami elektronów w atomach. Częstotliwości fal emitowanych lub pochłanianych w wyniku takich przejść w atomie znamy dokładnie z doświadczeń laboratoryjnych. Widma odległych obiektów są przesunięte (najczęściej w stronę niższych częstotliwości). To przesunięcie, czyli różnicę częstotliwości, jesteśmy w stanie zmierzyć.

Jeżeli znamy mechanizm stojący za emisją sygnału, to czasami możemy dysponować dodatkową wiedzą na temat amplitudy emitowanego sygnału. Na przykład na podstawie obserwacji ustalono, że wszystkie supernowe tego typu osiągają podobną jasność maksymalną. Porównując tę wzorcową jasność ze zmierzoną jasnością, możemy obliczyć, jak zmalała amplituda fali elektromagnetycznej po drodze. Supernowe typu Ia są przykładem tzw. *świecy standardowej*, czyli obiektu, którego obserwacje wykorzystuje się do wyznaczania odległości.

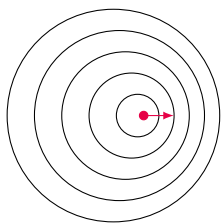
Przeanalizujemy teraz, jak zmienia się amplituda i częstotliwość fali rozchodzącej się w rozszerzającym się Wszechświecie. Przyjmijmy najprostszy model FLRW z zerową krzywizną, który omówiony był w poprzednich częściach w Δ_{23}^2 i Δ_{23}^3 .

Zmiana amplitudy. Zaczijmy od przypadku statycznego (niezmieniającego się w czasie) Wszechświata o zerowej krzywiznie (czyli takiego, w którym obowiązuje zwykła euklidesowa geometria), w którym nie mamy problemu ze zdefiniowaniem odległości od źródła do odbiorcy – jest ona stała i możemy ją oznaczyć jako r . Wiadomo, że energia fali jest proporcjonalna do kwadratu amplitudy, i żeby znaleźć zależność amplitudy fali od r , możemy skorzystać z zasady zachowania energii. Całkowita energia przechodząca w jednostce czasu przez powierzchnię otaczającą źródło sfery o promieniu r musi być więc stała i niezależna od r . Z drugiej strony, wraz ze wzrostem r energia ta rozkłada się na coraz większą powierzchnię równą $4\pi r^2$. Oznacza to, że *natężenie* fali (energia przechodząca w jednostce czasu przez jednostkę powierzchni) maleje proporcjonalnie do $1/r^2$, a amplituda fali maleje jak $1/r$.

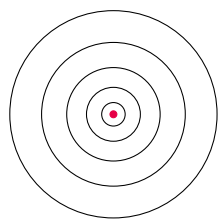
W rozszerzającym się Wszechświecie również obowiązuje zasada zachowania energii. Należy jednak dobrze się zastanowić, czym w tym wypadku jest odległość r . Ma to być promień sfery, na powierzchni której rozkłada się energia fali w chwili detekcji, czyli odległość typu C na naszej liście. W tym przypadku w chwili detekcji odległość od źródła do czoła sygnału jest taka sama we wszystkich kierunkach i jest właśnie odległością C. Odległość wyznaczaną z zasady zachowania energii nazywa się *odległością jasnościową* i jest ona równa odległości C w rozważanym przez nas Wszechświecie opisywanym modelem FLRW z zerową krzywizną. Oznacza to, że przyjmując taki model Wszechświata w pomiarach z wykorzystaniem świec standardowych, wyznacza się właściwą odległość, jaka dzieli nas od źródła w chwili wykonywania pomiaru (dla fal grawitacyjnych ich odpowiednikiem są tzw. *syreny standardowe*, o których więcej piszemy na marginesie na następnej stronie).

Zmiana częstotliwości. Kiedy mija nas karetka emitująca sygnał dźwiękowy, to wysokość dźwięku jest wyższa, gdy karetka się do nas zbliża niż wtedy, gdy się od nas oddala. Jest to znany ze szkoły *efekt Dopplera*. Czasami przesunięcie widm oddalających się od nas galaktyk tłumaczy się właśnie efektem Dopplera, nie do końca poprawnie. Taki efekt oczywiście występuje, ale oprócz standardowego efektu Dopplera występuje dodatkowo zmiana częstotliwości będąca skutkiem rozszerzania się przestrzeni.

Żeby lepiej zrozumieć różnicę między tymi dwoma zjawiskami, wykonajmy pewien eksperyment myślowy. Kiedy obserwujemy falę w jednym punkcie, to widzimy wahania jakiejś wielkości (np. natężenia pola elektrycznego) wokół zera



Rys. 1. Efekt Dopplera. Źródło sygnału (np. karetką na sygnale) porusza się w prawo. Środki okręgów (sfer w przestrzeni trójwymiarowej) odpowiadających frontom falowym znajdują się w różnych punktach. Środek danego okręgu znajduje się tam, gdzie źródło było w chwili emisji danego frontu falowego



Rys. 2. Fronty falowe w rozszerzającej się przestrzeni. Źródło emituje falę o stałej długości, jednak rozszerzanie się przestrzeni powoduje, że odległość między frontami rośnie wraz z upływem czasu, czyli rośnie również wraz z odległością od źródła

W rzeczywistości różne przyczyny przesunięcia się widma spektroskopowego mogą występować jednocześnie. Oprócz przesunięcia będącego skutkiem ruchu (efekt Dopplera) występuje jeszcze przesunięcie grawitacyjne. Jest ono związane z tym, że długość fali uciekającej z głębokiej studni potencjału grawitacyjnego rośnie. Mierzając samo przesunięcie widma, nie jesteśmy w stanie dokładnie określić, jaki wkład do całkowitego przesunięcia mają te trzy czynniki. Istnieją jednak metody pozwalające na odfiltrowanie interesującego nas czynnika związanego z rozszerzaniem Wszechświata. Wkład od prędkości własnych galaktyk można na przykład wyeliminować, obserwując wiele galaktyk w danym obszarze i mierząc średnie przesunięcie, przy założeniu, że prędkości własne są z grubsza losowe.



od pewnej minimalnej wartości do maksymalnej. Gdybyśmy zatrzymali czas i zaznaczyli w przestrzeni powierzchnie złożone z tych punktów, w których akurat jest maksimum, to na przykład dla źródła punktowego otrzymalibyśmy rodzinę koncentrycznych sfer. Jeżeli pozwolimy, aby czas znowu płynął, to zobaczymy, że te sfery puchną, podobnie jak kręgi na powierzchni wody rozchodzące się wokół miejsca, gdzie wrzucimy kamień. Takie powierzchnie nazywamy *frontami falowymi* albo *powierzchniami stałej fazy*. Odległość między dwoma kolejnymi frontami to długość fali.

W efekcie Dopplera, kiedy karetką jedzie na sygnale, kolejne fronty rozchodzą się koncentrycznie z różnych punktów, dlatego przed karetką fronty ułożone są gęściej, a za nią rzadziej (rys. 1). Czyli długość fali z przodu karetki jest mniejsza, a z tyłu większa. Częstotliwości są odwrotnie proporcjonalne do długości fali, więc z przodu rejestrujemy większą częstotliwość niż z tyłu.

A jak rozchodzą się fronty falowe w rozszerzającym się Wszechświecie?

Wyobraźmy sobie, że obserwujemy fronty falowe wzdłuż jednej linii. Kolejne fronty są jak mrówki wędrujące po rozciągającej się nici (opisane w Δ_{23}^1). Źródło fali wysyła je w jednakowych odstępach czasu, a mrówki idą wszystkie z tą samą prędkością. Jednak nic pomiędzy mrówkami rozciąga się, więc odległości pomiędzy nimi rosną. Dzieje się tak równocześnie we wszystkich kierunkach (rys. 2). Odległość między frontami, czyli długość fali, rośnie, a zatem częstotliwość maleje, symetrycznie, tak samo we wszystkich kierunkach – inaczej niż dla efektu Dopplera, gdzie mieliśmy zagęszczenie frontów falowych z jednej strony i rozrzedzenie z drugiej. W rozszerzającym się Wszechświecie długość fali rośnie w miarę oddalania się od źródła, a zmiana długości fali jest ściśle związana z czynnikiem skali $a(t)$ opisywanym w poprzednich częściach tego cyklu.

z jak redshift. Ponieważ widma spektroskopowe galaktyk są najczęściej przesunięte w kierunku większych długości fali, a w widzialnej dla oka części widma kolor czerwony odpowiada największej widzialnej długości fali, to zjawisko to nazywa się *przesunięciem ku czerwieni* lub zapożyczonym z języka angielskiego *redshiftem* (bo krócej). Parametr, który opisuje to przesunięcie, to $z = \Delta\lambda/\lambda_e$, gdzie λ_e oznacza emitowaną przez źródło długość fali, a $\Delta\lambda = \lambda_o - \lambda_e$ jest różnicą między obserwowaną a emitowaną długością fali. Zależność $z = \Delta\lambda/\lambda_e$ można zapisać w równoważnej postaci $1 + z = \lambda_o/\lambda_e$. W modelach FLRW (czyli również w „obowiązuującym” obecnie modelu Λ -CDM) stosunek długości fali jest po prostu równy stosunkowi czynników skali:

$$(*) \quad \frac{\lambda_o}{\lambda_e} = \frac{a(t_o)}{a(t_e)},$$

gdzie t_e oznacza czas kosmologiczny, w którym nastąpiła emisja, a t_o oznacza chwilę obserwacji sygnału. Jest to efekt, który można przynajmniej intuicyjnie prosto uzasadnić. Skoro czynnik skali $a(t)$ mówi nam, jak zmieniają się odległości w czasie, to nie dziwne, że takie samo skalowanie dotyczy odległości między frontami falowymi, czyli długości fali. Dokładnie tak samo opisalibyśmy rosnącą odległość pomiędzy dwiema mrówkami poruszającymi się z tą samą prędkością po rozciągającej się nici. Mimo że ich prędkości są równe, to odległość między mrówkami rośnie proporcjonalnie do czynnika skali $a(t)$ opisującego rozciąganie nici. Oczywiście zmiana długości fali dotyczy tak samo fal elektromagnetycznych, jak i grawitacyjnych.

Co wyliczamy z modelu? W sytuacji, kiedy wiadomo, jak powinno wyglądać widmo promieniowania dalekiego obiektu, porównanie go z widmem obserwowanym pozwala wyznaczyć wartość redshiftu z . Tę wielkość mierzy się więc bezpośrednio w zdecydowanej większości obserwacji astronomicznych – dlatego astronomowie zwykle posługują się właśnie wartością redshiftu *zamiast* odległością, której najczęściej nie mierzą bezpośrednio. Dopiero na podstawie zmierzonej wartości z i zależności (*) stwierdzamy, że od chwili emisji Wszechświat rozszerzył się tak, że średnio wszystkie odległości zwiększyły się $1 + z$ razy. W tym stwierdzeniu zawiera się już założenie, że Wszechświat opisujemy modelem FLRW. Dalej wybieramy konkretny model, np. Λ -CDM, charakteryzowany wartościami parametrów H_0 , Ω_m , Ω_Λ itp. (patrz poprzednia

W przypadku obserwacji promieniowania elektromagnetycznego na ogół redshift z mierzy się bezpośrednio, a odległość do źródła wyznacza bardziej pośrednimi metodami. W przypadku obserwacji fal grawitacyjnych może być dokładnie na odwrót. Jak pisał Michał Bejger w Δ_{19}^3 , proces zlewania się układu podwójnego czarnych dziur (lub gwiazd neutronowych) produkuje sygnał o znanej mocy. Poprzez analogię do *świec standardowych* w przypadku fal grawitacyjnych mówi się o *syrenach standardowych*. Porównując mierzoną w detektorze amplitudę sygnału z tą, jaką emituje źródło, możemy obliczyć odległość. Odległość wyznaczana na podstawie zmiany amplitudy fali to odległość jasnościowa, czyli w naszym prostym modelu odpowiadająca odległości typu 3 na liście. Natomiast redshift z sygnału grawitacyjnego wyznacza się metodami pośrednimi.

Dlatego bardzo pożądane są zdarzenia, kiedy z tego samego źródła rejestrowane są jednocześnie sygnały grawitacyjne i elektromagnetyczne, czego przykładem jest GW170817 opisany w *Aktualnościach* w Δ_{17}^{12} . Sygnał elektromagnetyczny pozwala wyznaczyć redshift, a sygnał grawitacyjny odległość. Niestety takie obserwacje są bardzo rzadkie.

Szacuje się, że dla mikrofalowego promieniowania tła wartość redshiftu z jest rzędu 1100. Obliczono, że temperatura Wszechświata, w której nastąpiła rekombinacja, czyli kiedy protony połączyły się z elektronami, tworząc atomy wodoru, wynosiła około 3000 K. Promieniowanie tła, które wtedy zostało wyemitowane, obserwujemy teraz jako promieniowanie termiczne ciała o temperaturze 2,725 K. Widmo promieniowania termicznego ma maksimum dla pewnej długości fali, która jest odwrotnie proporcjonalna do temperatury (prawo Wiena). Stosunek tych temperatur, obliczonej 3000 K i zmierzonej 2,725 K, mówi nam więc, ile razy wzrosła długość fali odpowiadająca maksimum widma promieniowania termicznego. Stąd wiemy, że $z \approx 1100$ dla promieniowania tła, bo właśnie o taki czynnik wzrosła długość fali w jego widmie. Zostało więc ono wyemitowane, kiedy czynnik skali był 1100 razy mniejszy niż teraz, a zatem gęstość Wszechświata była wtedy około 10^9 razy większa. Fakt, że obserwujemy to promieniowanie, stanowi bezpośredni, obserwacyjny dowód, że Wszechświat był kiedyś bardzo gęsty i gorący.

O wyznaczaniu odległości kosmicznych pisał Tomasz Kwast w Δ_8^8 , a o redshifcie pisała Anna Durkalec w Δ_{19}^4 . Czytelnikom głodnym bardziej szczegółowego objaśnienia pozornych paradoksów kosmologicznych polecam artykuł Tamary M. Davis i Charlesa H. Lineweavera *Expanding Confusion: common misconceptions of cosmological horizons and the superluminal expansion of the Universe* arxiv.org/abs/astro-ph/0310808.

część, Δ_{23}^3). W ramach tego modelu obliczamy odległość do danego obiektu (zwykle podaje się odległość C z naszej listy) oraz kiedy sygnał został wyemitowany.

Parametry modeli oczywiście nie są brane z powietrza – wyznacza się je na podstawie obserwacji. Kluczowe znaczenie mają tutaj wspomniane już świece standardowe (dla promieniowania elektromagnetycznego) i syreny standardowe (dla promieniowania grawitacyjnego). Ich obserwacje pozwalają wyznaczać jednocześnie redshift i odległość jasnościową do danego obiektu.

Wszystko się zgadza. Rozważmy więc na zakończenie inny przykład – pozornie sprzeczny ze „zdrowym rozsądkiem” – niż ten przytoczony na początku. Galaktyka GN-z11 pojawiała się już kilka razy na łamach *Delty* (Δ_{16}^8 , Δ_{16}^{12} , Δ_{22}^{11}). Do niedawna była to galaktyka o największej zmierzonej wartości przesunięcia ku czerwieni $z = 11$ (pierwszeństwo oddała innej galaktyce, o której piszemy w *Prosto z nieba*). Taka wartość z jest wynikiem pomiaru. W artykule Francesco Pistisa (Δ_{22}^{11}) możemy przeczytać, że odległość do GN-z11 wynosi około 32,2 mld lat świetlnych. Jest to odległość C na naszej liście obliczona w ramach modelu Λ -CDM. Przeczytamy też, że emisja nastąpiła 13,4 mld lat temu (to czas tylko 400 mln lat krótszy niż szacowany obecnie wiek Wszechświata). Oznacza to, że odległość B to 13,4 mld lat świetlnych (to również wylicza się z modelu). Skoro wiemy, że $z = 11$, to możemy już łatwo sami obliczyć odległość A . Wystarczy 32,2 mld podzielić przez $z + 1$, bo taki jest stosunek współczynników skali w chwilach emisji i obserwacji sygnału. Odległość A wynosi więc 2,7 mld lat świetlnych. Tak więc rzeczywiście wszystko się zgadza: w chwili emisji od GN-z11 do miejsca, w którym się znajdujemy, było 2,7 mld lat świetlnych. W czasie, kiedy sygnał przemierzał przestrzeń, Wszechświat spuchł około 12 razy i odległość ta urosła do 32,2 mld, ale odległość, jaką przebyło światło, wyniosła 13,4 mld lat świetlnych (czyli coś pomiędzy 2,7 i 32,2). Długość fali światła również zwiększyła się dwunastokrotnie. GN-z11 oddała się aktualnie od nas z prędkością znacznie przekraczającą prędkość światła. Znacznie, to znaczy co najmniej dwa razy większą. Że nie stoi to w sprzeczności z OTW, wyjaśniałem w poprzednich częściach tego cyklu.

Nikogo nie powinno już dziwić, że wszystkie zgodne z obecnymi obserwacjami modele kosmologiczne przewidują, że odległości do obiektów o redshifcie z powyżej około 1,5 rosną w tempie szybszym niż prędkość światła. Na podstawie modeli wylicza się również promień i wiek Wszechświata. Obecnie szacuje się, że promień (odległość C na naszej liście) obserwowalnego Wszechświata wynosi około 46 mld lat świetlnych, natomiast wiek szacowany jest na 13,8 mld lat. Piszący te słowa jednak przypomina sobie jak przez mgłę, że w szkole uczył się o 15 mld lat, ale to było w zamierzonych czasach, przed odkryciem przyspieszenia ekspansji. Warto pamiętać, że tego typu wyliczenia zależą od przyjętego modelu i w miarę powiększania się naszej wiedzy o Kosmosie pewne oszacowania mogą podlegać drobnym modyfikacjom.

Podsumowanie. Wszechświat, w którym żyjemy, rozszerza się – od czasu, kiedy wyemitowane zostało mikrofalowe promieniowanie tła, spuchł już około 1100 razy. Obserwujemy galaktyki, których promieniowanie zostało „rozciągnięte” $z + 1$ razy, gdzie z jest rzędu kilku, a nawet kilkunastu ($z = 11$ zostało już przebite dzięki obserwacjom JWST, o czym piszemy w *Prosto z nieba*). Aby poprawnie opisać i zinterpretować obserwacje astronomiczne, musimy mieć *model* rozszerzającego się Wszechświata. Najczęściej stosowany obecnie model Λ -CDM opiera się na wielu upraszczających założeniach. Zakłada, że w odpowiednio dużej skali Wszechświat jest jednorodny i izotropowy. Pozwala to wprowadzić jeden uniwersalny czas kosmologiczny dla całego Wszechświata. O przestrzeniach odpowiadających ustalonym chwilom tego kosmologicznego czasu zakłada się, że mają zerową krzywiznę, czyli obowiązuje w nich zwykła geometria euklidesowa. Na ile słuszne jest przyjmowanie tych wszystkich upraszczających założeń, mamy nadzieję dowiedzieć się z przyszłych coraz dokładniejszych obserwacji. Być może kiedyś będziemy musieli używać bardziej skomplikowanych modeli. Na razie jednak nasz sposób modelowania Wszechświata ma bardzo wiele wspólnego z modelowaniem mrówek chodzących po rozciągającej się nici.