

Neutrino i dwie populacje galaktyk

Dr Daniele FARGION (Włochy)

Artykuł napisany specjalnie dla *Delty*

Można podać wiele przykładów związków między mikrofizyką zajmującą się oddziaływaniami cząstek elementarnych a astrofizyką opisującą obiekty o największych we Wszechświecie rozmiarach. Jest prawie oczywiste, że takie związki powinny istnieć — przecież cały mikroświat został „wymyślony” tylko po to, by wyjaśnić bogactwo struktur makroświata. W szczególności każdej stabilnej cząstce elementarnej odpowiada pewien element struktury Wszechświata: Słońce i typowe gwiazdy mają masy i rozmiary określone przez parametry fizyczne protonu. Z kolei białe karły, które są obiektami znacznie bardziej zwartymi, mają rozmiary związane z własnościami elektronu, a gwiazdy neutronowe — z własnościami neutronu.

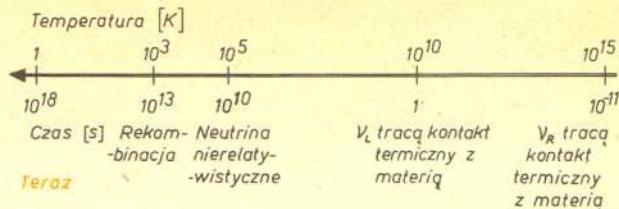
Więcej szczegółów nt. zależności własności obiektów astrofizycznych od cech ich elementarnych składników znajdzie Czytelnik w artykule Tomasza Kwasta w *Delcie* 4/1982.

Najlżejszą cząstką materii jest neutrino elektronowe. Jest to także cząstka stabilna, ponieważ nie znaleziono cząstek lżejszych, na które mogłaby się rozpaść nie naruszając zasady zachowania energii. Czy istnieje wobec tego we Wszechświecie struktura odpowiadająca neutrinom?

Masa spoczynkowa neutrino jest znikoma. Zgodnie z jedynym eksperymentem, który miał na celu jej wyznaczenie, zawiera się w przedziale $14 \text{ eV} \leq m_\nu \leq 46 \text{ eV}$. Dopóki wynik ten nie zostanie potwierdzony przez dalsze eksperymenty, nie można oczywiście twierdzić, że neutrino z całą pewnością jest cząstką masywną. Mimo to astrofizycy już teraz przypisują masywnym neutrinom wielką rolę w rozwoju Wszechświata. Po pierwsze ze względu na ich dużą gęstość, obecnie około 100 w cm^3 , już masa rzędu kilkudziesięciu eV wystarczy, by neutrino miały dominujący wpływ na dynamikę Wszechświata jako całości. Jeśli suma mas trzech rodzajów neutrino (elektronowego, mionowego i tauonowego) przekracza 100 eV , to Wszechświat jest zamknięty, co oznacza, że obecnie obserwowana ekspansja zostanie w przyszłości zahamowana i rozpocznie się zapadanie. To jednak nie wszystko. Poza określeniem globalnej metryki masywne neutrino odpowiedzialne są za lokalne jej zaburzenia, które, zgodnie z przyjętym obecnie modelem, dają początek gromadom galaktyk.

W modelu Wielkiego Wybuchu Wszechświat na wczesnym etapie swego rozwoju wypełniony był plazmą o wielkiej temperaturze i gęstości, w stanie równowagi termodynamicznej. Rodzaj i liczba składników tej plazmy określona jest przez ekstrapolację, zgodną z prawami fizyki, warunków panujących obecnie, do obszaru niezwykle wysokich temperatur i gęstości. W wyniku adiabatyicznego rozszerzania temperatura Wszechświata malała, a kolejne cząstki elementarne przestawały być w równowadze termodynamicznej ze zrównoważoną resztą.

Przy temperaturze $T_1 \approx 10^{10} \text{ K}$ „oswobodziły się” neutrino, jeszcze wcześniej promieniowanie grawitacyjne, a od epoki rekombinacji, $T_r \approx 10^3 \text{ K}$, także promieniowanie elektromagnetyczne ekspanduje niezależnie od materii.



Rys. 1 Termiczna historia Wszechświata

W obecnym Wszechświecie nic nie pozostało z dawnej równowagi termodynamicznej, poza reliktywnym promieniowaniem elektromagnetycznym, grawitacyjnym oraz reliktywnymi neutrinami. Warto przy tym zaznaczyć, że dwa ostatnie „relikty” nie zostały jeszcze zaobserwowane.

Obserwowana izotropowość elektromagnetycznego promieniowania reliktywnego (temperatura promieniowania niezależna od kierunku) prowadzi do wniosku, że rozkład materii był w epoce rekombinacji bardzo równomierny. Obecnie obserwowane skupiska materii — galaktyki i gromady galaktyk, powstały znacznie później. Okazuje się, że dopiero rozkład uśredniony po obszarach zawierających wiele gromad galaktyk jest izotropowy.

Epoka rekombinacji to okres w rozwoju Wszechświata, w którym temperatura spadła na tyle (do ok. 3000 K), że możliwe było łączenie się protonów i elektronów w atomy wodoru.

W jaki sposób z tak jednorodnego stanu początkowego mogły powstać obecnie obserwowane struktury?

W gazie złożonym z cząstek oddziałujących siłami grawitacji (zaniedbajmy na razie ruch cieplny) stan o jednorodnej gęstości nie jest stanem równowagi. Wystarczy bowiem niewielkie zwiększenie gęstości w pewnym miejscu przestrzeni, by pozostałe cząstki zaczęły „spadać” na to zaburzenie. Procesowi grawitacyjnego zapadania przeciwdziała chaotyczny ruch cieplny cząstek. Przewaga jednego z tych dwóch efektów powoduje, że fluktuacje o charakterystycznych rozmiarach zbyt małych, mniejszych niż tzw. długość fali Jeansa, λ_J , zanikają, a te o rozmiarach większych narastają.

Oszacujmy λ_J przed i po erze rekombinacji. Czas zaniku fluktuacji o rozmiarach λ w gazie bez oddziaływania grawitacyjnego zależy od prędkości dźwięku v (dźwięk to zaburzenie adiabatyczne) w tym gazie i jest równy

$$\tau = \lambda/v.$$

Aby taka fluktuacja mogła przetrwać, w czasie τ powinno rozpocząć się grawitacyjne zgęszczanie. Charakterystyczny czas zapadania (łatwy do oszacowania wymiarowego) wynosi

$$\tau = \sqrt{\frac{\pi}{G(\rho_r + \rho_m)}},$$

gdzie G — stała grawitacyjna, a ρ_r (ρ_m) — gęstość energii promieniowania (materii). Porównanie tych czasów daje długość fali Jeansa

$$\lambda_J = v \sqrt{\frac{\pi}{G(\rho_r + \rho_m)}}.$$

Przed erą rekombinacji, kiedy promieniowanie określało dynamikę Wszechświata, długość fali Jeansa była rzędu rozmiarów horyzontu zdarzeń. Wszystkie zaburzenia o mniejszych rozmiarach ulegały dysypacji. Po rekombinacji własności materialnego Wszechświata określała tylko materia i długość fali Jeansa spadła gwałtownie do rozmiarów rzędu rozmiarów gromad gwiazd. Wszystkie zaburzenia o $\lambda > \lambda_J$ mogły dalej narastać, a mniejsze zanikały przez typowe procesy dysypatywne — przewodnictwo cieplne i lepkość.

Horyzont zdarzeń to odległość, spoza której od czasu Wielkiego Wybuchu nie zdążył dotrzeć do nas żaden sygnał. Odległość horyzontu jest w przybliżeniu równa ilorazowi prędkości światła przez stałą Hubble'a (dzisiaj ok. 5000 Mpc).

Obecnie obserwowane struktury są więc efektem narastania zaburzeń, które pojawiły się w epoce rekombinacji. Taki model powstawania gromad galaktyk napotyka jednak poważną trudność. Wiemy, jakiego powinny być początkowe zaburzenia, bo znamy tempo ich narastania i obserwowany obecnie kontrast gęstości. Nie wiemy jednak, jaki mechanizm mógłby być odpowiedzialny za ich powstanie. Fluktuacje statystyczne o amplitudzie $1/\sqrt{N}$ (N — liczba cząstek) są o wiele za małe. Być może zaburzenia inicjujące proces powstawania gromad galaktyk są pozostałością dużych niejednorodności materii w pobliżu pierwotnej osobliwości.

Źródłem wspomnianych trudności jest ostre ograniczenie obserwacyjne dopuszczalnego kontrastu gęstości w epoce rekombinacji. Ograniczenie to dają obserwacje anizotropii promieniowania reliktoowego; dopuszczalny kontrast jego temperatury wynosi $\Delta T/T \approx 10^{-4}$. Dla zaburzeń adiabatycznych ten sam rząd wielkości powinien mieć kontrast gęstości, co, jak się okazuje, jest za mało, by dostać obserwowany stosunek gęstości materii w gromadach galaktyk do średniej gęstości widocznej materii we Wszechświecie — $\Delta \rho/\rho \approx 10^3$.

Kontrast gęstości to stosunek amplitudy zmian gęstości do gęstości średniej

Niezerowa masa neutrina pozwala usunąć tę trudność. Neutrino przestają być w równowadze termodynamicznej już przy $T_1 \approx 10^{10}$ K. Dopóki jednak ich prędkości w ruchu cieplnym są bliskie prędkości światła (neutrino relatywistyczne), ich własności zbliżone są do własności promieniowania. Dlatego też charakterystyczna długość spełniająca podobną rolę jak długość fali Jeansa jest rzędu rozmiarów horyzontu. W chwili, gdy neutrino przestają być relatywistyczne, tj. dla temperatur niższych niż $T_n \approx 10^5$ K, prędkość dźwięku maleje i staje się taka jak dla gazu doskonałego. Długość fali Jeansa zależy wtedy od masy neutrin i dla $m_\nu = 30$ eV jest równa (po uwzględnieniu jej wzrostu wywołanego rozszerzaniem się Wszechświata)

$$\lambda_J = 30 \text{ Mpc},$$

czyli jest tego samego rzędu co odległości między gromadami galaktyk. Pierwotne niejednorodności w gazie neutrinowym nie mają oczywiście wpływu na zaburzenia temperatury promieniowania reliktoowego, bo nie oddziałuje on już termicznie z cząstkami (jest wśród nich także foton) pozostającymi jeszcze w równowadze termodynamicznej. Tak więc dla temperatur między 10^5 K i 10^3 K zaburzenia w rozkładzie gęstości neutrin będą narastały w skalach większych niż 30 Mpc. Dokładne rachunki dają tempo wzrostu kontrastu

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} \sim \frac{1}{T},$$

czyli do temperatury 10^3 K (T_r) pierwotne zaburzenia wzrosną mniej więcej 100 razy. Rozległe „wyspy neutrinowe” przyspieszają znacznie narastanie zaburzeń w rozkładzie materii po epoce rekombinacji. Przed rekombinacją było to niemożliwe, ze względu na „wygładzające” działanie promieniowania. Dane obserwacyjne potwierdzają ten obraz, ponieważ dynamika gromad galaktyk wyraźnie określona jest przez ich niewidoczną część. Powszechnie interpretuje się tę niewidoczną masę jako wielkie otoczki neutrinowe.

Jedną z możliwych konsekwencji niezerowej masy neutrina jest to, że relatywistyczne neutrino może pojawić się w dwóch stanach: prawoskrętnym (ν_R), gdy spin jest ustawiony w kierunku ruchu lub lewoskrętnym (ν_L), gdy spin ustawiony jest przeciwnie do kierunku ruchu. Neutrino lewoskrętne obserwowane jest w laboratoriach, natomiast prawoskrętne, jeśli istnieje, ze względu na niezwykle słabe oddziaływanie z materią umyka jak dotąd naszym detektorom.

Słabe oddziaływanie neutrina prawoskrętnego jest także przyczyną jego dużo szybszego niż dla neutrin lewoskrętnych

zerwania równowagi termodynamicznej. Nastąpiło to już przy temperaturze $T_2 \gg 10^{15}$ K. Przy tej temperaturze plazma zawierała o wiele więcej cząstek elementarnych niż przy $T_1 \approx 10^{10}$ K. Były tam zarówno cząstki, jak i antycząstki w niemal równych ilościach. Zapewniała to równowaga procesów anihilacji i kreacji par cząstka-antycząstka. Ze spadkiem temperatury (i gęstości) gęstość energii promieniowania stawała się zbyt mała dla podtrzymania kreacji par i kolejne pary cząstka — antycząstka anihilowały podgrzewając plazmę. Pomiedzy temperaturami T_2 i T_1 plazma była wielokrotnie w ten sposób podgrzewana, podczas gdy temperatura i gęstość neutrin prawoskrętnych malały zgodnie z ekspansją.

Wyznamy stosunek temperatur neutrin prawo- i lewoskrętnych tuż po utracie równowagi termodynamicznej przez neutrino lewoskrętne. Możemy przyjąć, że proces adiabatycznego rozprężania jest quasistacjonarny, ponieważ dla plazmy w równowadze termodynamicznej czas relaksacji jest dużo krótszy niż charakterystyczny czas ekspansji. Interesujący nas stosunek temperatur wyznaczmy z prawa zachowania entropii, które obowiązuje dla takich procesów. Entropia na jednostkę objętości (s) w temperaturze T jest proporcjonalna do $g(T)T^3$, gdzie $g(T)$ jest efektywną liczbą cząstek w równowadze termicznej o temperaturze progowej poniżej T . Jeśli R jest typową odległością między cząstkami, to

$$g(T)T^3R^3 = \text{const.}$$

Temperatura progowa dla danego typu cząstek to temperatura, powyżej której gęstość promieniowania będącego w równowadze z materią jest wystarczająco duża, by zachodziła obfita kreacja par cząstka-antycząstka. Dla cząstki o masie m temperatura progowa

$$T = \frac{mc^2}{k},$$

gdzie k jest stałą Boltzmanna.

Porównując entropię w T_1 i T_2 otrzymujemy

$$(1) \quad (TR)_1^3 \left(N_{B1} + \frac{7}{8} N_{F1} \right) = (TR)_2^3 \left(N_{B2} + \frac{7}{8} N_{F2} \right),$$

gdzie N_{B1} (N_{F1}) jest efektywną liczbą bozonów (fermionów) w temperaturze T_1 , a N_{B2} (N_{F2}) w temperaturze T_2 .

Efektywna liczba cząstek jest równa

$$g(T) = N_B + \frac{7}{8} N_F,$$

gdzie N_F jest liczbą rodzajów fermionów, a N_B liczbą rodzajów bozonów.

Czynnik $\frac{7}{8}$ ma swoje źródło w różnicy własności statystycznych fermionów i bozonów.

Temperatura T_2 odpowiada energii $kT_2 \approx 80$ GeV i w równowadze termodynamicznej są następujące bozony: 8 gluonów (nośniki oddziaływań silnych), 3 bozony W (przenoszą oddziaływania słabe) i jeden foton, co daje $N_{B2} = 12$. Wkład do N_{F2} dają neutrino i antyneutrino lewoskrętne (3), trzy naładowane leptony (elektron, mion i lepton tau) i ich antycząstki oraz 36 kwarków i antykwarków. W sumie otrzymujemy $N_{F2} = 45$.

Dla $T \sim T_1$ ($kT_1 \sim 1$ MeV) pozostaje tylko foton, a więc $N_{B1} = 1$, oraz elektrony, pozytony i neutrino — $N_{F1} = 5$. Wynika stąd, że ciepło wytworzone podczas kolejnych anihilacji zwiększyło wartość iloczynu TR

$$\frac{(TR)_1}{(TR)_2} = 2,4 \text{ razy.}$$

Ponieważ od temperatury T_2 temperatura neutrin prawoskrętnych spada jak $1/R$, więc poszukiwany stosunek temperatur

$$(2) \quad \frac{T_L}{T_R} = 2,4,$$

natomiast stosunek ich gęstości

$$\frac{n_L}{n_R} = \left(\frac{T_L}{T_R}\right)^3 = 14.$$

Wynika stąd, że obecnie Wszechświat jest zdominowany przez neutrino lewoskrętne.

Możemy teraz znaleźć dwa takie momenty rozwoju Wszechświata, albo dwa takie przesunięcia ku czerwieni z_L i z_R , dla których parametry gazu złożonego z neutrino lewoskrętnych są identyczne z parametrami gazu złożonego z neutrino prawoskrętnych. Przesunięcia te wiąże zależność

$$T_L(z_L) = T_R(z_R).$$

Wynikają stąd równości podstawowych parametrów gazu

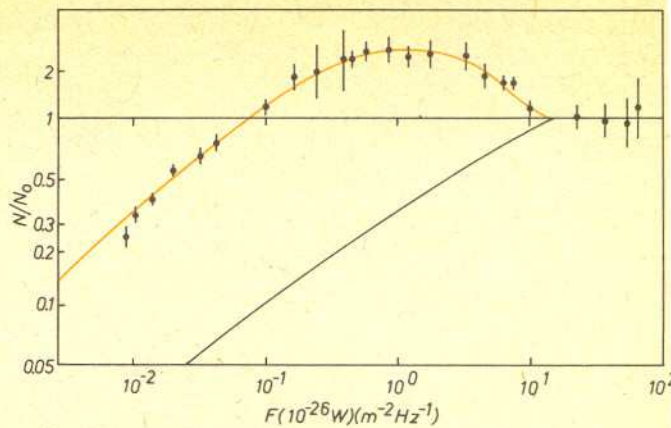
$$n_L(z_L) = n_R(z_R) \quad \text{oraz} \quad v_L(z_L) = v_R(z_R).$$

Poza tym $1+z \sim \frac{1}{T}$, a więc przesunięcia spełniają zależność

$$(3) \quad \frac{1+z_L}{1+z_R} \simeq \frac{1}{2,4}.$$

Niezależnie od szczegółów mechanizmu narastania zaburzeń neutrinoowych i powstawania gromad galaktyk można stąd wysnuć wniosek, że warunki powstawania „wysp” złożonych z neutrino prawoskrętnych dla $z = z_R$ są identyczne jak dla neutrino lewoskrętnych przy $z = z_L$. Czy oznacza to, że w historii Wszechświata istniały dwie populacje galaktyk odpowiadające z_R i z_L ?

Jak wiadomo, współczesne teleskopy sięgają nie dalej niż do $z \simeq 1$. O wiele większe odległości obejmują obserwacje radioźródeł. Systematyczne badania źródeł promieniowania radiowego prowadzi od dawna grupa astronomów z Cambridge (Wielka Brytania). W czasie tych badań okazało się, że poza płaszczyzną Galaktyki radioźródła rozmieszczone są równomiernie, co oznacza, że są to obiekty pozagalaktyczne. Zliczenia prezentowane są zwykle w formie zależności N/N_0 od mocy promieniowania odbieranej przez jednostkę powierzchni anteny, na jednostkę przedziału częstości (F); N_0 jest liczbą radioźródeł przy założeniu braku ewolucji źródeł i ich jednorodnego rozmieszczenia oraz przy pominięciu ekspansji.



Rys. 2 Unormowane wyniki zliczeń radioźródeł. Czarna krzywa odpowiada typowym modelom kosmologicznym.

Typowe modele kosmologiczne np. model Friedmana przewidują monotoniczny wzrost N/N_0 z F , co jest całkowicie sprzeczne z obserwacjami (rys. 2). Fakt ten jest jednym z argumentów za koniecznością uwzględnienia ewolucji galaktyk przy próbie interpretacji obserwacji radioastronomicznych.

Spróbujmy teraz pofantazjować i porównajmy te trudne do interpretacji obserwacje z pełnym niepewnych założeń modelem. Załóżmy, że nasza galaktyka należy do drugiej populacji.

Bezpośrednie oszacowanie jej wieku oraz nieciągłość na rys. 2 sugerują, że $z_L \simeq 0,7 \div 1$.

Wtedy z zależności (3) $z_R \simeq 2,6 \div 3,8$.

Tak więc w obszarze $3 \gtrsim z \gtrsim 1$ można się spodziewać wielu galaktyk z pierwszej populacji. Jak widać na rys. 2 gęstość radioźródeł rośnie w tym obszarze 100 razy. Jak dotychczas nie udało się znaleźć zadowalającego wyjaśnienia tego wzrostu. Być może są to radioźródła związane z galaktykami we wnętrzu rozległych „wysp” utworzonych z neutrino prawoskrętnych. Czy powyższe argumenty za tym, że tak jest w istocie, można będzie traktować poważnie, zależy od bardziej szczegółowych obliczeń modelowych, a przede wszystkim od wyników obserwacji w widmie optycznym galaktyk o $z \gtrsim 1$.

Jak gromadzić zapasy

Dr Maria JANKIEWICZ

Odpowiedź na pytanie zawarte w tytule może być natychmiastowa, choć nieściśła. Zapasy należy gromadzić tak, aby rzadko było widać dno spiżarni, a jednocześnie aby one się w niej mieściły. Gdybyśmy chcieli tę odpowiedź uściślić, okazałoby się, że nie jest to takie proste, gdyż w grę wchodzi przypadek; nie wiemy dokładnie ani kiedy uzupełnimy zapasy, ani w jakiej ilości. Istnieją skomputeryzowane domowe spiżarnie i jakże potrzebne modele przemysłowe, na przykład model spiętrzania wody w zbiorniku. Stały Czytelnik *Delta* miał okazję nabyć pewne wiadomości o modelach matematycznych i ich stosowaniu (*Delta* 7/1978). Przystąpimy zatem do opisu wybranego modelu teorii tam (zapór), która to właśnie zajmuje się badaniem praw rządzących fluktuacjami zawartości zbiornika magazynującego wodę. Model wiąże się z nazwiskiem Morana, który zainicjował około 1954 roku badania w teorii tam. Strumień wody wpływający do zbiornika określają chwile $0 = T_0 < T_1 < \dots$, w których następują wpływy S_0, S_1, \dots . Zmienne losowe $\tau_n = T_{n+1} - T_n$, S_n , $n = 0, 1, \dots$ są nieujemne i niezależne (niezależność

zmiennych losowych — np. *Delta* 12/1978). Taki nieciągły strumień wpływu otrzymujemy na przykład wtedy, gdy jest on jednocześnie strumieniem przelewów z innego zbiornika.

Woda w zbiorniku jest spiętrzana i używana zgodnie z określonymi regułami. Używa się jej np. do napędu elektrowni lub pobiera do spożycia. Podstawową charakterystyką modelu jest zapas wody $Z(t)$ w chwili t . Przy ustalonym t jest to zmienna losowa, a przy zmieniającym się t proces stochastyczny.

W modelu Morana przyjmuje się, że zużycie wody jest ciągłe w czasie, a prędkość wypływu w chwili t jest funkcją zapasu $r(Z(t))$. Jeśli zbiornik jest pusty, to prędkość wypływu musi być równa zero, przyjmujemy zatem, że funkcja r spełnia założenie $r(0) = 0$, a ponadto, że r jest dodatnia i ciągła w zbiorze $(0, \infty)$. W punkcie zero funkcja r może być prawostronnie nieciągła,

zatem $r(u) = c$, $u > 0$, $c > 0$ lub $r(u) = \frac{1}{u}$, $u > 0$, są

dopuszczalnymi funkcjami wypływu. Na razie dla uproszczenia modelu przyjmujemy jeszcze, że pojemność zbiornika jest nieskończona, czyli nie ma przelewów. Możliwość przelewu uwzględnimy w jednym z przykładów.

Naszym celem jest określenie zapasu wody w dowolnej chwili przy danym strumieniu wpływu, danej funkcji wypływu i zapasie początkowym Z_0 . Najpierw wyobraźmy sobie następującą sytuację deterministyczną. W zbiorniku mamy zapas x , nic do niego nie wpływa, a wypływ odbywa się zgodnie z regułą Morana.