

JERZY STELMACH

*Instytut Fizyki Uniwersytetu Szczecińskiego
Wielkopolska 15, 70-451 Szczecin
e-mail: Jerzy.Stelmach@univ.szczecin.pl*

ROLA GRAWITACJI W TWORZENIU WARUNKÓW DO ROZWOJU ŻYCIA WE WSZECHŚWIECIE

WPROWADZENIE

Wszyscy bardzo dobrze znamy powiedzenie, że „jeżeli coś może pójść źle to na pewno pójdzie”. To potoczne powiedzenie bardzo dobrze ilustruje sens II zasady termodynamiki, która mówi, że układ pozostawiony sam sobie zawsze ulega degradacji. Nieposprzątany pokój pozostawiony na czas urlopu sam nie uporządkuje się przed naszym powrotem. Wręcz przeciwnie, pojawi się kurz, a może nawet pajęczyna lub pleśń.

Cząsteczki gazu zgromadzone w jednej połowie naczynia po usunięciu ścianki działowej rozejdą się po całym naczyniu. Nikomu nigdy nie udało się zaobserwować procesu odwrotnego, w wyniku którego układ samorzutnie porządkuje się. Ponieważ fizyka jest nauką ilościową, fizycy wymyślili precyzyjnie zdefiniowaną miarę nieuporządkowania. Jest nią entropia. Jeżeli Ω jest liczbą różnych stanów, w jakich może znaleźć się badany układ, to jedna z definicji entropii ma postać:

$$S = k \ln \Omega \quad (1),$$

gdzie k jest tzw. stałą Boltzmanna. Oczywiście liczba możliwych stanów (położeń) cząsteczek gazu w połowie naczynia jest mniejsza niż w całym naczyniu i dlatego entropia gazu w całym naczyniu jest większa niż w jego połowie. Samorzutnie układ przeszedł ze stanu o małej do stanu o dużej entropii.

Jest to właśnie treść II zasady termodynamiki, która używając języka entropii mówi, że w układzie izolowanym entropia nigdy nie maleje:

$$\Delta S \geq 0 \quad (2).$$

Powszechność tej zasady jest tak duża, że wielu wybitnych fizyków twierdzi, że łatwiej pogodzi się w przyszłości z łamaniem zasady zachowania energii (jeżeli zajdzie taka potrzeba) niż z łamaniem II zasady termodynamiki.

Fizycy XIX-go wieku zastanawiali się nad relacją między II zasadą termodynamiki a istnieniem życia i uznali, że we Wszechświecie jaki znali, nieuchronna jest śmierć ciepła wszechświata. Polegałaby ona na tym, że wcześniej czy później wszystkie gwiazdy się wypalą, a złoża konwencjonalnej energii wyczerpią się. To doprowadzi do wyrównania się temperatur (zerowa zasada termodynamiki). We wszechświecie bez gradientów temperatur życie nie jest możliwe, ponieważ prawa fizyki nie zezwalają na wykorzystywanie tak równomiernie rozłożonej we wszechświecie energii. Mówi o tym właśnie jedno ze sformułowań II zasady termodynamiki. A bez energii, ani ludzie, ani zwierzęta, ani rośliny nie mogą żyć. Jeżeli uważnie prześledzimy działanie jakiegokolwiek układu fizycznego, w którym wykonywana jest praca (taki układ nazywamy silnikiem), to zawsze znajdziemy w nim mniej lub bardziej ukrytą różnicę temperatur. Nawet działanie wiatraka (silnik wiatrowy) sprowadza się ostatecznie do różnicy temperatur, bo wiatr zawsze wieje między punktami o różnym ciśnieniu wywołanym różnicą temperatur. Aby lepiej zrozumieć ten aspekt II zasady termodynamiki często podaje się przykład żeglarza znajdującego się

na bezwietrznym oceanie. Mając temperaturę np. 17°C (290°K) ocean jest olbrzymim zbiornikiem energii cieplnej, która gdyby ją wykorzystać, wystarczyłaby ludzkości na miliony lat. Niestety energia ta jest rozproszona w oceanie w sposób bardzo równomierny i w związku z tym jest bezużyteczna. Nie można jej wykorzystać nie z powodu, że człowiek jeszcze tego nie potrafi uczynić, ale z tego powodu, że prawa fizyki na to nie zezwalają. Na straży stoi właśnie II zasada termodynamiki. Podobnie, jak I zasada termodynamiki (zasada zachowania energii) nie pozwala na skonstruowanie *perpetuum mobile* I rodzaju, czyli urządzenia wykonującego pracę nie pobierając znikąd energii, tak II zasada nie pozwala skonstruować *perpetuum mobile* II rodzaju, czyli urządzenia zamieniającego energię na pracę bez istnienia w nim dwóch istotnych elementów: grzejnika i chłodnicy. Używając języka termodynamiki silnik cieplny, aby wykonywać pracę, musi pobierać energię ze zbiornika o temperaturze wyższej (grzejnika) i oddawać część do zbiornika o temperaturze niższej (chłodnicy). Bez istnienia chłodnicy (zbiornika o temperaturze niższej niż grzejnik), czyli bez oddawania części pobranej energii, żaden silnik nie będzie pracował. Innymi słowy sprawność żadnego silnika nie może wynosić 100%. Ktoś powie: a gdzie znajduje się grzejnik np. w silniku spalinowym? Otóż grzejnikiem jest spalana w cylindrze mieszanka. Gdyby temperatura spalanej mieszanki była taka sama jak otoczenia (wyrównana temperatura między wnętrzem

cylindra i otoczeniem), silnik spalinowy nie pracowałby. Energia spalanej ropy, gazu, węgla, itp. właśnie dlatego daje się wykorzystać, że podczas spalania uzyskujemy temperaturę wyższą niż otoczenia. Hubert Reeves w swojej książce „Godzina upojenia – czy wszechświat ma sens?” (REEVES 1990) porównuje wszechświat do kasyna, w którym po pierwsze nigdy nie można wygrać więcej niż się zainwestowało (I zasada termodynamiki), a po drugie w każdej kolejnej rundzie przegrywamy część stawki (II zasada).

Czy smutny scenariusz śmierci cieplnej wszechświata musi się zrealizować? Okazuje się, że gdyby wszechświat był statyczny, tak jak niestety początkowo sądził Einstein, tzn., gdyby nie podlegał wielkoskalowej dynamice, to istotnie śmierć cieplna byłaby nieunikniona i to stosunkowo szybko. Na szczęście dzięki powszechnej grawitacji (wynika to z równań ogólnej teorii względności Einsteina) statyczność wszechświata, ze względu na dużą niestabilność takiego stanu, jest bardzo mało prawdopodobna i przynajmniej wszechświat, w którym żyjemy statyczny nie jest, a wręcz przeciwnie rozszerza się i to od samego początku swojego istnienia, tzn. od około 14 mld lat. Rozszerzający się wszechświat, tak jak gaz w naczyniu z podnoszonym tłokiem, schładza się generując w sposób nieustanny różnicę temperatur. Ta różnica temperatur daje nam, jako gatunkowi ludzkiemu, szansę niemal na nieskończone przetrwanie (przynajmniej w standardowym modelu kosmologicznym).

ROLA GRAWITACJI W TWORZENIU ZŁOŻONYCH STRUKTUR ASTROFIZYCZNYCH W KONTEKŚCIE II ZASADY TERMODYNAMIKI

Pozycja grawitacji wśród innych oddziaływań fundamentalnych (elektromagnetycznych, jądrowych silnych oraz jądrowych słabych) jest szczególna z wielu względów. Przede wszystkim są to oddziaływania niezwykle słabe: aż 36 rzędów wielkości słabsze od oddziaływań elektromagnetycznych, które są z kolei ponad 100 razy słabsze od silnych oddziaływań jądrowych. Wydawałoby się, że tak słabe oddziaływania nie mogą odgrywać znaczącej roli we Wszechświecie. Tak jednak nie jest, a przyczyną są dwie szczególne własności oddziaływań grawitacyjnych:

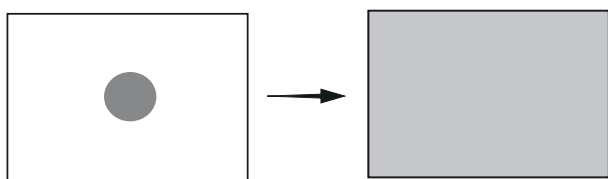
– oddziaływania grawitacyjne są najpowszechniejsze we wszechświecie, ponieważ zachodzą pomiędzy każdą formą energii, rów-

niez między fotonami; własności tej nie mają inne oddziaływania;

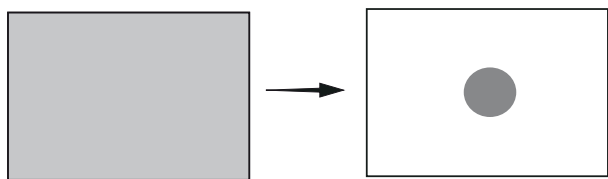
– oddziaływania grawitacyjne w odróżnieniu od elektromagnetycznych nie są ekranowane i mimo, że są od nich wielokrotnie słabsze zachodzą między najodleglejszymi obiektami we wszechświecie.

Aby jeszcze wyraźniej zobaczyć różnicę między oddziaływaniami grawitacyjnymi i elektromagnetycznymi rozważmy dwa zbiorniki: jeden z nich wypełniony obojętnymi cząsteczkami gazu, a drugi cząstkami pyłu, mogącymi oddziaływać między sobą wyłącznie grawitacyjnie. Taki układ cząstek oddziałujących grawitacyjnie będziemy nazywać samograwitującym pyłem. Załóżmy, że w stanie

początkowym w pierwszym zbiorniku cząsteczki gazu skupione są w pewnej kuli, a w drugim zbiorniku cząstki pyłu wypełniają dostępną objętość w sposób mniej więcej jednorodny. Zastanówmy się, jak z czasem będą się zachowywać oba układy? Domyślamy się, że zachowanie będzie odmienne. W pierwszym przypadku cząsteczki gazu po pewnym czasie wypełnią całą objętość, natomiast w drugim przypadku cząstki pyłu skupią się w centralnym obłoku. Innymi słowy, stan końcowy w pierwszym zbiorniku będzie przypominał stan początkowy z drugiego zbiornika i na odwrót (Ryc. 1, 2).



Ryc. 1. Gaz cząsteczkowy skupiony początkowo w małej objętości stopniowo wypełnia całą objętość.



Ryc. 2. Samograwitujący pył wypełniający początkowo całe naczynie po pewnym czasie skupia się w środku naczynia.

O ile w zbiorniku z gazem nikt nie ma wątpliwości, że stan końcowy jest stanem o większej entropii, o tyle w zbiorniku z samograwitującym pyłem na pierwszy rzut oka wydaje się, że stan końcowy posiada mniejszą entropię niż stan początkowy, ponieważ cząstki są bardziej zlokalizowane w przestrzeni. Czy zatem grawitacja łamie II zasadę termodynamiki? Oczywiście nie. Aby zrozumieć co się dzieje przypomnijmy sobie wzór na energię potencjalną E_p dwóch oddziałujących grawitacyjnie cząstek o masach m_1 i m_2 znajdujących się w odległości r od siebie:

$$E_p(r) = -G \frac{m_1 m_2}{r} \quad (3),$$

gdzie G jest tzw. stałą grawitacji. Ze względu na ujemny znak energii potencjalnej, z wzoru tego widać, że energia oddziaływania jest tym mniejsza, im cząstki są bliżej siebie.

Co zatem dzieje się z energią oddziaływania cząstek w zbiorniku z samograwitującym pyłem? Oczywiście jest, że całkowita energia potencjalna układu w stanie początkowym jest większa niż w stanie końcowym. Nie dopuszczamy jednak łamania zasady zachowania energii. Okazuje się, że są dwie możliwości, które ratują zarówno zasadę zachowania energii, jak i II zasadę termodynamiki. Pierwsza możliwość to uzyskanie przez skupione w małej objętości cząstki znacznych prędkości. Oczywiście w tym przypadku wzrost energii kinetycznej musi dokładnie kompensować ubytek energii potencjalnej. II zasada termodynamiki jest tutaj również uratowana, ponieważ na liczbę możliwych stanów Ω mają wpływ nie tylko położenia, ale także prędkości. Jest również druga możliwość: wypromieniowanie nadmiaru energii w postaci fotonów (w każdym przypadku jednak musi być spełniona zasada zachowania momentu pędu). Można wykazać przy pomocy standardowego rachunku z fizyki statystycznej, że entropia wszechświata przypadająca na jeden barion (proton bądź neutron) z dokładnością do czynnika rzędu 1 jest równa liczbie fotonów promieniowania relikтового tła przypadającego na jeden barion. Należy w tym miejscu przypomnieć, że fotony promieniowania relikтового powstały w tzw. erze rekombinacji około 300 000 lat po Wielkim Wybuchu, gdy z plazmy zawierającej mieszaninę lekkich jąder atomowych, elektronów oraz fotonów wyłoniły się obojętne elektrycznie atomy. Ponieważ fotony z trudnością oddziałują z obojętną materią, tracąc partnerów do reakcji w postaci neutralnych atomów, zaczęły błąkać się po wszechświecie tworząc tzw. reliktowe tło. Fotony powstające podczas tworzenia się zwartych grawitacyjnych struktur zwiększają liczbę fotonów tła i w ten sposób powiększają entropię otoczenia. Im struktura jest bardziej zwarta, tym entropia cząstek wchodzących w jej skład jest mniejsza, a zatem w zgodzie z II zasadą termodynamiki tym bardziej musi się zwiększyć entropia otoczenia.

Aby poprzeć powyższe wywody wyliczeniami (REEVES 1988), wyjdźmy ze wzoru na entropię układu N cząstek swobodnych o masie m zajmujących objętość V i znajdujących się w równowadze termodynamicznej o temperaturze T :

$$S = k \frac{\partial}{\partial T} (T \ln Z) \quad (4),$$

gdzie Z jest tzw. *sumą statystyczną* dla rozważanego układu cząstek:

$$Z = \frac{1}{N!} V^N \left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{\frac{3N}{2}} \quad (5).$$

Pojawienie się stałej Plancka h w powyższym wzorze sugeruje, że wyliczana entropia ma coś wspólnego z układem kwantowym. Odpowiednie uzasadnienie dla takiego postępowania w przypadku klasycznych układów makroskopowych można znaleźć w każdym akademickim podręczniku z fizyki statystycznej (REIF 1967). Po standardowych przekształceniach matematycznych wzór na entropię możemy zapisać w postaci:

$$S = kN \left(\frac{5}{2} + 3 \ln \frac{d}{l_{th}} \right) \quad (6),$$

gdzie $d = (V/N)^{1/3}$ jest średnią odległością między cząstkami, a $l_{th} = (h/\sqrt{6mkT})$ jest tzw. termiczną długością fali de Broglie'a dla danego rodzaju cząstek. Wyliczamy ją z definicji fali de Broglie'a $l_{th} = (h/mv_{th})$ oraz z tzw. zasady ekwipartycji energii $mv_{th}^2/2 = 3kT$. Rachunki numeryczne przeprowadzimy dla czterech typowych obiektów astrofizycznych: obłok materii, Słońce, biały karzeł i gwiazda neutronowa. Wyniki przedstawiamy w Tabeli 1.

Całkowita entropia atomów S budujących dany obiekt astrofizyczny, jako wielkość addytywna jest sumą dwóch części: entropii jąder atomowych (w naszym przypadku protonów, ponieważ obłok materii międzygwiazdowej składa się głównie z wodoru) $S(p)$ oraz z entropii elektronów neutralizujących całkowity ładunek protonów $S(e)$:

$$S = S(p) + S(e). \quad (7).$$

Do obliczeń przyjęliśmy, że obłok składa się z $N = 10^{57}$ cząstek (tyle w przybliżeniu nukleonów znajduje się w Słońcu). $S_{min}/kN = 5/2 + 5/2 = 5$ jest minimalną entropią układu: proton + elektron. Z wzoru (6) wynika, że ma to miejsce wtedy, gdy $l_{th} = d$. Z Tabeli 1 wynika wyraźnie, że entropia przypadająca na jeden nukleon maleje dla coraz bardziej zwartych obiektów astrofizycznych. Należy jednak dodać, że obliczenia były bardzo przybliżone. Ich celem było jedynie wskazanie metody.

Tak, jak wspomnieliśmy wcześniej maleniu entropii mającemu miejsce podczas powstawania obiektów astrofizycznych, zgodnie z II zasadą termodynamiki, musi towarzyszyć dość znaczny wzrost entropii otoczenia. Opiszemy w skrócie metodę wyliczenia tego wzrostu. Wyliczenie to będzie również przybliżone, ponieważ pominiemy wzrost energii kinetycznej cząstek tworzących astrofizyczny obiekt zwarty.

Rozważmy najpierw dwie cząstki znajdujące się w nieskończonej odległości od siebie. Oczywiście z wzoru (3) wynika, że jeżeli cząstki są znacznie oddalone od siebie, wtedy ich energia potencjalna jest w przybliżeniu równa zero. Po zbliżeniu energia zmniejsza się. Można udowodnić, że N cząstek (np. nukleonów) o jednakowej masie m_p rozłożonych jednorodnie w kuli o promieniu R posiada energię potencjalną (przypadającą na jedną cząstkę):

$$\frac{E_p(r)}{N} = -G \frac{m_p^2}{2R} N \quad (8).$$

Wyliczamy tę energię dla badanych czterech obiektów astrofizycznych. Ponieważ początkowo materia tworząca te obiekty była

Tabela 1. Entropia atomów tworzących cztery podstawowe obiekty astrofizyczne odniesiona do entropii minimalnej.

Obiekt	Parametry							
	KT [eV]	d [cm]	$l_{th}(e)$ [cm]	$l_{th}(p)$ [cm]	$S(e)/kN$	$S(p)/kN$	S/kN	$\frac{S}{S_{min}} / kN$
Obłok materii	2×10^{-3}	0,7	16×10^{-7}	4×10^{-8}	41	52	93	18,6
Słońce	10^3	$1,3 \times 10^{-8}$	2×10^{-9}	5×10^{-11}	7	18	25	5
Biały karzeł	9×10^4	7×10^{-10}	24×10^{-11}	6×10^{-12}	6	17	23	4,6
Gwiazda neutronowa	9×10^7	7×10^{-12}	$6,8 \times 10^{-12}$	$1,7 \times 10^{-13}$	2,5	14	16,5	3,3

Tabela 2. Energia potencjalna (wiązań) na jeden nukleon dla poszczególnych obiektów astrofizycznych oraz wzrost entropii otoczenia przypadającej na jeden nukleon obiektu.

Obiekt	Entropia	
	$\frac{E_p(r)}{N}$ [eV]	Wzrost entropii otoczenia przypadającej na jeden nukleon obiektu
Obłok materii	-0,2	1
Słońce	$-0,6 \times 10^3$	600
Biały karzeł	$-0,4 \times 10^6$	1 000 000
Gwiazda neutronowa	-10^8	100 000 000

rozproszona (posiadała zerową energię potencjalną), a zatem mając w obiekcie energię ujemną musiała równowartość tej energii wypromieniować w postaci fotonów. Przykładowo dla Słońca wyliczona ze wzoru (8) wypromieniowana energia przypadająca na jeden nukleon wynosi 600 eV. Skoro temperatura tła wynosi 3K (1 eV), a wypromieniowane fotony mieszają się z tłem i są w stanie równowagi termodynamicznej, tych fotonów musi być w konsekwencji również 600. Jest

to zatem entropia przypadająca na jeden nukleon powstającego Słońca, o którą powiększa się entropia otoczenia. W Tabeli 2. przedstawiamy odpowiednie wartości liczbowe dla pozostałych obiektów.

Porównując powyższe tabele widzimy, że w układzie z samograwitującym pyłem spełniona jest II zasada termodynamiki, bowiem entropia zwartego układu astrofizycznego maleje kosztem znacznego jej wzrostu w otoczeniu.

ENTROPIA CZARNYCH DZIUR

Analizując zmianę entropii obiektu astrofizycznego oraz otoczenia nie rozważaliśmy czarnych dziur, ponieważ do obiektów tych nie nadaje się aparat klasycznej termodynamiki. Wyliczenie sumy statystycznej Z wyrażonej wzorem (5) zakłada możliwość określenia położenia cząstek oraz ich prędkości. W przypadku czarnej dziury nie jest to możliwe, ponieważ żadna informacja z czarnej dziury nie wydostaje się na zewnątrz. Czy zatem można określić pojęcie entropii dla czarnej dziury? Odpowiedź jest twierdząca, jeżeli potraktować ten obiekt kwantowo-mechanicznie. Sytuacja jest analogiczna, jeśli rozważyć energię cząstki swobodnej o masie m . W mechanice newtonowskiej cząstka swobodna posiada energię różną od zera, tylko gdy się porusza. Spoczywająca cząstka swobodna nie posiada energii. Sytuacja się jednak zmienia, jeśli potraktować cząstkę aparatem kwantowej teorii pola. Tutaj nawet spoczywająca cząstka posiada olbrzymią energię, którą można wyzwolić w realnych procesach fizycznych – mc^2 .

Sposób wyliczenia entropii czarnej dziury został zaproponowany przez BEKENSTEINA (1974). Polega on na utożsamieniu liczb

by stanów Ω z liczbą wszystkich możliwych fal stojących, jakie mogą być utworzone przez funkcje falowe cząstek wchodzących w skład czarnej dziury. Uzasadnienie dla traktowania czarnej dziury, jako układu kwantowo-mechanicznego bierze się stąd, że grawitacyjna energia wiązania cząstek wchodzących w skład czarnej dziury o masie M jest rzędu Mc^2 . Można wykazać, że tak wyliczona entropia czarnej dziury o masie M wynosi:

$$\frac{S}{k} = 10^{75} \left(\frac{M}{M_s} \right)^2 \quad (9),$$

gdzie M_s jest masą Słońca. Zważywszy, że dla Słońca wyliczona klasycznie entropia wynosi $S/k \approx 25 \times N = 25 \times 10^{57} = 2,5 \times 10^{58}$ (patrz Tabela 1), ze wzoru (9) widać, że entropia czarnej dziury traktowanej, jako obiekt, z którego nie może wydobyć się żadna informacja, jest większa od entropii gwiazdy, z której ta czarna dziura powstanie (w tym przypadku Słońca, oczywiście pod warunkiem, że czarna dziura w jakiś sposób powstałaby ze Słońca, co jak wiemy w sposób naturalny nie jest

możliwe) o około 17 rzędów wielkości, tzn. 100 000 000 000 000 000 razy.

Posiadanie przez układ fizyczny zarówno różnej od zera energii, jak i entropii sugeruje, że układ powinien mieć określoną temperaturę. Wynika to już z klasycznego wzoru:

$$\frac{1}{T} = \frac{\partial S}{\partial E} \quad (10).$$

Jednak dla czarnej dziury, jako obiektu kwantowo-mechanicznego, należy ją wyznaczyć nieco inaczej:

$$T = \frac{hc^3}{2kGM} \approx 0,5 \times 10^{-5} \frac{M_{\odot}}{M} K \quad (11).$$

Czarna dziura posiada zatem temperaturę, czyli na mocy zerowej zasady termodynamiki powinna promieniować energię, jeśli tylko otoczenie ma temperaturę niższą. Zjawisko promieniowania przez czarną dziurę energii nazywane jest parowaniem czarnych dziur. Niestety dla większości czarnych dziur temperatura ta jest bardzo niska. Ze wzoru (11) wynika, że czarna dziura o masie Słońca będzie miała temperaturę rzędu 0,00001 K. Ponieważ temperatura czarnej dziury jest odwrotnie proporcjonalna do jej masy, dla rzeczywistych czarnych dziur istniejących we wszechświecie temperatura parowania będzie jeszcze wiele rzędów wielkości mniejsza. Ze względu na to, że średnia temperatura tła we wszechświecie wynosi 3 K, nie ma obecnie szans na zaobserwowanie zjawiska parowania czarnych dziur. Musimy poczekać wiele miliardów lat, aż w wyniku ekspansji wszechświat schłodzi się do ułamków kelwi-

nów. Może to nastąpić szybciej niż się kiedyś spodziewano, ponieważ z wielu obserwacji supernowych wynika, że wszechświat nasz podlega przyspieszającej ekspansji. Obliczenia pokazują, że czarna dziura wyparowuje całkowicie, a większość wyparowanej energii jest w postaci światła. Brzmi to bardzo optymistycznie w kontekście spodziewanej przez fizyków XIX-wiecznych śmierci cieplnej wszechświata. Dzięki parowaniu czarnych dziur śmierć cieplną odsuwamy do bardzo odległej przyszłości, ponieważ, gdy już wyczerpiemy wszystkie termojądrowe źródła energii, na niebie zaczną pojawiać się efektowne fajerwerki w postaci parujących czarnych dziur. Zadaniem człowieka będzie wykorzystanie tych nowych źródeł energii. Należy dodać, że proces ten będzie trwał niewyobrażalnie długi czas, ponieważ ze względu na zróżnicowanie mas czarne dziury będą się „zapalały” sukcesywnie.

Z punktu widzenia dynamiki entropii czarna dziura, dopóki nie wyparuje magazynuje użyteczną energię, czyli mimo wszystko posiada entropię o małej wartości. Dopiero w wyniku parowania, gdy cała masa czarnej dziury zamienia się w energię promienistą entropia otoczenia osiąga maksymalną wartość, a czarna dziura po prostu znika. Do czasu parowania wyzwalamie entropii jest zawieszane. Taką zawieszoną entropię nazywa się często informacją. W rozważanym przypadku czarnych dziur jest to informacja grawitacyjna. Dopóki istnieją we wszechświecie obiekty zawierające niezerową informację grawitacyjną (zbiorniki energii) życie we wszechświecie jest możliwe.

ENTROPIA I „INFORMACJA” GRAWITACYJNA WSZECHŚWIATA

W poprzednim rozdziale zauważyliśmy, że czarne dziury są potężnymi zbiornikami użytecznej energii, czyli informacji grawitacyjnej. W niniejszym rozdziale przeanalizujemy problem informacji grawitacyjnej całego obserwowalnego wszechświata (tzn. części wszechświata objętej tzw. horyzontem czasu). Ponieważ nie wiadomo, czy wszechświat jest skończony, czy nieskończony nie można liczyć entropii całości. W takiej sytuacji należy ograniczyć się do obserwowalnej części wszechświata. Za taką traktuje się obszar, który może być ze sobą w relacji przyczynowo-skutkowej. Oznacza to, że od początku wszechświata, każdy fragment tego

obszaru mógł wysłać informację do każdego innego fragmentu (przypominamy, że sygnał nie może być przesłany z prędkością większą od $c = 300\,000$ km/s). Ponieważ wyliczenia zależą od konkretnego modelu kosmologicznego zajmiemy się najpierw standardowym modelem kosmologicznym.

Zacniemy od wyliczenia rzeczywistej entropii obserwowalnej części wszechświata z pominięciem czarnych dziur. Jak wiadomo entropia ta zawarta jest głównie w promieniowaniu tła (można policzyć, że gdy wszystkie gwiazdy zgasną, wypaliwszy swoje paliwo termojądrowe, entropia tła zwiększy się zaledwie o 0,001). Z dokładnością do stałej,

entropia obserwowalnej części wszechświata jest równa liczbie fotonów tła w tym obszarze:

$$S \propto nV \quad (12),$$

gdzie n jest liczbą fotonów w jednostce objętości, a V objętością obszaru wewnątrz horyzontu cząstek. Dla wszystkich rodzajów cząstek, w tym dla fotonów, mamy:

$$n \propto \frac{1}{R^3} \quad (13),$$

gdzie R jest tzw. *czynnikiem skali* określającym ewolucję wszechświata. W najprostszym modelu kosmologicznym Einsteina-de Sittera czynnik skali zależy od czasu według wzoru:

$$R \propto t^{2/3} \quad (14).$$

Ponadto, niemal w każdym standardowym modelu kosmologicznym promień horyzontu rośnie liniowo z czasem, a zatem objętość obszaru objętego horyzontem ewoluuje:

$$V \propto t^3 \quad (15).$$

Z czterech powyższych wzorów otrzymujemy:

$$S \propto t \quad (16).$$

Stąd entropia zawarta w promieniowaniu tła obserwowalnej części wszechświata rośnie liniowo z czasem. Stałą proporcjonalności można wyznaczyć z warunków początkowych. Przyjmuje się bowiem, że w erze Plancka ($t = t_{pl} = 10^{-43}$ s) $S(t_{pl})/k = 1$. Wtedy:

$$S(t) = \frac{k}{t_{pl}} t \quad (17).$$

Zastanowimy się teraz, jak ewoluuje w czasie informacja grawitacyjna, czyli zawieszona entropia (użyteczna energia) zawarta w czarnych dziurach znajdujących się w obserwowalnej części wszechświata. Ponieważ nie wiemy ile czarnych dziur znajduje się we wszechświecie, a tym bardziej ile jeszcze się ich utworzy w przyszłości wyznaczmy górne oszacowanie na informację grawitacyjną odpowiadające przypadkowi, gdy cała masa zawarta wewnątrz horyzontu cząstek skolapsowałaby do jednej czarnej dziury. Nie jest to oszacowanie całkiem pozbawione sensu, ponieważ można się spodziewać, że w dalekiej przyszłości czarne dziury powstające po wy-

paleniu się paliwa jądrowego dużych gwiazd będą się wzajemnie wchłaniały.

Ze wzoru (9) wynika, że entropia czarnej dziury, traktowanej, jako obiekt kwantowo-mechaniczny jest proporcjonalna do kwadratu masy czarnej dziury. Podobnie byłoby w przypadku, gdyby cała masa zawarta w obserwowalnej części wszechświata skolapsowała do czarnej dziury. Wtedy:

$$S_{\max}(t) \propto t^2 \quad (18).$$

Można pokazać, że w standardowych modelach kosmologicznych gęstość materii baryonowej, która potencjalnie może skolapsować, zależy od czasu według wzoru:

$$\rho \propto \frac{1}{t^2} \quad (19).$$

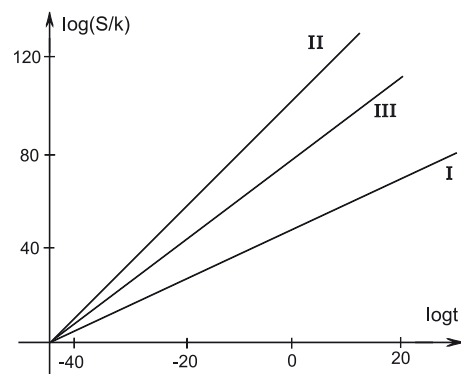
Po podstawieniu (15) i (19) do (18) otrzymujemy:

$$S_{\max}(t) \propto t^2 \quad (20).$$

I znowu po wykorzystaniu warunków początkowych, takich jak poprzednio, wyznaczamy stałą proporcjonalności. Ostatecznie:

$$S_{\max}(t) = k \left(\frac{t}{t_{pl}} \right)^2 \quad (21).$$

Widzimy, że entropia ta rośnie szybciej w czasie niż entropia promieniowania tła, a



Ryc. 3. Zależność entropii $S(t)$ zawartej w promieniowaniu tła od czasu (linia I) oraz entropii $S_{\max}^{real}(t)$ zawartej w czarnej dziurze powstałej po skolapsowaniu całej materii w obserwowalnej części wszechświata (linia II) w standardowym, spowalniającym modelu kosmologicznym. Linia III odpowiada przypadkowi, gdy materia skolapsowała nie do jednej, a do wielu czarnych dziur. Obszar pomiędzy liniami II i I oraz między III i I odpowiada informacji grawitacyjnej.

zatem różnica $S_{\max}(t) - S(t)$, czyli informacja grawitacyjna również rośnie, co daje szansę na duże spowolnienie śmierci cieplnej wszechświata, ponieważ użyteczna energia zawarta w olbrzymiej czarnej dziurze będzie mogła być wykorzystana przez niewyobrażalną liczbę lat. Oczywiście powyższe wyliczenie zostało wykonane przy założeniu, że we wszechświecie jest jedna czarna dziura. Jest to duża idealizacja i w rzeczywistości należałoby rozważyć wiele czarnych dziur zawartych w obszarze horyzontu cząstek. Wtedy

jednak wzrost zawieszony w czarnych dziurach entropii $S_{\max}^{real}(t)$ byłby nieco wolniejszy niż określa to wzór (21) zilustrowany na Ryc. 3.

Parowanie czarnych dziur powoduje stopniowe zbliżanie się linii $S_{\max}^{real}(t)$ oraz $S(t)$ (nie jest ono zaznaczone na Ryc. 3). Gdy wyparuje ostatnia czarna dziura, to zgodnie z naszą dzisiejszą wiedzą, obie linie pokrywają się. Nie będzie żadnej informacji do wykorzystania i wtedy dopiero nastąpi śmierć cieplna wszechświata.

PRZYPADEK WSZECHŚWIATA PRZYSPIESZAJĄCEGO

Jak już wspomnieliśmy prowadzone od 1998 roku obserwacje gwiazd supernowych wskazują na przyspieszającą ekspansję wszechświata. Wcześniej sądzono, że wszechświat podlega raczej spowalniającej ekspansji, a w najgorszym przypadku stałej. W rozdziale tym zastanowimy się, czy te najnowsze odkrycia obserwacyjne dają większe czy mniejsze szanse na przetrwanie cywilizacji w przyszłości.

W kontekście naszych zainteresowań kluczowa różnica między modelami spowalniającymi, a przyspieszającymi polega na różnym zachowaniu horyzontu cząstek w obu modelach. Jak widzieliśmy w modelach standardowych (spowalniających) rozmiary horyzontu rosną zawsze liniowo z czasem, natomiast w modelach przyspieszających (od pewnej chwili ewolucji wszechświata) zarówno potęgowo, jak i eksponentalnie:

$$S_{\max}(t) = k \left(\frac{t}{t_{Pl}} \right)^2 \quad (21).$$

Zauważmy, że w poprzednio rozważanym modelu Einsteina-de Sittera $V \propto t^3 \propto R^{9/2}$. Tak, jak poprzednio, tak i teraz zarówno gęstość liczby fotonów n jak i gęstość materii ρ zależą od czynnika skali według wzoru:

$$V \propto R^3 \quad (22).$$

Wobec tego:

$$n \propto \rho \propto \frac{1}{R^3} \quad (23)$$

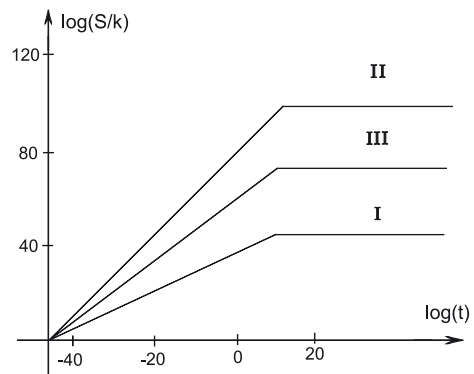
oraz:

$$S(t) \propto nV = const \quad (24).$$

Zależności (23) oraz (24) mają miejsce od chwili, gdy wszechświat wchodzi w fazę

przyspieszającej ekspansji. Do tego momentu, czyli przez pierwszych co najmniej kilka miliardów lat wszechświat podlega opóźniającej ekspansji i wykresy będą wyglądały tak, jak na Ryc. 3. Później linie stają się równoległe i poziome (Ryc. 4).

Porównując oba wykresy widzimy, że sytuacja przedstawiona na Ryc. 4. jest na pierwszy rzut oka mniej korzystna dla przetrwania cywilizacji w przyszłości niż w przypadku modelu standardowego (Ryc. 3). Problem polega na tym, że w pierwszym przypadku wraz z ewolucją wszechświata informacja $S_{\max}(t) - S(t)$ stale rośnie odsuwając w czasie nieuniknioną w końcu śmierć cieplną. W drugim przypadku informacja nie zwiększa się, a każde wyparowanie czarnej dziury powoduje zbliżanie się obu linii (nie zaznaczone na Ryc. 4). Co prawda w obu przypadkach w końcu obie linie się spotkają i to będzie prawdziwy koniec wszechświata, ale wydaje się, że w drugim przypadku nastąpi to szybciej. Mamy jednak za mało danych



Ryc. 4. Zachowanie się entropii $S(t)$ zawartej w promieniowaniu tła oraz entropii $S_{\max}^{real}(t)$ zgromadzonej w czarnej dziurze, gdyby cały obserwowalny wszechświat do takiej skolapsował. Oznaczenia takie same, jak na Ryc. 3

obserwacyjnych zwłaszcza dotyczących liczby czarnych dziur w obserwowalnej części wszechświata, aby oszacować choćby w przy-

bliżeniu, datę śmierci cieplnej w obu przypadkach.

PODSUMOWANIE

Celem pracy było zwrócenie uwagi na wyjątkowość oddziaływań grawitacyjnych w porównaniu z pozostałymi trzema siłami fundamentalnymi w kontekście możliwości istnienia życia we wszechświecie. Ta wyjątkowość polega na tym, że ze względu na nieskończony zasięg oraz brak ekranowania, oddziaływania grawitacyjne są w stanie tworzyć wielkoskalową strukturę, czyli obiekty o małej entropii. Obiekty te są magazynami informacji, czyli użytecznej energii, która może być wykorzystywana przez człowieka przez wiele miliardów lat. Ponadto grawitacja z natury swojej prowadząc do kondensacji materii generuje gradienty temperatur (wnętrza gwiazd), co zgodnie z II zasadą termodynamiki jest niezbędnym warunkiem do wykorzystania olbrzymiej energii zawartej w materii. Jak mówiliśmy wcześniej bez gradientów temperatur nawet największa energia zawarta we wszechświecie byłaby bezużyteczna, tak jak dla samotnego żeglarza bezużyteczna jest olbrzymia energia cieplna jednorodnego oceanu. Zauważyliśmy również, że ekspansja wszechświata jest czynnikiem znacznie opóźniającym nieuchronną (zgodnie ze znanymi prawami fizyki) śmierć cieplną wszechświata. W tym kontekście przeanalizowaliśmy oraz porównaliśmy dwa scenariusze ewolucji wszechświata: standardowy model spowalniającej ekspansji oraz model ekspansji przyspieszającej. Niestety ten drugi wydaje się mniej korzystny dla przetrwania cywilizacji w przyszłości, ponieważ zasoby użytecznej i dostępnej przez człowieka energii będą się w nim szybciej zmniejszały. Oszacowania są jednak wstępne, ponieważ nie dysponujemy danymi

obserwacyjnymi, aby numerycznie potwierdzić powyższe przewidywania. Kluczowym elementem mającym wpływ na obliczenia było rozważenie potencjalnie dostępnej energii wewnątrz horyzontu cząstek obserwatora. Na pierwszy rzut oka założenie to wydaje się racjonalne. Dokładniejsza analiza powinna jednak uwzględniać również inne fizycznie interesujące obszary: horyzont Hubble'a lub horyzont oddziaływania.

Jeżeli główne wnioski z niniejszej pracy przy dokładniejszej analizie potwierdzą się, będzie to oznaczać, że mamy kolejne argumenty za nieprzyjaznością dla człowieka wszechświata przyspieszającego swoją ekspansję. Pierwsze argumenty pojawiły się przy analizie bardzo szybkiej (tzw. fantomowej) ekspansji wszechświata. Jak pokazały obliczenia przy takiej ekspansji kolejne struktury wszechświata począwszy od największych (supergromady galaktyk) a skończywszy na najmniejszych (jądra atomowe) będą się sukcesywnie rozrywały. Na pocieszenie można powiedzieć, że w każdym przypadku nie nastąpi to szybko i czeka nas jeszcze wiele miliardów lat spokojnej ewolucji.

Artykuł może być traktowany, jako ciąg dalszy pracy (STELMACH 2006). W cytowanym artykule omówiony został wpływ supersilnych oddziaływań występujących przy tzw. wielkiej unifikacji GUT, jądrowych oraz elektromagnetycznych na powstawanie złożonych struktur we wczesnym wszechświecie. Zasygnalizowana została rola oddziaływań grawitacyjnych. Rola ta została rozwinięta w niniejszej pracy.

ROLE OF GRAVITATION IN CREATION OF CONDITIONS FOR DEVELOPMENT OF LIFE IN THE UNIVERSE

Summary

In the paper a special role of gravitation as an interaction causing formation of large astrophysical objects with small entropy is analyzed. This is apparently in contradiction with the II law of thermodynamics. Some basic types of such objects have been examined from the point of view of entropy dynamics. It has been stressed that in the far future black

holes will play a special role in creation of conditions for maintaining the existence and the development of civilization. It has been shown numerically that in the universe with accelerating expansion the conditions for a surviving civilization will be worse than in standard cosmological models because of faster thermal death.

LITERATURA

- BEKENSTEIN J. D., 1974. *Generalized second law of thermodynamics in black hole physics* Phys. Rev. D9, 3292–3300.
- REEVES H., 1988. *Cosmic information and the Anthropic principle*. [W:] *Gauge Theory and the Early Universe*. P. GALEOTTI P., SCHRAMM D. N. (red.). Kluwer Academic Publishers, Dordrecht/Boston/London, 1988. NATO ASI Series C: Mathematical and Physical Sciences 248, 159–191.
- REEVES H., 1990. *L'heure de s'enivrer. L'univers a-t-il un sens?* Editions du Seuil. Polskie wydanie: *Godzina upojenia. Czy Wszechświat ma sens?* Cyklady 1996.
- REIF F., 1967. *Statistical Physics*. Berkeley Physics Course, Tom 5. McGraw-Hill Book Company, New York. Polskie wydanie: *Fizyka statystyczna*, PWN, Warszawa 1975.
- STELMACH J., 2006, *Powstawanie złożonych struktur we wczesnym wszechświecie*. [W:] *Astrobiologia. Poprzez pył kosmiczny do DNA*. FERRARI F., SZUSZKIEWICZ E. (red.). Rozprawy i studia 600, Uniwersytet Szczeciński, Szczecin, 32–45.