KS. MICHAŁ HELLER

JESZCZE O HIPOTEZIE ŚMIERCI CIEPLNEJ WSZECHŚWIATA

1. WSTĘP

Tzw. hipotezą śmierci cieplnej Wszechświata interesowali się najwybitniejsi fizycy i matematycy. Za twórców tej hipotezy uważa się Thompsona [1] i Clausiusa [2]; w sporach o nią zabierali głos: Boltzman [3], Smoluchowski [4], Poincaré [5], Zermelo [6], Maks Planck [7], Białobrzeski [8] i inni. Dyskusja toczyła się głównie o prawomocność ekstrapolowania drugiej zasady termodynamiki na cały Wszechświat i o wnioski wynikające ze statystycznego charakteru praw termodynamiki. Można zgodzić się na twierdzenie, że hipoteza śmierci cieplnej zaproponowała pierwszy model kosmicznej ewolucji.

Tymczasem w pierwszej połowie XX wieku — zupełnie niezależnie od rozważań termodynamicznych — powstała i znacznie się rozwinęła kosmologia — empiryczna nauka o Wszechświecie jako całości. Nauka ta wyrosła z zastosowań einsteinowskiej teorii grawitacji (ogólnej teorii względności) do największego z możliwych układu fizycznego, z definicji zwanego Wszechświatem.

Równolegle z kosmologią rozwijały się i inne działy fizyki relatywistycznej, wśród nich termodynamika relatywistyczna. Zapoczątkowanie tej ostatniej było w dużej mierze zasługą R. C. Tolmana [9]. Dla fizyków stało się jasnym, że nie można stawiać zagadnienia termodynamicznej ewolucji Wszechświata niezależnie od kosmologii i termodynamiki relatywistycznej. Sam Tolman zajął się problemem śmierci cieplnej w zastosowaniu do niektórych relatywistycznych modeli Wszechświata i w znacznej mierze problem ten rozwiązał.

Hipoteza śmierci cieplnej prowokuje do filozoficznych rozważań. Nic więc dziwnego, że stała się ona przedmiotem wielu opracowań filozoficznych i po-

---

[1] W. Thompson, *On a Universal Tendency in Nature to the Dissipation of Mechanical Energy*, w: Mathematical and Physical Papers, t. I, Cambridge 1882, s. 511.

[2] R. Clausius, *Abhandlungen über die mechanische Wärmtheorie*, t. I—II, Braunschweig 1864—1867 (zwłaszcza t. II, s. 42—44).

[3] L. Boltzmann, *Vorlesungen über Gastheorie*, t. I—II, Leipzig 1896—1898.

[4] Pisma Mariana Smoluchowskiego, t. I—II, Kraków 1924—1928.

[5] H. Poincaré, *Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique*, Acta Mathematica, 13 (1890) 67.

[6] E. Zermelo, *Über einen Satz der Dynamik und die mechanische Wärmtheorie*, *Ann, der Physik*, 57 (1896) 486; *Über die mechanische Erklärung irreversibel Vorgänge*, *Ann. der Physik*, 59 (1896) 793; *Über die Anwendung der Wahrschaunlichkeitstrechnung auf dynamische System*, *Phys. Zeitschrift.*, 1 (1900) 317.

[7] M. Planck, *Acht Vorlesungen über theoretische Physik*, Leipzig 1910.

[8] Cz. Białobrzeski, *Termodynamika*, Warszawa 1955.

[9] R. C. Tolman, *Relativity, Theormodynamics and Cosmology*, Oxford 1934.

pularyzatorskich. Rzecz charakterystyczna, autorzy tego rodzaju opracowań pozostają zwykle w zakresie termodynamiki klasycznej; dla niektórych dostatecznie ścisłe zdefiniowanie samego pojęcia entropii nastręcza poważne trudności; tylko nieliczni czynią wzmianki o termodynamice relatywistycznej i to czerpiąc o niej informacje z drugiej ręki. Ostatnie stwierdzenia mógłbym udokumentować licznymi odsyłaczami do literatury, wolę się jednak od tego powstrzymać.

Niniejszy artykuł nie jest zamierzony jako jeszcze jeden przyczynek do filozoficznych sporów o hipotezę śmierci cieplnej i wynikające z niej implikacje; ma raczej charakter wyjaśniający. I tak, pragnę zwrócić uwagę na różnicę między ujęciem fenomenologicznym i statystycznym w fizyce, podać ścisłą i możliwie najbardziej poglądową definicję entropii, zreferować, jak wygląda hipoteza śmierci cieplnej w termodynamice relatywistycznej oraz zasygnalizować kilka nietrywialnych zagadnień wiążących się z drugą zasadą termodynamiki i interesujących zarówno dla fizyka-teoretyka, jak i dla filozofa przyrody.

Za wyjątkiem ostatniego rozdziału przytaczane informacje mają charakter podręcznikowy; można je znaleźć w każdym dostatecznie obszernym podręczniku fizyki teoretycznej, np. w odpowiednich tomach „Fizyki teoretycznej" Landaua i Lifszica.

Wyniki termodynamiki relatywistycznej zastosowane do relatywistycznej kosmologii w zasadzie zakończyło spór na temat śmierci cieplnej, nie odpowiedziały natomiast na szereg pytań dotyczących kierunkowego upływania czasu i wiążącej się z tym ewolucji Kosmosu. Warto więc, by filozowie przyrody skierowali swoją uwagę właśnie na te zagadnienia.

2. TEORIE FENOMENOLOGICZNE I STATYSTYCZNE

Jakiś obiekt fizyczny można badać albo „od wewnątrz", albo „od zewnątrz". Temu intuicyjnemu rozróżnieniu odpowiada podział teorii fizycznych na fenomenologiczne (badanie „od zewnątrz) i statystyczne (badanie „od wewnątrz"). Teorie fenomenologiczne nie uwzględniają drobinowej (a tym bardziej atomowej i subatomowej) struktury materii, lecz zakładają ciągłość zjawisk makroskopowych; na skutek tego parametry określające stan i własności układu muszą być brane tylko z doświadczenia. Teorie statystyczne również zajmują się układami makroskopowymi, ale — w przeciwieństwie do fenomenologicznych — starają się wyprowadzić ich własności drogą uśrednienia cech mikrocząsteczek tworzących dany układ makroskopowy. „Własności mikrocząsteczek oraz prawa nimi rządzące określają własności i prawa makroświata. Trzeba jednak pamiętać, że prawa rządzące mikrocząsteczkami są często zupełnie odmienne od praw makroświata." Poza tym jest rzeczą oczywistą, że czysto mechaniczne traktowanie zbioru mikrocząsteczek tworzących dane makroskopowe ciało jest zupełnie nieprzydatne. Przy takim bowiem podejściu nie tylko prawa ruchu, lecz także stany wszytkich mikrocząsteczek musiałyby być nam znane, gdybyśmy chcieli na tej podstawie wyznaczyć wszystkie makroskopowe własności ciała. Jest to oczywiście praktycznie niewykonalne wskutek ogromnej liczby mikrocząsteczek i bardzo małych ich rozmiarów. Program wytłumaczenia zjawisk makroświata za pomocą praw i własność mikroświata byłby więc dosyć pusty, gdyby nie okoliczność, że makroskopowe własności i prawa powstają z uśrednienia odpowiednich mikroskopowych wielkości i praw. Przy uśrednieniu zaś wiele cech indywidual-

nych mikrocząsteczek zaciera się i nie ujawnia w zjawiskach makroświata. Tylko niektóre, tzw. statystyczne własności zbioru mikrocząsteczek tworzących dane ciało określają jego makroskopowe własności" [10].

Teorie fenomenologiczne zwykle poprzedzały powstanie teorii statystycznych. Rozważania statystyczne dostarczają fizyczną interpretację wynikom fenomenologicznym i umożliwiają teoretyczne wyznaczanie wielu cech układów makroskopowych, które ujęcie fenomenologiczne musiało czerpać z doświadczenia. „Teorie statystyczne należy więc traktować jako pogłębienie i dalszy ciąg teorii fenomenologicznych" [11].

Nie może być mowy o współczesnej termodynamice bez ujęcia statystycznego. Z jednej strony obrońcy hipotezy śmierci cieplnej często zapominają o tej okoliczności, z drugiej strony przeciwnicy tej hipotezy w statystycznym charakterze drugiej zasady termodynamiki widzą ostateczny kontrargument przeciw termodynamicznej śmierci. Tak np. w pośmiertnym wydaniu „Termodynamiki" Czesława Białobrzeskiego znajdujemy następującą uwagę dołączoną przez redaktorów do oryginalnego tekstu książki: „bardzo istotne naświetlenie zagadnienia śmierci cieplnej daje fizyka statystyczna podważająca absolutny charakter nieodwracalności. W bardzo długich okresach czasu mogą zachodzić także procesy odwrotne do tych, które uważamy w zwykłych warunkach za nieodwracalne. W każdym bądź razie w dostępnej nam części wszechświata astronomowie obserwują na równo ze starzeniem się i gaśnięciem gwiazd starych, także powstawanie gwiazd nowych. Nic nie uprawnia nas zatem do twierdzenia, że w końcu przeważy ten pierwszy proces" [12].

Argument ten nawiązuje do znanej fluktuacyjnej hipotezy Boltzmana, według której cały Wszechwiat znajduje się w stanie równowagi (w stanie „śmierci cieplnej"), a tylko obserwowana przez nas jego część stanowi dużą statystyczną fluktuację. Landau i Lifszic czynią na ten temat trafną uwagę: „Fakt, iż udało się nam zaobserwować tak wielką fluktuację, moglibyśmy objaśnić w ten spdób, iż powstanie takiej fluktuacji stanowi warunek konieczny na to, by istniał obserwator (warunek umożliwiający biologiczny rozwój organizmów). Argument ten nie wytrzymuje krytyki, albowiem prawdopodobieństwo fluktuacji tylko w obrębie układu słonecznego jest nieporównanie większe i zapewniałoby już dostateczne warunki dla powstania obserwatora" [13]. Zresztą hipoteza fluktuacyjna nie usuwa wniosku o śmierci cieplnej, „ponieważ każda choćby największa fluktuacja powinna w końcu zaniknąć i układ powinien wrócić do stanu równowagi, z którego został wytrącony" [14].

Wydaje się zatem, że zwrócenie uwagi na statystyczny charakter praw termodynamiki nie tylko nie rozwiązało zagadnienia hipotezy śmierci cieplnej, ale nasunęło cały szereg nowych problemów. Niektórymi z nich zajmiemy się jeszcze w rozdziale piątym. Prawdą jest wszakże, że zarówno w poprawnym zdefiniowaniu samego pojęcia entropii, jak i we wszelkich rozważaniach związanych z drugą zasadą termodynamiki nie sposób obejść się bez ujęcia statystycznego.

---

[10] J. Werle, *Termodynamika fenomenologiczna*, Warszawa 1957, s. 10.
[11] Tamże, s. 11.
[12] Cz. Białobrzeski, *Termodynamika*, s. 72.
[13] L. Landau, E. Lifszic, *Fizyka statystyczna*, Warszawa 1959, s. 45.
[14] Tamże.

3. KILKA UWAG O DEFINICJI ENTROPII

Ciała makroskopowe składają się z ogromnej ilości atomów i molekuł. Ten sam makroskopowy stan jakiegoś ciała (układu) może być zrealizowany przy pomocy bardzo wielkiej ilości rozkładów cząstek (atomów i molekuł), z których to ciało jest zbudowane, czyli — jak mówimy — przy pomocy bardzo wielkiej ilości stanów mikroskopowych. Tak np. jeżeli powiadamy, iż wewnątrz pewnej objętości V wypełnionej gazem ciśnienie jest wszędzie takie samo, to znaczy, że w każdym elemencie objętości dV znajduje się średnio tyle samo cząstek gazu, ale jest zupełnie obojętne, która cząstka gdzie się znajduje.

Entropię pewnego układu znajdującego się w określonym stanie makroskopowym zwykle definiuje się jako logarytm naturalny ilości stanów mikroskopowych, przy pomocy których może zostać zrealizowany dany stan makroskopowy [15].

Przyjrzyjmy się bliżej tej definicji. Przez stan pojedynczej cząstki w pewnej chwili, np. cząstki dla ustalenia uwagi zaopatrzonej w „numer porządkowy" 1, rozumiemy położenie q_1 i pęd p_1 tej cząstki w danej chwili. Ponieważ do określenia położenia cząstki „nr 1" w przestrzeni potrzeba trzech współrzędnych: q_{1x}, q_{1y}, q_{1z}, powiadamy, że cząstka posiada trzy stopnie swobody. Zbiór wszystkich wartości położeń i pędów, jakie cząstka „nr 1" może przybierać nazwijmy umownie przestrzenią fazową cząstki „nr 1". Przestrzeń fazowa jest tworem czysto matematycznym, bardzo wygodnym w stosowaniu, i niczym ponad to; ze słowem „przestrzeń" nie należy w tym wypadku łączyć żadnych skojarzeń filozoficznych. Rzecz w tym, że każdy punkt w przestrzeni fazowej, czyli każdy układ sześciu liczb trzech współrzędnych q_{1x}, q_{1y}, q_{1z} i trzech składowych pędu p_{1x}, p_{1y}, p_{1z}, określa pewien konkretny stan cząstki „nr 1". Ponieważ do określenia punktu w przestrzeni fazowej cząstki „nr 1" potrzeba sześciu liczb, powiadamy, że przestrzeń fazowa cząstki „nr 1" jest 6-wymiarowa. Ogólnie: wymiar przestrzeni fazowej cząstki „nr 1" (i-tej cząstki) jest równy podwojonej ilości stopni swobody tej cząstki.

Jeżeli mamy układ U złożony z n cząstek, to każda cząstka ma swoją 2s-wymiarową (s — ilość stopni swobody danej cząstki) przestrzeń fazową, a przestrzeń fazowa całego układu U będzie oczywiście przestrzenią 2sn-wymiarową. Każdy punkt tej przestrzeni fazowej, tzn. sn liczb określających położenia wszystkich cząstek wchodzących w skład układu U i sn liczb określających pędy wszystkich cząstek układu U, określa pewien stan mikroskopowy układu U. Jeżeli stan układu U będzie zmieniał się w czasie, to punkty w przestrzeni fazowej opisujące kolejne stany układu U ułożą się w pewną krzywą (w przestrzeni fazowej) zwaną fazową trajektorią układu U.

W mechanice klasycznej cząstka może przybierać dowolne wartości położeń i pędów. A zatem przestrzeń fazowa w mechanice klasycznej jest przestrzenią ciągłą. Wiemy jednak, że światem mikrofizyki rządzą prawa mechaniki kwantowej, gdzie sprawy przedstawiają się drastycznie inaczej. Położenie i pęd obiektu mikrofizycznego związane są relacją nieoznaczności Heisenberga, która głosi, że położenie i pęd obiektu nie mogą być określone równocześnie z dowolną dokładnością, lecz co najwyżej z dokładnością do stałej Plancka. Matematycznie zapisujemy to:

$$\delta q \cdot \delta p \geqslant h \tag{1}$$

---

[15] Ilość stanów mikroskopowych mogących zrealizować dany stan makroskopowy nazywa się niekiedy prawdopodobieństwem termodynamicznym.

Niech Δq oznacza „przedział" położeń, a Δp „przedział" pędów w przestrzeni fazowej. Zauważmy, że wielkość $\Delta q\ \Delta p$ jest objętością pewnej części przestrzeni fazowej; objętość ta przedstawia pewną liczbę stanów mikroskopowych rozważanego układu U. Otóż zgodnie z relacjami nieoznaczoności objętość $\Delta q\ \Delta p$ nie może być dowolnie mała, lecz istnieje objętość najmniejsza, „komórka" przestrzeni fazowej. Z relacji nieoznaczoności łatwo wyliczyć, że objętość takiej „komórki" wynosi h^s, gdzie s jest ilością stopni swobody rozważanego układu. Możemy powiedzieć, że jeden stan kwantowy zajmuje jedną „komórkę".

Przyjmijmy, że badany układ makroskopowy U znajduje się w stanie równowagi, tzn. makroskopowy stan układu U nie zmienia się w czasie. Dzieląc objętość fazową, jaką zajmuje układ U w przestrzeni fazowej, przez objętość jednego stanu kwantowego („komórki") otrzymamy ilość stanów kwantowych — oznaczmy tę ilość przez $\Delta\Gamma$ — znajdujących się wewnątrz objętości $\Delta q\ \Delta p$, czyli ilość stanów kwantowych $\Delta\Gamma$ realizujących makroskopowy stan układu U. Mamy więc:

$$\Delta\Gamma = \frac{\Delta q\ \Delta p}{h^s} \tag{2}$$

Wielkość $\Delta\Gamma$ nazywa się wagą statystyczną makroskopowego stanu układu U, a logarytm naturalny z $\Delta\Gamma$ — entropią ς tego układu:

$$\varsigma = \ln \Delta\Gamma \tag{3}$$

Istotne jest przy tym założenie, że układ U znajduje się w równowadze; tylko w takim wypadku objętość fazowa $\Delta q\ \Delta p$ opisuje praktycznie jeden stan makroskopowy układu U (stan równowagi). Jeżeli układ W nie znajduje się w stanie równowagi, to pojęcie entropii definiuje się przy pomocy następujących zabiegów: Należy układ W podzielić na podukłady tak małe, żeby je można uważać za będące w równowadze w przeciągu pewnego okresu czasu; w zasadzie podział na takie podukłady jest zawsze możliwy. Entropię dla poszczególnych podukładów definiuje się jak wyżej dla układów w równowadze, a entropię układu W znajduje się sumując entropię określoną dla wszytkich jego podukładów.

Gdybyśmy wszakże rozpatrywali zbyt krótkie okresy czasu, nie można by podukładów układu W uważać za znajdujące się w równowadze. O równowadze układu można bowiem mówić tylko wtedy gdy mamy do dyspozycji okres czasu znacznie większy od tzw. czasu relaksacji, tzn. czasu jaki układ potrzebuje, by po małym zaburzeniu powrócić do poprzedniego stanu. Wprawdzie na ogół im mniejszy układ, tym krótszy czas relaksacji, nie możemy jednak zmniejszać nieograniczenie rozmiarów układu (dzielić na coraz mniejsze podukłady), a to z tego względu, iż z definicji entropii rozważany układ musi być makroskopowy. Dlatego dla zbyt krótkich okresów czasu pojęcie entropii w ogóle traci sens. Jak piszą Landau i Lifszic: „Entropia jest wielkością charakteryzującą wyśredniowane własności ciała w pewnym różnym od zera przedziale czasu Δt" [16].

Stany mikroskopowe są rządzone prawami mechaniki kwantowej i dlatego bardziej „fundamentalne" określenie entropii musi odwoływać się do statystyki kwantowej. Jeżeli chcemy ograniczyć się tylko do fizyki klasycznej (jak się to z reguły czyni w publikacjach filozoficznych dotyczących problemu śmierci cieplnej), to wagę statystyczną (ilość „stanów mikroskopowych")

[16] L. Landau, Lifszic, *Fizyka statystyczna*, s. 42.

można by zdefiniować jako objętość $\Delta q\ \Delta p$ ciągłej przestrzeni fazowej, a entropię ς odpowiednio jako:

$$\varsigma = \ln \Delta q\ \Delta p \tag{4}$$

Wyrażenie pod logarytmem ma wymiar [energia • czas]^s, co nie ma fizycznego sensu, gdyż oznaczałoby to, że wartość entropii można by zmieniać zmieniając jedynie jednostki energii i czasu. Należy zatem wielkość $\Delta q\ \Delta p$ podzielić przez jakąś inną wielkość o tym samym wymiarze. Wielkość taka narzuca się z poprzednich rozważań kwantowych, jest nią oczywiście h^s. Przez ścisłą odpowiedniość ze statystyką kwantową otrzymujemy więc dla przypadku klasycznego:

$$\varsigma = \ln \frac{\Delta q\ \Delta p}{h^s} \tag{5}$$

Entropia stała się teraz wielkością bezwymiarową. Mówiąc obrazowo, w naturalny sposób (przez odpowiedniość ze statystyką kwantową) wybraliśmy zero na skali jednostek i entropia jest już określona jednoznacznie.

Często w podręcznikach spotykamy entropię S określoną jako:

$$S = k \cdot \varsigma \tag{6}$$

gdzie $k = 1.38 \times 10^{-16}$ erg/stop jest stałą Boltzmana.

4. HIPOTEZA ŚMIERCI CIEPLNEJ W ŚWIETLE TERMODYNAMIKI RELATYWISTYCZNEJ

Wniosek o śmierci cieplnej Wszechświata można sformułować w postaci paradoksu kosmologicznego („paradoks termodynamiczny" [17]): „...jeśli chcemy stosować statystykę do wszechświata traktowanego jako układ zamknięty, to już na wstępie spotykamy się z rażącą sprzecznością między teorią a doświadczeniem. Zgodnie z wynikami statystyki wszechświat powinien się znajdować w stanie zupełnej równowagi statystycznej. Ściślej, powinien się znajdować w stanie równowagi dowolnie duży lecz ograniczony jego obszar, którego czas relaksacji w każdym razie jest skończony. Jednocześnie codzienne doświadczenie przekonuje nas o tym, że własności przyrody nie mają nic wspólnego z własnościami układu znajdującego się w stanie równowagi, dane zaś astronomiczne pokazują, że to samo dotyczy dostępnej dla naszych obserwacji olbrzymiej części wszechświata" [18].

Przypomnijmy jeszcze, że — według termodynamiki klasycznej — gdy temperatury bezwzględnie dwóch ciał makroskopowych (jednakowych pod innymi względami) są równe, to ciała te są ze sobą w równowadze termodynamicznej. Wszystkie procesy nieodwracalne, związane z wzrostem entropii, prowadzą do zanikania różnic temperatur i kończą się nieuchronnie stanem równowagi (maksimum entropii). A zatem wyrównanie wszystkich różnic temperatur występujących we Wszechświecie prowadziłoby nieuchronnie do jego termicznej śmierci.

Druga zasada termodynamiki relatywistycznej jest zupełnie analogiczna do drugiej zasady termodynamiki klasycznej. Również mówi ona, że każdy

[17] Por. E. Skarżyński, *Paradoksy kosmologiczne*, Studia Filozoficzne 61(1969) 171.

[18] L. Landau, E. Lifszic, *Fizyka statystyczna*, s. 44—45.

proces nieodwracalny dokonuje się w kierunku wzrostu entropii. Istotna różnica polega na tym, że — zgodnie z termodynamiką relatywistyczną — w ogólnym przypadku wzrastanie entropii jest nieograniczone, nie musi kończyć się osiągnięciem stanu równowagi; jedynie w szczególnych przypadkach układ może osiągnąć równowagę, ale i wtedy może zostać z niej wytrącony na skutek oddziaływań grawitacyjnych [19].

Rozpatrzmy rzecz nieco dokładniej. Podstawowa idea ogólnej teorii względności polega na utożsamieniu potencjałów pola grawitacyjnego ze składowymi tensora metrycznego czasoprzestrzeni. Mówiąc bardziej poglądowo: pole grawitacyjne przejawia się jako zakrzywienie czasoprzestrzeni.

Wszystkie procesy nieodwracalne we Wszechświecie rozgrywają się w czasoprzestrzeni. Chcąc mieć do czynienia z układem zamkniętym powinniśmy geometryczną strukturę czasoprzestrzeni (czyli pole grawitacyjne) włączyć do naszego układu. Okazuje się jednak, że tak postąpić nie można. Gdy bowiem włączy się strukturę czasoprzestrzeni do układu zamkniętego, zasady zachowania (w szczególności prawo zachowania czteropędu) stają się tożsamościami [20] i cała statystyka, która opiera się na tych zasadach, traci sens. Ale z drugiej strony nie możemy po prostu wyłączyć geometrycznej struktury czasoprzestrzeni z rozważań, procesy termodynamiczne nie mogą się przestać dziać w czasie i przestrzeni. A zatem w termodynamice relatywistycznej, gdy bierzemy pod uwagę tak duże obszary Wszechświata, że nie można już zaniedbać pola grawitacyjnego, nie da się zrealizować układu zamkniętego.

Wiadomo jednak, że układ nieizolowany może osiągnąć stan równowagi, jeżeli warunki zewnętrzne, w jakich się znajdując, są stacjonarne (niezmienne w czasie). Pole grawitacyjne na ogół nie jest stacjonarne, geometryczna struktura czasoprzestrzeni zmienia się w czasie. A zatem w ogólnym przypadku układ termodynamiczny tak duży, że odgrywają w nim rolę pola grawitacyjne, nawet po dowolnie długim czasie nie znajduje się w stanie równowagi. Jedynie w bardzo szczególnym przypadku stacjonarnej czasoprzestrzeni (stacjonarnych pól grawitacyjnych) układ osiąga równowagę [21].

W termodynamice relatywistycznej warunkiem tego, by układ był w równowadze nie jest stałość temperatury bezwzględnej — jak to było w przypadku klasycznym — lecz:

$$T\sqrt{-g_{oo}} = \text{const} \tag{7}$$

gdzie T jest temperaturą bezwzględną, a g_{oo} — jedną ze składowych tensora metrycznego; tylko gdy ta składowa nie zależy od czasu, układ może osiągnąć stan równowagi [22].

Dla przykładu przyjrzyjmy się tzw. światom Tolmana. Uczony ten badał je jeszcze w okresie międzywojennym [23]. Ewolucja światów Tolmana składa się z następujących po sobie w sposób nieodwracalny okresów rozszerzania się i kurczenia. Nieodwracalność ewolucji przejawia się w tym, że poszczególne oscylacje (czyli poszczególne cykle: rozszerzanie się — kurczenie) nie są identyczne, lecz amplituda tych oscylacji z czasem rośnie nieograniczenie; w każdej kolejnej chwili przejścia od rozszerzania się do kurczenia („promień Wszechświata" R_{max} jest większy niż w poprzednim cyklu.

---

[19] Por. C. Møller, *Thermodynamics in the Special and the General Theory of Relativity*, przekł. rosyjski w: Ejnsztiejnowskij Sbornik 1969—1970, Moskwa 1970, s. 40.

[20] Por. L. Landau, E. Lifszic, *Teoria pola*, Warszawa 1958, s. 366.

[21] Por. L. Landau, E. Lifszic, *Fizyka statystyczna*, s. 45—46.

[22] Tamże, s. 95—97.

Model Tolmana jest wypełniony materią (tzw. fluidem) niejednorodną pod względem chemicznym, „Wewnętrzny mechanizm powodujący aktualny wzrost entropii polega na nieodwracalnych procesach zachodzących między chemicznymi składnikami fluidu prowadzących w kierunku równowagi" [24]. Dziś wiemy, że mogą to być też procesy dyssypacyjne, na przykład efekty związane z tzw. lepkością objętościową [25]. „Na pierwszy rzut oka mogłoby się wydawać, że takie procesy zapewniają tylko ograniczony wzrost entropii, ponieważ jesteśmy przyzwyczajeni, na podstawie termodynamiki klasycznej, oczekiwać maksimum możliwej entropii dla układu o danej energii i objętości; ale obecny przypadek różni się od klasycznego układu izolowanego, ponieważ energia własna dowolnego elementu fluidu nie pozostaje stała. Istotnie, energia własna każdego elementu fluidu w modelu zmniejsza się w czasie podczas trwania ekspansji, a zwiększa się podczas trwania kontrakcji. Stąd, jeżeli ciśnienie staje się większe podczas poprzedniego cyklu rozszerzania, jak tego należy oczekiwać, każdy element fluidu powraca do swojej poprzedniej objętości ze zwiększoną energią, a zatem i zwiększoną entropią" [26]. I proces ten jest tak samo nieograniczony w czasie, jak nieograniczone w czasie jest następstwo kolejnych oscylacji Wszechświata. „Sytuacja jest tu analogiczna do ciągłego wzrostu entropii i energii, który może zachodzić w klasycznym przypadku nieustannie następujących po sobie nieodwracalnych, adiabatycznych rozprężeń i ściskań dyssocjującego gazu w cylindrze o nieprzewodzących ścianach i ruchomym tłoku, tak długo jak długo jest doprowadzana zewnętrzna energia potrzebna do kolejnych ściskań; w relatywistycznym przypadku można uważać, że ta zewnętrzna energia pochodzi z energii potencjalnej pola grawitacyjnego" [27].

Po powstaniu kosmologii relatywistycznej jakiekolwiek próby budowania modelu świata wyłącznie w oparciu o termodynamikę klasyczną wydają się anachronizmem. A zatem spór o nieuniknioność śmierci cieplnej Wszechświata należy uznać za zakończony.

5. ZAGADNIENIE „STRZAŁKI CZASU"

Bynajmniej jednak nie znikają inne, filozoficznie ciekawe, zagadnienia związane z prawem wzrostu entropii. Prawo to, jak wiemy, określa najbardziej prawdopodobny kierunek zachodzenia procesów makroskopowych, co z kolei wiąże się zarówno z fizycznym określeniem kierunku czasu, jak i z kierunkowością ewolucji w kosmicznej skali.

Zagadnienie możemy postawić następująco: „Nie mamy wątpliwości, że czas biegnie w jednym kierunku. Przeszłość i przyszłość są dla nas zupełnie różnymi pojęciami; przeszłość jest pewnością, przyszłość niepewnością. Czy możemy w oparciu o fizykę zrozumieć, dlaczego tak jest?" [28].

Wszystkie znane prawa fizyki są symetryczne ze względu na zmianę kierunku czasu, innymi słowy — nie wyróżniają one żadnego z dwu możliwych kierunków czasu. Jedyny wyjątek stanowi prawo wzrostu entropii: jest bardziej prawdopodobnym, że jakiś proces przebiegnie od stanu o niższej en-

---

[23] R. C. Tolman, *Relativity, Thermodynamics and Cosmology*, Oxford 1934.
[24] Tamże, s. 439—444.
[25] Por. M. Heller, Z. Klimek, L. Suszycki, *Imperfect Fluid Fridmannian Cosmology*, Astrophysics and Space Science 20 (1972) 205.
[26] R. Tolman, *Relativity, Thermodynamics and Cosmology*, s. 441.
[27] Tamże.
[28] T. Gold, *Strzałka czasu*, Postępy Fizyki, 15 (1964) 19.

tropii do stanu o wyższej entropii niż odwrotnie. należy wszakże pamiętać, że jest to prawidłowość statystyczna.

W literaturze przedmiotu [29] wymienia się trzy fizyczne czynniki mogące warunkować kierunkowość czasu:

1) druga zasada termodynamiki — „wystarczy spojrzeć na układ w dwóch chwilach i wyznaczyć tę, w której entropia jest większa. Ta właśnie chwila będzie późniejsza" [30];

2) rozszerzanie się Wszechświata — należy wyznaczyć średnią gęstość materii we Wszechświecie w dwóch chwilach; chwila, w której średnia gęstość materii jest mniejsza, jest chwilą późniejszą;

3) związek przyczynowy — skutek jest zawsze późniejszy od swojej przyczyny. Z tym, że przez związek przyczynowy w fizyce rozumie się jedynie możliwość „powiązania ze sobą" dwóch zdarzeń przy pomocy jakiegoś sygnału zdolnego do przenoszenia informacji (np. przy pomocy światła).

Można postawić pytanie, czy te trzy czynniki są od siebie niezależne. Zwłaszcza związki pomiędzy drugą zasadą termodynamiki a rozszerzaniem się Wszechświata mogą wydawać się prawdopodobne [31].

W ostatnich latach okazało się, głównie dzięki pracom angielskiej szkoły kosmologicznej [32], że związki przyczynowe mają bardzo podstawowe znaczenie, gdy idzie o określenie na zbiorze zdarzeń pewnych relacji porządkujących. Między innymi, przy pomocy relacji przyczynowości (kauzalności) można określić bardzo fundamentalne, topologiczne własności czasu [33].

Spośród wymienionych wyżej trzech czynników, które mogą być odpowiedzialne za strzałkę czasu, jedynie druga zasada termodynamiki zasługuje na miano prawa fizyki: Ekspansja kosmiczna ma raczej status faktu niż prawa, natomiast związek przyczynowy jest rodzajem relacji porządkującej.

Lecz druga zasada termodynamiki ma charakter statystyczny. Gdy zwrócimy uwagę na ten aspekt zagadnienia, natychmiast pojawiają się istotne trudności. Prawo statystyczne powstaje na skutek uśrednienia indywidualnych właściwości mikroobiektów, którymi rządzą prawa mechaniki (klasycznej lub kwantowej). Tymczasem prawa mechaniki są symetryczne ze względu na zmianę kierunku upływu czasu. W jaki więc sposób z uśrednienia wielkości nieczułych na zmianę kierunku czasu otrzymujemy wielkości wyróżniające kierunek czasu? Landau i Lifszic trudność tę ujmują w postaci kolejnego paradoksu: „Formułując prawo wzrostu entropii mówiliśmy o najbardziej prawdopodobnym rozwoju stanu makroskopowego, zadanego w pewnej chwili. Ale stan ten powinien powstać z innych stanów w wyniku procesów zachodzących w przyrodzie. Symetria względem obu kierunków czasu oznacza, że o każdym dowolnie wybranym w pewnej chwili $t = t_0$ stanie makroskopowym układu zamkniętego możemy twierdzić nie tylko, że najbardziej prawdopodobnym jego rozwojem dla $t > t_0$ będzie rozwój związany ze wzrostem entropii, ale i to, że jest bardzo prawdopodobne, iż sam ten stan powstał ze stanów o większej entropii; inaczej mówiąc z dużym prawdopodobieństwem entropia jako funkcja czasu powinna osiągać mi-

---

[29] Por. np. I. Szumilewicz, *O kierunku upływu czasu*, Warszawa 1964.

[30] T. Gold, *Strzałka czasu*, s. 19.

[31] Por. D. W. Sciama, *Retarded Potentials and the Expansion of the Universe*, *Proceedings of the Royal Society*, A 273 (1963) 484.

[32] Por. np. R. Penrose, *Structure of Space-Time*, *Battelle Recontres 1967*, New York — Amsterdam 1968.

[33] M. Heller, *Space-Time Manifolds and Relativity of Time*, Studia Phil. Christ., 10 (1974) 49; tenże, *Global Time Problem in Relativistic Cosmology*, Annales de la Société Scientifique de Bruxelles, 89, IV (1975) 522.

nimum dla $t = t_o$, w której to chwili stan makroskopowy wybraliśmy dowolnie. Lecz takie twierdzenie nie jest absolutnie równoważne prawu wzrostu entropii, według którego we wszystkich rzeczywiście występujących w przyrodzie układach zamkniętych entropia nigdy nie maleje (abstrahując od zupełnie znikomych fluktuacji). Tymczasem to ogólne sformułowanie prawa wzrostu entropii potwierdzają zjawiska zachodzące w przyrodzie" [34].

Ci sami autorowie zauważają, że z racji na niezmienniczość praw mechaniki względm zmiany kierunku czasu można najwyżej spodziewać się, iż uda się z mechanicznych praw dotyczących indywiduów wyprowadzić wniosek o monotoniczności zmian entropii (tzn. wniosek o jej wzrastaniu lub maleniu), a nie wniosek o jej monotonicznym wzrastaniu [35].

Landau i Lifszic są skłonni szukać wyjaśnienia tych wszystkich trudności w działaniu bliżej obecnie nieznanych efektów kwantowych [36]. W istocie, statystyka najbardziej elementarnych składników materii musi być statystyką kwantową. Są to wszakże zagadnienia dalekie od ostatecznego rozwiązania. Tak np. M. Kac podał prosty, mechaniczny (niekwantowy) model, w którym zupełnie bezkierunkowee zdarzenia elementarne dają w efekcie proces zmierzający nieodwracalnie do stanu równowagi [37].

W każdym razie, jeżeli to druga zasada termodynamiki odpowiada za kierunkowość czasu, to kierunkowość ta jest własnością statystyczną, ze wszystkimi konsekwencjami tego faktu. W szczególności strzałka czasu może być określona tylko dla „mas statystycznych", nie ma natomiast żadnego sensu w zastosowaniu do pojedynczego indywiduum fizycznego.

6. ZAKOŃCZENIE

Dzieje hipotezy śmierci cieplnej są ciekawym przykładem „dojrzewania zagadnień" w nauce. Można wyróżnić następujące stadia tego dojrzewania:

1) okres rozważań fenomenologicznych,

2) przejście do rozważań statystycznych,

3) sformułowanie zagadnienia w ramach termodynamiki relatywistycznej i jego rozwiązanie.

Równolegle z tymi etapami hipoteza śmierci cieplnej coraz bardziej się wiąże a potem przeobraża w problem kierunku upływu czasu. Prawdopodobnie badania nad tym problemem doprowadzą do czwartego etapu:

4) statystycznych rozważań kwantowych.

SOME REMARKS ON THE HYPOTHESIS OF THERMAL DEATH OF THE UNIVERSE

Summary

The problem of thermal death of the Universe often appears in philosophical publications. In the present paper some errors and misleadings concerning this problem are briefly discussed. One may distinguish the following phases in the history of thermal death hypothesis: 1) phenomenological considerations, 2) tran-

[34] L. Landau, E. Lifszic, *Fizyka statystyczna*, s. 46—47.

[35] Tamże.

[36] Tamże, s. 47—48.

[37] M. Kac, *Kilka zagadnień stochastycznych fizyki i matematyki*, Warszawa 1961, s. 19 i nast.

sition to the statistical methods, 3) relativistic formulation. The next phase, most probabely, will consist in quantum treating of the problem.

The problem of thermal death of the Universe is solved within the frame of relativistic thermodynamics and relativistic cosmology. The monotonic increase of the entropy connected with irreversible processes is also stressed by the relativistic formulation of the second law of thermodynamics. However the state of thermal death never will be reached in non-stationary gravitational field. The problem of the „arrow of time" is strongly connected with the entropy increase law. Some philosophically interesting aspects of this problem are also discussed.

JESZCZE O HIPOTEZIE ŚMIERCI CIEPLNEJ WSZECHŚWIATA

Streszczenie

W literaturze filozoficznej często pojawia się problem śmierci cieplnej Wszechświata. W niniejszym artykule dyskutuje się niektóre błędy i nieporozumienia dotyczące tego problemu. W historii hipotezy śmierci cieplnej można wyróżnić następujące fazy: 1) rozważania fenomenologiczne, 2) przejście do metod statystycznych, 3) sformułowanie relatywistyczne. Następną fazą będzie prawdopodobnie kwantowe potraktowanie zagadnienia.

Problem śmierci cieplnej Wszechświata znalazł rozwiązanie w ramach relatywistycznej termodynamiki i relatywistycznej kosmologii. Drugie prawo termodynamiki w relatywistycznym sformułowaniu również podkreśla monotoniczny wzrost entropii związany z procesami nieodwracalnymi. Jednakże w niestacjonarnych polach grawitacyjnych stan śmierci cieplnej nigdy nie zostanie osiągnięty. Z prawem wzrostu entropii w sposób istotny łączy się problem „strzałki czasu". Niektóre, filozoficznie interesujące, aspekty tego problemu również zostały przedyskutowane.