УДК 531 **DOI: 10.20998/2222-0631.2022.01.03**

О. В. БІЛОВОЛ

ВНУТРІШНІЙ ЧАС МЕХАНІЧНОЇ СИСТЕМИ

Однією з найактуальніших невирішених задач сучасної науки є поширення другого закону термодинаміки на консервативні механічні системи, які знаходяться у стані, далекому від термодинамічної рівноваги. Яким чином колективний рух матеріальних точок системи, кожна з яких описується зворотними у часі рівняннями, стає незворотним? Так, зростання ентропії ідеального газу у стані, близькому до рівноваги, вказує на незворотний характер еволюції консервативної механічної системи, якою, безумовно, є ідеальний газ. Тобто, ентропія виступає в якості внутрішнього часу і задає напрямок у майбутнє або «стрілу часу». В роботі йдеться про отримання такої характеристики консервативної механічної системи, яка б мала властивості ентропії. Мета полягає в тому, щоб поширити другий початок термодинаміки на консервативні механічні системи, які перебувають у стані, далекому від рівноваги. Аналітичними методами проаналізовано диференціальні рівняння руху частинки фазової рідини, як образу механічної системи в багатовимірному просторі. Розглянуто еволюцію розподілу ймовірності знаходження частинки фазової рідини на гіперповерхні рівної енергії. Для консервативної механічної системи введено величину, властивості якої дозволяють застосувати до неї термін «внутрішній час». Її зростання визначає відмінність майбутніх подій від минулих, що є невід'ємною властивістю суб'єктивного часу. При наближенні до стану рівноваги внутрішній час сповільнюється, а фізичний час, відповідно, прискорюється відносно внутрішнього часу. Внутрішній час так само універсальний, як і фізичний, у тому сенсі, що він визначається для кожної системи за універсальною формулою. Запропонований підхід дозволив вирішити фундаментальну проблему заміни осереднення густини вірогідності по фазовому простору усередненням у часі вздовж траєкторії точки в фазовому просторі. Була використана та обставина, що рівняння руху консервативної системи можна отримати, як рівняння руху частки фазової рідини, скориставшись законом збереження матерії. Рівняння руху частинки були перенесені на рух точки. На відміну від цього при традиційному підході за основу бралися рівняння руху точки у фазовому просторі в якості закону природи. Розуміння внутрішнього часу дозволить у перспективі зрозуміти виникнення дисипативних структур.

Ключові слова: механічна система, консервативна система, канонічні рівняння, фазовий простір, хаотичний атрактор, показники Ляпунова, ентропія.

А. В. БЕЛОВОЛ

ВНУТРЕННЕЕ ВРЕМЯ МЕХАНИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Одной из наиболее актуальных нерешенных проблем современной науки является распространение второго закона термодинамики на консервативные механические системы, далекие от термодинамического равновесия. Каким образом коллективное движение материальных точек системы, каждая из которых описывается обратными во времени уравнениями, становится необратимым? Так, рост энтропии идеального газа в состоянии, близком к равновесию, указывает на необратимый характер эволюции консервативной механической системы, которой, безусловно, является идеальный газ. То есть, энтропия выступает в качестве внутреннего времени и задает направление в будущее или «стрелу времени». В работе речь идет о получении такой характеристики консервативной механической системы, которая имела бы свойства энтропии. Цель состоит в том, чтобы распространить второй закон термодинамики на консервативные механические системы, находящиеся в состоянии, далеком от равновесия. Для анализа дифференциальных уравнений движения фазовой жидкой, как образа механической системы в многомерном пространстве, применялись аналитические методы. Рассмотрена эволюция распределения вероятности нахождения частицы фазовой жидкости на гиперповерхности равной энергии. Для консервативной механической системы вводится величина, свойства которой позволяют применить к ней термин «внутреннее время». Ее увеличение определяет различие между будущими событиями и прошлыми, что является неотъемлемым свойством субъективного времени. При приближении к состоянию равновесия внутреннее время замедляется, а физическое время, соответственно, ускоряется относительно внутреннего времени. Внутреннее время так же универсально, как и физическое, в том смысле, что оно определяется для каждой системы по универсальной формуле. Предложенный подход позволил решить фундаментальную проблему замены усреднения плотности вероятности по фазовому пространству усреднением во времени вдоль траектории точки в фазовом пространстве. Было использовано то обстоятельство, что уравнение движения консервативной системы можно получить, как уравнение движения частицы фазовой жидкости, воспользовавшись законом сохранения материи. Уравнения движения частицы были перенесены на движение точки. В отличие от этого при традиционном подходе за основу брались уравнение движения точки в фазовом пространстве в качестве закона природы. Понимание внутреннего времени позволит в перспективе понять возникновение диссипативных структур.

Ключевые слова: механическая система, консервативная система, канонические уравнения, фазовое пространство, хаотический аттрактор, показатели Ляпунова, энтропия.

O. V. BELOVOL

INTERNAL TIME OF A MECHANICAL SYSTEM

One of the most urgent unsolved problems of modern science is the extension of the second law of thermodynamics to conservative mechanical systems that are in a state far from thermodynamic equilibrium. How does the collective motion of the material points of the system, each of which is described by time-reversible equations, become irreversible? Thus, the increase in entropy of an ideal gas in a state close to equilibrium indicates the irreversible nature of the evolution of a conservative mechanical system, which is definitely an ideal gas. That is, entropy acts as internal time and sets the direction to the future or the "arrow of time". The paper deals with obtaining a characteristic of a conservative mechanical system that would have the properties of entropy. The goal is to extend the second law of thermodynamics to conservative mechanical systems that are in a state far from equilibrium. Analytical methods were used to analyze the differential equations of motion of a phase liquid particle as an image of a mechanical system in a multidimensional space. The evolution of the distribution of the probability of a particle of a phase fluid staying on a hypersurface of equal energy is considered. For a conservative mechanical system, a value is introduced whose properties allow us to apply the term "internal time" to it. Its growth determines the difference between future events and past events, which is an inherent property of subjective time. When approaching the state of equilibrium, internal time slows down, and physical time, accordingly, accelerates relative to internal time. Internal time is as universal as physical time, in the sense that it is determined for each system by a universal formula. The proposed approach made it possible to solve the fundamental problem of replacing the averaging of the probability density in the phase space by averaging in time along the trajectory of the point in the phase space. We used the fact that the equation of motion of a conservative system can be obtained as the equation of motion of a particle of a phase liquid, using the law of conservation of matter. The equations of motion of a particle were transferred to the motion of a point. In contrast, when using the traditional approach, the equation of motion of a point in phase space was taken as the basic law of nature. An understanding of internal time allows us understand the emergence of dissipative structures in the future.

Key words: mechanical system, conservative system, canonical equations, phase space, chaotic attractor, Lyapunov exponents, entropy.

Вступ. Однією з найактуальніших невирішених задач сучасної науки є поширення *другого начала термодинаміки* на консервативні *механічні системи*, які знаходяться у стані, далекому від *термодинамічної рівноваги*. Яким чином колективний рух матеріальних точок системи, кожна з яких описується зворотними у часі рівняннями, стає незворотним? Так, зростання *ентропії ідеального газу* у стані, близькому до рівноваги, вказує на незворотний характер еволюції консервативної механічної системи, якою, безумовно, є ідеальний газ. Тобто, ентропія виступає в якості *внутрішнього часу* і задає напрямок у майбутнє або «*стрілу часу*» [1]. В роботі йдеться про отримання такої характеристики консервативної механічної системи, яка б мала властивості ентропії.

Аналіз останніх досліджень. Уявлення про ентропію використовується в різних наукових дисциплінах: термодинаміці, *статистичній фізиці*, *теорії інформації* та інших. В теорії інформації розглядають ентропію *Шеннона*, ентропію *Реньї*, ентропію *Чисара*, ентропію *Хаврда – Чарват – Дароши*; статистична фізика оперує ентропіями *Больцмана*, *Гіббса*, *Цалліса* [2 – 6]. Універсального визначення термодинамічної ентропії не існує.

У даній статті розглядається внутрішній час механічної системи як *диференціальна ентропія на множині дробової розмірності*. Диференціальна ентропія – функціонал, заданий на безлічі абсолютно безперервних розподілів ймовірностей, формальний аналог поняття інформаційної ентропії Шеннона для випадку безперервної випадкової величини [3, 7]. Диференціальна ентропія неінваріантна по відношенню до перетворень координат випадкової величини і не має самостійного сенсу.

У *нерівноважних (незворотних) процесах* ентропія служить мірою близькості стану системи до рівноважного: чим більше ентропія, тим ближче система до рівноваги (у стані термодинамічної рівноваги ентропія системи максимальна). Ентропія динамічної системи – число, що виражає ступінь хаотичності траєкторій динамічної системи [2, 5, 8].

У термодинаміці і кінетичній теорії, H – *теорема*, отримана Больцманом в 1872 році, описує незниження ентропії ідеального газу в незворотних процесах, виходячи з рівняння Больцмана [2]. На перший погляд може здатися, що вона описує незворотне зростання ентропії виходячи з мікроскопічних зворотних рівнянь динаміки. Однак, *Лошмідт* висунув заперечення, що неможливо вивести незворотний процес із симетричних у часі рівнянь динаміки [6]. Рівняння Больцмана грунтується на припущенні *молекулярного хаосу*, тобто вважається, що для опису системи досить одночасткової функції розподілу. Це припущення, за твердженням Лошмідта, насправді і порушує симетрію у часі.

Для подолання зауваження Лошмідта пропонується розглядати рівняння динаміки як рівняння руху частки фазової рідини у багатовимірному просторі [9, 10, 11]. *Густина фазової рідини* розглядається на поверхні, що відповідає енергії системи. Хаотичний характер динаміки враховується використанням *характеристичних показників Ляпунова* при аналізі стійкості траєкторій і *фрактальними* розмірностями *хаотичних атракторів*, що виникають у фазовому просторі [4, 12].

Враховуючи сказане вище, актуальною задачею є поширення другого закону термодинаміки на консервативні механічні системи, які знаходяться у стані, далекому від термодинамічної рівноваги. Для досягнення мети пропонується процедура, за якою відбувається перехід від симетричних у часі рівнянь динаміки до незворотних процесів.

Постановка задачі. Розглядається консервативна механічна система з s ступенями свободи. Руху такої системи відповідає рух фазової рідини у багатовимірному просторі. Проводиться аналіз рівнянь руху фазової рідини, які мають вигляд *канонічних рівнянь динаміки*:

$$\dot{\mathbf{r}} = \mathbf{F}(\mathbf{r}) = \mathbf{B}\frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}},$$

де $\mathbf{r}$ – радіус-вектор у фазовому просторі, H – є *функцією Гамільтона*, а матриця $\mathbf{B}$ є антисиметричною та складена з нульових і одиничних матриць розміром s на s:

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} \mathbf{O} & \mathbf{I} \\ -\mathbf{I} & \mathbf{O} \end{pmatrix}.$$

Загальноприйнятий в класичній механіці підхід полягає в тому, що канонічні рівняння записуються для точки у фазовому просторі, яка описує стан системи, і лише після того поширюються на частку фазової рідини. Такий підхід здається природним, якщо канонічні рівняння є законами природи. Але виникає питання, чи дійсно за відсутності конкретної процедури осереднення рух частки також підкоряється цим рівнянням. Це потребує більш вагомих аргументів.

Зовсім інша справа, якщо канонічні рівняння отримані з універсальних законів природи [10, 11] і записуються для частки фазової рідини, а вже потім поширюються на точки, з яких вона складається. У цьому випадку положення частки співпадає з однією з точок, які відповідають певному стану системи.

З огляду на те, що навіть нескінченно мала частка фазової рідини займає певний об'єм фазового простору, маємо можливість розглядати кілька траєкторій в межах цього об'єму. Одну з них можна вважати основною, а інші – результатом її збурення.

Позначимо основне рішення, що проходить через центр ваги частки фазової рідини, $\mathbf{r}_0$, а його збурення – $\mathbf{y} = \mathbf{r} - \mathbf{r}_0$. Відповідне *лінеаризоване рівняння* буде мати вигляд:

$$\dot{\mathbf{y}} = \mathbf{A}\mathbf{y},$$

де матриця лінеаризації:

$$\mathbf{A} = \left.\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{r}}\right|_{\mathbf{r}_0}.$$

Матриця $\mathbf{A}$ характеризується власними векторами $\mathbf{e}_i$ і власними значеннями ρ_i:

$$\mathbf{A}\mathbf{e}_i = \rho_i \mathbf{e}_i .$$

Власні значення є коренями характеристичного рівняння:

$$\left| \mathbf{A} - \rho \mathbf{E} \right| = 0 ,$$

де $\mathbf{E}$ – одинична матриця, розміром $2s \times 2s$.

Початкове збурення буде змінюватися у часі відповідно до формули:

$$\mathbf{y} = \mathbf{y}(t_0)\, exp\left(\boldsymbol{\rho}(t - t_0)\right),$$

де $\boldsymbol{\rho}$ – стовпчик, складений з власних значень. Тобто,

$$y_i = y_i(t_0)\exp\left(\rho_i (t - t_0)\right).$$

Для загальної характеристики стійкості траєкторії по відношенню до збурень вздовж напрямків власних векторів використовують характеристичні показники Ляпунова, що утворюють стовпчик:

$$\boldsymbol{\lambda} = \lim_{t\to\infty} \frac{1}{t - t_0} \int_{t_0}^{t} \mathrm{Re}\left[\boldsymbol{\rho}(t')\right] dt' .$$

Від'ємні ляпуновські показники відповідають напрямкам, в яких відбувається стиснення частки фазової рідини, а додатні – напрямкам, в яких відбувається її розширення. Середня вздовж траєкторії дивергенція швидкості фазового потоку і, відповідно, еволюція фазового об'єму частки фазової рідини визначається сумою ляпуновських показників.

Для консервативних систем, з якими ми в даному випадку маємо справу, фазовий об'єм часток не змінюється і сума ляпуновських показників дорівнює нулю. Тобто,

$$\sum \lambda_i = 0 .$$

Наявність одночасно додатних і від'ємних показників вказує на хаотичну динаміку системи, тобто існування притягуючих множин у фазовому просторі дрібної розмірності (хаотичних атракторів). Важливою характеристикою геометричної структури таких атракторів є розмірність, яка залежить від їх метричних властивостей. Таку розмірність називають фрактальною:

$$n = \lim_{\varepsilon\to 0} \frac{\ln\left(M(\varepsilon)\right)}{\ln\left(\frac{1}{\varepsilon}\right)},$$

де $M(\varepsilon)$ – мінімальна кількість кубів зі стороною ε, необхідна для покриття всієї множини.

Аналогічно можна ввести фрактальну розмірність n_i вздовж власного вектора $\mathbf{e}_i$, тобто розмірність множини, яка утворюється при перетині атрактора лінією власного вектора.

Залежно від *сігнатури* коефіцієнтів Ляпунова може утворюватись певна ієрархія хаотичних атракторів, верхньою ланкою якої, безумовно, є *гіперповерхня*, що відповідає енергії системи і, у випадку консервативної системи, щільно заповнює доступну область фазового простору.

Моделювання і аналіз поведінки об'єму частки у фазовому просторі показує, що має місце її розтягування вздовж атрактора і стиснення у поперечному напрямку. Згодом точки фазової рідини поширюються на весь простір, зайнятий атрактором. Відбувається релаксація системи, тобто перехід у врівноважений стан.

Розглянемо ансамбль, зосереджений на цьому атракторі. Позначимо густину фазової рідини на атракторі $\rho(\mathbf{r})$, де $\mathbf{r}$ – радіус-вектор на гіперповерхні у базисі, який утворено з власних векторів матриці лінеаризації, і, у загальному випадку, може бути введений тільки локально. Тоді з урахуванням рівняння нерозривності маємо:

$$\frac{d}{dt}\ln\rho(\mathbf{r}) = -\frac{d}{d\mathbf{r}}\mathbf{F}\,.$$

В останній формулі дивергенція швидкості за метрикою визначається за формулою:

$$\frac{d}{d\mathbf{r}}\mathbf{F} = \frac{d}{dt}\ln d^n V = \sum_i n_i\left(\frac{\partial F^i}{\partial x^i} + \Gamma^i_{ik}F^k\right),$$

де $d^n V$ – міра на атракторі, а Γ – *символ Кристофеля другого роду*, який враховує його кривизну.

Враховуючи, що сума показників Ляпунова є середнім значенням дивергенції швидкості вздовж основної траєкторії (траєкторії частки фазової рідини), для консервативної системи маємо:

$$\frac{d}{dt}\ln\rho(\mathbf{r}) = \lim_{t\to\infty}\frac{1}{t-t_0}\int_{t_0}^{t}\frac{d}{d\mathbf{r}}\mathbf{F}dt' = \sum_{\lambda<0}(n_i-1)\lambda_i > 0\,,$$

де n_i – фрактальні розмірності у напрямках скорочення фазового об'єму ($n_i < 1$).

Розглянемо середнє значення логарифму фазової густини по всій гіперповерхні (ентропію) в якості внутрішнього часу механічної системи за формулою:

$$S = -\int \rho\ln\rho d^n V\,.$$

Вочевидь,

$$\frac{d}{dt}S > 0\,.$$

Таким чином, має місце монотонне зростання внутрішнього часу. Враховуючи обмеженість внутрішнього часу повинна існувати його верхня границя, яка, вочевидь, відповідає стану рівноваги. При наближенні до стану рівноваги внутрішній час уповільнюється і згодом практично зупиняється, тобто

$$\frac{d}{dt}S \ge 0\,.$$

Внутрішній час ідеального газу і ентропія. Спочатку для простоти розглянемо класичну молекулярну модель тіла у вигляді системи матеріальних точок. Зважаючи на те, що координати і імпульси точок, з яких складається частка, є незалежними – отримаємо:

$$S = -\int\rho(\mathbf{q},\mathbf{p})\ln\rho(\mathbf{q},\mathbf{p})d^n V = -\int\rho(\mathbf{q})\ln\rho(\mathbf{q})d^q V - k\int\rho(\mathbf{p})\ln\rho(\mathbf{p})d^p V\,,$$

де $\rho(\mathbf{q})$ і $\rho(\mathbf{p})$ – функції розподілу у просторі конфігурацій і просторі імпульсів. Міри, звичайно ж, повинні відповідати просторам.

Введемо величину, яка характеризує внутрішній стан системи і є середнім значенням функції розподілу величини імпульсу у розрахунку на одну ступінь вільності,

$$T = \exp\left(-\frac{2}{3N}\int\rho(\mathbf{p})\ln\rho(\mathbf{p})d^p V\right),$$

де N – кількість матеріальних точок в системі.

Введемо також величину, яка є середнім значенням функції розподілу координат у розрахунку на одну матеріальну точку:

$$v = \exp\left(-\frac{1}{N}\int\rho(\mathbf{q})\ln\rho(\mathbf{q})d^q V\right).$$

Враховуючи це, формула для внутрішнього часу набуває вигляду:

$$S = \frac{3}{2}N\ln T + N\ln v\,.$$

Зважаючи на те, що

$$dS \ge 0\,,$$

внутрішній час відіграє роль ентропії, а її зростання доводить другий закон термодинаміки.

Порівняємо формулу для внутрішнього часу з формулою для ентропії ідеального газу, коли енергією взаємодії між матеріальними точками можна нехтувати порівняно з їх кінетичною енергією,

$$S' = \frac{3}{2} N \ln \Theta + N \ln w \,,$$

де термодинамічна температура

$$\Theta = \frac{2}{3N} \int \frac{p^2}{2m} \rho(\mathbf{p})\, d^p V$$

є середньою по імпульсу кінетичною енергією в розрахунку на одну ступінь вільності, а

$$w = \frac{W}{N}$$

є об'єм фізичного простору, який приходиться на одну частку.

Для ідеального газу внутрішня енергія має вигляд:

$$E = \int \frac{p^2}{2m} \rho(\mathbf{p})\, d^p V \,.$$

У випадку ізольованої (консервативної) системи термодинамічна температура

$$\Theta = \frac{2E}{3N}$$

і є сталою величиною.

Якщо об'єм фізичного простору, зайнятого газом, залишається незмінним, то питомий об'єм w є також сталою величиною.

Температура Θ і об'єм w є характеристиками стану рівноваги, а температура T і об'єм v характеризують наближення системи до рівноваги. Між собою вони співвідносяться як середнє арифметичне і середнє геометричне, тобто завжди:

$$T \le \Theta, \;\; v \le w \,.$$

Для неврівноважених процесів у ідеальному газі замість внутрішнього часу можна використовувати дефіцит ентропії:

$$\Delta S = S - S' = \frac{3}{2} N \ln \frac{T}{\Theta} + N \ln \frac{v}{w} \,.$$

Зрозуміло, що ця величина від'ємна і в процесі наближення до стану термодинамічної рівноваги збільшується до нуля. Отже,

$$d(\Delta S) \ge 0 \,.$$

Перспективи подальших досліджень. Перспективним напрямком досліджень є поширення внутрішнього часу на стаціонарні і нестаціонарні структури далекі від стану термодинамічної рівноваги.

Висновки. З метою поширення другого закону термодинаміки на консервативні механічні системи, які знаходяться у стані, далекому від термодинамічної рівноваги, введено внутрішній час і досліджено його властивості. В якості прикладу механічної системи розглянуто ідеальний газ. Показано, що при правильному визначенні температури в цьому випадку внутрішній час відіграє роль ентропії. Доведено другий закон термодинаміки для неврівноваженої ізольованої системи. Введено дефіцит ентропії, використання якого в перспективі дозволяє перейти до вивчення стаціонарних станів, далеких від термодинамічної рівноваги [11].

Зростання внутрішнього часу обумовлює відмінність майбутніх подій від минулих, що є невід'ємною властивістю суб'єктивного часу. Незалежно від напрямку відрахування фізичного часу, внутрішній час завжди спрямований від минулого до майбутнього. При наближенні до стану рівноваги внутрішній час монотонно уповільнюється, а у стані рівноваги зупиняється. Фізичний час, відповідно, прискорюється по відношенню до внутрішнього. Внутрішній час є також універсальним, як і фізичний, з тієї причини, що визначається для кожної системи за однією формулою.

Список літератури

1. *Рейхенбах Г.* Направление времени. – М. : ИЛ, 1962. – 396 с.
2. *Больцман Л.* Избранные труды. – М. : Наука, 1984. – 592 с.

3. *Колмогоров А. Н.* Теория информации и теория алгоритмов. – М. : Наука, 1987. – 304 с.
4. *Пригожин И.* Термодинамическая теория структуры устойчивости и флуктуаций. – М. : Мир, 1973. – 280 с.
5. *Пригожин И.* Неравновесная статистическая механика. – М. : Мир, 1964. – 314 с.
6. *Пригожин И.*, *Стенгерс И.* Порядок из хаоса: Новый диалог человека с природой. – М. : Прогресс, 1986. – 295 с.
7. *Шеннон К.* Работы по теории информации и кибернетике. – М. : Издательство иностранной литературы, 1963. – 830 с.
8. *Балеску Р.* Равновесная и неравновесная статистическая механика. – М. : Мир, 1978. – 405 с.
9. *Арнольд В.* Математические методы классической механики. – М. : Мир, 1976. – 472 с.
10. *Беловол А. В.* Законы механики и универсальные законы природы // Вестник Харьковского автомобильно-дорожного университета : сб. науч. тр. Харьк. нац. автомоб.-дор. ун-т. – Харьков : ХНАДУ, 2013. – Вып. 60. – С. 148 – 153.
11. *Біловол О. В.* Сучасна фізика як новітня натуральна філософія. – Харків : ФОП Панов А.М., 2019. – 116 с.
12. *Рихтмайер Р.* Принципы современной математической физики. – М. : Мир, 1984. – 381 с.

References (transliterated)

1. Reykhenbakh G. *Napravlenie vremeni* [Direction of Time]. Moscow, IL Publ., 1962. 396 p.
2. Bol'tsman L. *Izbrannye trudy* [Selected Works]. Moscow, Nauka Publ., 1984. 592 p.
3. Kolmogorov A. N. *Teoriya informatsii i teoriya algoritmov* [Information and Algorithm Theories]. Moscow, Nauka Publ., 1987. 304 p.
4. Prigozhin I. *Termodinamicheskaya teoriya struktury ustoychivosti i fluktuatsii* [Thermodynamic Theory of Stability and Fluctuation Structure]. Moscow, Mir Publ., 1973. 280 p.
5. Prigozhin I. *Neravnovesnaya statisticheskaya mekhanika* [Non-Equilibrium Statistical Mechanics]. Moscow, Mir Publ., 1964. 314 p.
6. Prigozhin I., Stengers I. *Poryadok iz khaosa : Novyy dialog cheloveka s prirodoy* [Order out of Chaos : Man’s new dialogue with nature]. Moscow, Progress Publ., 1986. 295 p.
7. Shennon K. *Raboty po teorii informatsii i kibernetyke* [Works on Information and Cybernetics Theory]. Moscow, Izdatel'stvo inostrannoy lyteratury Publ., 1963. 830 p.
8. Balesku R. *Ravnovesnaya i neravnovesnaya statisticheskaya mekhanika* [Equilibrium and Non-Equilibrium Statistical Mechanics]. Moscow, Mir Publ., 1978. 405 p.
9. Arnol'd V. *Matematicheskie metody klassicheskoy mekhaniki* [Mathematical Methods of Classical Mechanics]. Moscow, Mir Publ., 1976. 472 p.
10. Belovol A. V. Zakony mekhaniki i universal'nye zakony prirody [Laws of Mechanics and Universal Laws of Nature]. *Vestnik Khar'kovskogo avtomobil'no-dorozhnogo universiteta : sb. nauch. tr. Khark. nats. avtomob-dor. un-t* [Bulletin of the Kharkiv National Automobile and Highway University : Collection of scientific papers of Kharkiv national Automobile and Highway University]. Kharkov, KhNADU Publ., 2013, vol. 60, pp. 148–153.
11. Bilovol O. V. *Suchasna fizyka yak novitnya natural'na filosofiya* [Contemporary Physics as Modern Natural Philosophy]. Kharkiv, FOP Panov A. M., 2019. 116 p.
12. Rikhtmayer R. *Printsipy sovremennoy matematicheskoy fiziki* [Principles of Contemporary Mathematical Physics]. Moscow, Mir Publ., 1984. 381 p.

Надійшла (received) 27.08.2022

Відомості про авторів / Сведения об авторах / Information about authors

Біловол Олександр Васильович – кандидат технічних наук, доцент кафедри деталей машин та теорії механізмів і машин, Харківський національний автомобільно-дорожній університет, м. Харків; тел.: (095) 537-17-74; e-mail: avbelovol58@gmail.com.

Беловол Александр Васильевич – кандидат технических наук, доцент кафедры деталей машин и теории механизмов и машин, Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет, г. Харьков; тел.: (095) 537-17-74; e-mail: avbelovol58@gmail.com.

Belovol Oleksandr Vasylyuvych – Candidate of Technical Sciences, Associate Professor, Department of Machine Components and Theory of Mechanisms and Machines, Kharkiv National Automobile and Highway University, Kharkiv; tel.: (095) 537-17-74; e-mail: avbelovol58@gmail.com.