МЕТОДИЧЕСКИЙ ОТДЕЛ

МЕТОДИЧЕСКИЙ ОТДЕЛ

Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика. 2023. Т. 23, вып. 2. С. 188–194
Izvestiya of Saratov University. Physics, 2023, vol. 23, iss. 2, pp. 188–194
https://fizika.sgu.ru https://doi.org/10.18500/1817-3020-2023-23-2-188-194, EDN: CRSNYK

Научная статья
УДК 530

Необратимость времени и обратимость движения в динамических уравнениях физики

В. И. Цой

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, Россия, 410012, г. Саратов, ул. Астраханская, д. 83

Цой Валерий Иванович, кандидат физико-математических наук, tsoyvi@info.sgu.ru, https://orcid.org/0000-0001-8055-4385

Аннотация. Уравнения непрерывной динамики частиц и волн допускают решения с обратным следованием частиц по траекториям и волновых фронтов при инверсии времени. В связи с этим принято говорить, что эти уравнения обратимы и в них нет различия между прошлым и будущим. Однако возможна другая интерпретация, согласно которой инверсия времени служит только теоретическим методом, формально прорисовывающим реальные обратные движения. Согласно такой интерпретации физические законы непрерывного движения содержат в себе необратимость времени. Как прямое, так и обратное движение по конфигурациям в пространстве происходят с течением времени только в будущее.

Ключевые слова: необратимость времени, инверсия времени, обратимость динамического движения

Для цитирования: *Цой В. И.* Необратимость времени и обратимость движения в динамических уравнениях физики // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика. 2023. Т. 23, вып. 2. С. 188–194. https://doi.org/10.18500/1817-3020-2023-23-2-188-194, EDN: CRSNYK

Article

Irreversibility of time and reversibility of motion in dynamic equations of physics

V. I. Tsoy

Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia

Valery I. Tsoy, tsoyvi@info.sgu.ru, https://orcid/org/0000-0001-8055-4385

Abstract. ***Background and Objectives*:** The equations of dynamics of particles and waves admit solutions with the reverse flow of time. Therefore, it is generally assumed that the physical dynamics does not reflect the irreversibility of time. This article considers the inversion of time in dynamic equations of particles and waves. ***Methods*:** The transformations of dynamic equations including the time flow inversion were seen to conclude about time irreversibility. ***Conclusion*:** Transformations with reversed time have been seen in the dynamic equations of motion. These transformations show that real inversion of time is impossible. It the inverse motion of the particle and waves in the space is possible only on the straight flow of time.

Keywords: irreversibility of time, inversion of time, reversibility of dynamic motion

For citation: Tsoy V. I. Irreversibility of time and reversibility of motion in dynamic equations of physics. *Izvestiya of Saratov University. Physics*, 2023, vol. 23, iss. 2, pp. 188–194 (in Russian). https://doi.org/10.18500/1817-3020-2023-23-2-188-194, EDN: CRSNYK

Введение

«В динамике, будь то классическая, квантовая или релятивистская динамика, время выступает лишь как некий внешний параметр, не имеющий выделенного направления. В динамике нет ничего такого, что позволяло бы отличать прошлое от будущего» [1, с. 217]. «В том, как оно входит в фундаментальные законы физики от классической динамики до теории относительности и квантовой физики, время не содержит в себе различия между прошлым и будущим!» [2, с. 4]. Эти слова выражают устоявшуюся интерпретацию того, что динамические уравнения физики инвариантны при определенных преобразованиях с инверсией времени [3, с. 477]. Преобразования с инверсией времени в динамических уравнениях помогают найти многие важные закономерности в физике. В частности, таким методом удается статистически объяснить фундаментальные свойства симметрии кинетических коэффициентов взаимности в неравновесной термодинамике [4–6].

Точнее, имеются в виду комбинированные преобразования с инверсией времени (например, с одновременным изменением направления импульсов частиц в уравнениях классической механики, магнитного поля в электродинамике, с сопряжением волновой функции в квантовой механике), при которых законы движения выполняются, а конфигурационные переменные (координаты, напряженности полей, волновые функции) меняются в обратной хронологической последовательности [3].

В данной статье показано, что даже в случае формального согласия с законами движения картина с движением в прошлое носит условный характер и не может осуществляться в реальности. Обратимое движение в пространстве для реальных частиц происходит только в одном – естественном – направлении времени.

1. Необратимость времени в обобщенном динамическом уравнении и обратимое движение по траектории частицы

В сжатом виде обобщенная запись уравнений движения представлена П. Дираком следующим образом. «Введем набор величин A любого в математическом отношении характера, чтобы описать физическое состояние в некоторый момент времени. Тогда уравнения движения имеют вид $dA/dt = f(A)$. Интегрируя эти уравнения, можно вычислить значения A в более поздний момент времени, выраженные через первоначальный набор величин A» [7, с. 121]. По часам, отсчитывающим время t' в прошлое, и по часам, отсчитывающим время t в будущее, знаки сдвигов во времени противоположны: $dt' = -dt$. Тогда $dA/dt' = (dA/dt)(dt/dt') = -f(A)$. Требуя, чтобы движение в прошлое происходило по исходному динамическому закону, получим $f'(A) = -f(A)$, т. е. инверсия времени требует выполнения дополнительных условий.

В классической механике частиц динамическими переменными $A(t) = \{q(t), p(t)\}$ служат координаты частиц $q(t) = \{q_1, q_2, \ldots, q_n\}$ и компоненты импульсов $p(t) = \{p_1, p_2, \ldots, p_n\}$. Закон движения материальной точки под действием силы F в виде $\{dq/dt = p, dp/dt = F\}$ показывает, что при отсчете времени $dt < 0$ в прошлое импульсы должны стать противоположными импульсам при соответствующем отсчете времени $dt > 0$ в будущее, чтобы закон движения не нарушался. Формально переход к системе отсчета с часами, отсчитывающими время t' в прошлое, начиная с момента $t = t_0$ по часам в будущее, совершается преобразованиями

$$t' = -(t - t_0), q'(t') = q(t), p'(t') = -p(t), \quad (1)$$

которые не нарушают вид уравнений движения в предположении равенства гамильтонианов $H'(p', q') = H(p, q)$. Действительно, гамильтоновы уравнения в системе отсчета с инвертированным временем

$$dq'/dt' = \partial H'/\partial p', \quad (2а)$$

$$dp'/dt' = -\partial H'/\partial q' \quad (2б)$$

согласно преобразованиям (1) сохраняют свой вид в системе отсчета с естественным течением времени:

$$dq/(-dt) = \partial H/\partial(-p), \quad (3а)$$

$$d(-p)/(-dt) = -\partial H/\partial q. \quad (3б)$$

Рассмотрим свободное падение частицы единичной массы, $m = 1$, с высоты $q > 0$ на плоскость $q = 0$ в однородном поле тяготения с потенциальной функцией $U(q) = q$ из состояния покоя, с нулевым импульсом $p_{t=0} = 0$. График падения приведен на рис. 1. Чтобы проследить за обратным набором высоты («подскоком»), можно инвертировать время и импульс, $p_{t=1} \to -p_{t'=0}$, но этого оказывается недостаточным. График обратного движения на рис. 2 получается путем решения уравнений движения (2а), (2б) только в том случае, если в гамильтониане массу и потенциальную функцию принять равными, но противоположными по знаку по отношению к гамильтониану в уравнениях (3а), (3б). Заметим, что согласно преобразованиям (1) инверсия импульса в системе отсчета с реальным временем означает отсутствие такой инверсии в системе с инверсией времени. Поэтому рис. 2 зеркален к рис. 1, и ускорение $d^2q'/dt'^2 < 0$ противоположно силе $dp'/dt' > 0$, что соответствует условному движению отрицательной массы.

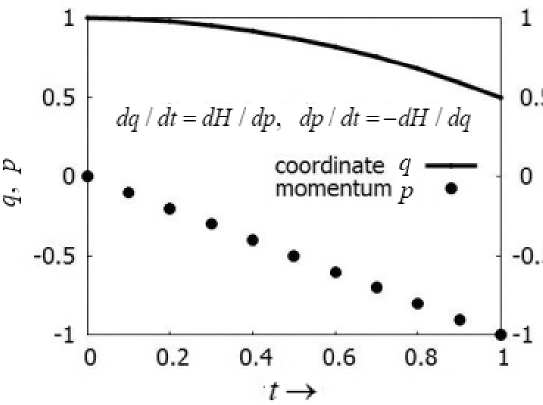

Рис. 1. Траектория и импульс свободно падающей частицы
Fig. 1. Trajectory and momentum when a particle falls freely

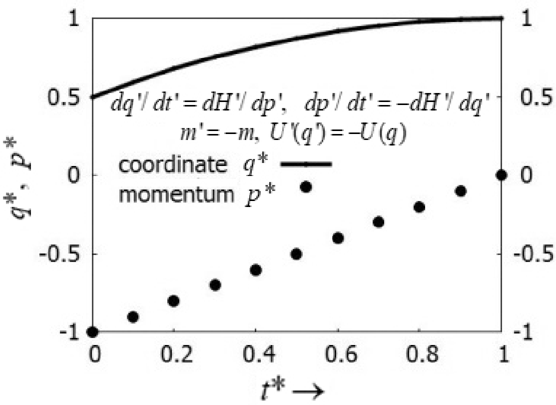

Рис. 2. Траектория и импульс при подскоке в системе отсчета с инвертированным временем
Fig. 2. Trajectory and momentum when a bounce is done, in a reference frame with inverted time

Очевидно, что уже простая смена интегрирования по времени в обратном направлении от конечных значений координаты и импульса до начальных значений приводит к перемещению точки по вычерченной ранее траектории в обратной последовательности. Но этот результат является решением уравнений

$$\{dq/(-dt) = \partial H/\partial p, dp/(-dt) = -\partial H/\partial q\},$$

которые не являются законом движения.

Можно сказать, что перемещения с инверсией одного только времени или совместно времени и импульса прорисовывают обратное движение реальных частиц в реальном времени, но такие перемещения не осуществимы. Между тем перемена знака только импульса приводит к реальному обратному движению реальной частицы.

Примечательно, что необходимость перехода от положительного к отрицательному значению масс и смены направления сил при инверсии времени с сохранением закона движения следует также из уравнения Шредингера для волновой функции квантовой частицы. Достаточно просто обратиться к самому уравнению: $i\hbar\partial\psi/\partial t = -(1/2m)\nabla^2\psi + U(r)\psi$ [3]. Видно, что уравнение инвариантно относительно совместного изменения знаков на противоположные для времени t, массы m и потенциальной функции $U(r)$.

Таким образом, согласно динамическим уравнениям частица может совершать обратное движение по пройденной траектории только в реальном времени, а сценарии обратного перемещения с инверсией времени формальны. При этом преобразования (1) могут быть уточнены для классических частиц дополнительными преобразованиями

$$m' = -m, \quad U'(q') = -U(q),$$
$$H'(p', U(q'), m') = H(p, U(q), m). \qquad (1a)$$

2. Статистическое обоснование соотношений взаимности Онсагера в неравновесной термодинамике

Одним из классических случаев, в которых учет обратных движений играет фундаментальную роль, является статистическое обоснование соотношений взаимности Онсагера – одной из основ неравновесной термодинамики [4–6]. Согласно основному закону неравновесной термодинамики производство энтропии S в системе с флуктуациями $\{\alpha_k\}$ термодинамических переменных определяется суммой произведений их скоростей (термодинамических потоков) $I_k = d\alpha_k/dt$ и сопряженных термодинамических сил $X_k = -\partial S/\partial\alpha_k$:

$$dS/dt = \sum I_k X_k. \qquad (4)$$

В окрестности равновесного состояния флуктуации затухают, и уравнения неравновесной термодинамики имеют линеаризованный вид

$$d\alpha_k/dt = -\sum c_{kj}\alpha_j. \qquad (5)$$

Так как в равновесном состоянии энтропия максимальна, её производные при малых аргументах α_k, т. е. термодинамические силы X_j, должны быть линейными комбинациями этих аргументов, которые, в свою очередь, могут быть линейно выражены через силы. Таким образом, каждый из потоков $d\alpha_k/dt$ определяется в общем случае линейной комбинацией сил X_j с кинетическими коэффициентами L_{kj} по формуле

$$d\alpha_k/dt = \sum_j L_{kj} X_j. \tag{6}$$

Кинетические коэффициенты обладают важными свойствами симметрии, что можно установить с помощью корреляционных функций φ_{ik} флуктуаций α_i, α_k термодинамических переменных

$$\varphi_{ik}(\tau) = \langle \alpha_i(t)\, \alpha_k(t+\tau) \rangle. \tag{7}$$

Зависимость только от разности моментов времени для флуктуаций означает, что предполагается их стационарность, т. е. независимость относительно произвольного сдвига Δt во времени $t \to t + \Delta t$. Это справедливо, если в объеме, занимаемом системой, можно выделить физически малые объемы с мгновенным достижением локального термодинамического равновесия.

Таким образом, имеем признак стационарности в виде

$$\varphi_{ik}(\tau) = \langle \alpha_k(t)\, \alpha_i(t-\tau) \rangle = \varphi_{ki}(-\tau). \tag{8}$$

Необходимо считать, что корреляции порождаются влиянием флуктуаций на более поздние флуктуации. При $\tau > 0$ имеем в соотношениях (7), (8) влияние i-й термодинамической переменной на k-ю переменную. Чтобы проследить за обратным влиянием, нужно в корреляционной функции выбирать более ранней k-ю флуктуацию, т. е. сдвиг $(-\tau < 0)$ в прошлое относительно i-й флуктуации. Это означает сдвиг $\tau > 0$ в будущее i-й флуктуации относительно k-й флуктуации, т. е. для обратного влияния имеем квазистационарную корреляцию

$$\varphi_{ki}(\tau) = \langle \alpha_k(t-\tau)\, \alpha_i(t) \rangle = \langle \alpha_k(t)\, \alpha_i(t+\tau) \rangle. \tag{9}$$

Далее заметим, что, рассматривая флуктуацию k-й переменной как более позднюю, мы должны выразить совместную плотность вероятности флуктуаций $p_\tau(\alpha_i, \alpha_k)$ через условную плотность вероятности $p_\tau(\alpha_i|\alpha_k)$, которая может трактоваться как вероятность перехода от состояния i-й переменной к состоянию k-й переменной. По принципу детального равновесия вероятности прямого и обратного перехода равны друг другу. При этом процедура усреднения в определении корреляционной функции не различает абсолютных моментов времени, а интервал времени τ является параметром, влияющим лишь на распределения вероятностей переходов. Таким образом,

$$\begin{gathered} \varphi_{ik}(\tau) = \langle \alpha_i(t)\, \alpha_k(t+\tau) \rangle = \\ = \int \left[p(\alpha_i)\, p(\alpha_i|\alpha_k, \tau) \right] \alpha_i \alpha_k d\alpha_i d\alpha_k = \\ = \int \left[p(\alpha_k)\, p(\pm\alpha_k|\alpha_i, \tau) \right] \alpha_i (\pm\alpha_k)\, d\alpha_i d\alpha_k = \\ = \pm \langle \alpha_k(t)\, \alpha_i(t+\tau) \rangle = \pm\varphi_{ki}(\tau). \end{gathered} \tag{10}$$

Здесь учтено, что при обращении движения термодинамические переменные четны или нечетны по отношению к преобразованию координат и импульсов микрочастиц $\{q_k, p_k\} \to \{q_k, -p_k\}$ [6, с. 20]. Хотя это преобразование обычно рассматривают одновременно с инверсией времени, его одного уже достаточно для обращения движения в реальном времени. В итоге получаем, что детальное равновесие приводит к симметрии или к антисимметрии корреляционных функций флуктуаций термодинамических переменных относительно направления переходов между ними. Верхнюю часть равенства (10), $\varphi_{ik}(\tau) = \varphi_{ki}(\tau)$, обычно получают из требования инвариантности корреляционных функций относительно инверсии времени $(t \to -t)$. Это требование считают частичным переносом механических законов движения микрочастиц на флуктуации термодинамических переменных [4, 5]. Его связывают с тем, что «основной признак микроскопической обратимости заключается в инвариантности всех механических уравнений движения по отношению к преобразованию $(t \to -t)$» [4, с. 68]. Такой путь вполне оправдан, но не является единственным, как показано выше. Отправляясь от принципа детального равновесия в реальном времени, можно установить симметрию корреляционных функций, не прибегая к преобразованиям с инверсией времени. При этом согласно условию стационарности $\varphi_{ik}(\tau) = \varphi_{ki}(-\tau)$ признаку детального равновесия $\varphi_{ik}(\tau) = \varphi_{ki}(\tau)$ можно придать вид инвариантности $\varphi_{ik}(\tau) = \varphi_{ik}(-\tau)$ относительно замены запаздывания на опережение. Этот итог совпадает с тем, который получается путем инверсии времени в корреляционной функции.

Из уравнения (10) следует, что

$$\langle \alpha_i(t)\, d\alpha_k/dt \rangle = \pm \langle \alpha_k(t)\, d\alpha_i/dt \rangle. \tag{11}$$

Это равенство прямо приводит к соотношениям взаимности [4, 5]. Подставляя выражение (6) в уравнение корреляций (11) и используя «ортогональность» термодинамических переменных и сопряженных им сил $\langle \alpha_i X_k \rangle \propto \delta_{ik}$, немедленно получим соотношения симметрии Онсагера

$$L_{kj} = \pm L_{jk}. \qquad (12)$$

Добавим еще раз, что преобразования с инверсией времени не относятся буквально к реальным движениям. Поэтому инвариантность корреляционных функций флуктуаций относительно инверсии времени должна расцениваться как весьма эффективный, но по существу формальный признак выполнения детального равновесия в обычном ходе времени.

3. Обращение волнового фронта

Если в молекулярном движении обратное движение играет роль только в рамках детального равновесия, то в оптике и электродинамике оно может проявляться явно. Простой пример – это принцип обратимости хода лучей света и обращение волнового фронта [3]. Как пояснено в книге [8], обращение волнового фронта удается осуществить потому, что в когерентных волновых пучках число степеней свободы не менее, чем на двадцать порядков меньше числа степеней свободы в молекулярном движении, и их удается обратить.

Проследить за пространственно-временной картиной движения и обратного движения волнового фронта нетрудно в случае монохроматического поля

$$\begin{aligned} E(\mathbf{R},t) &= \Re\left[A(\mathbf{R})\, e^{-i\omega t}\right] = \\ &= |A(\mathbf{R})|\, \Re\left[e^{-i\omega t + i\varphi(\mathbf{R})}\right] = \\ &= |A(\mathbf{R})/2| \left[e^{-i\omega t + i\varphi(\mathbf{R})} + e^{i\omega t - i\varphi(\mathbf{R})}\right], \end{aligned} \qquad (13)$$

где ω – угловая частота, $A(\mathbf{R})$ – комплексная амплитуда в точке с радиус-вектором $\mathbf{R}$, $\varphi(\mathbf{R})$ – локальная фаза, которой определяются форма и локальное направление волнового фронта.

Связь между комплексными амплитудами прямой и обращенной волн имеет вид [8]

$$A_{\text{обр}}(\mathbf{R}) = A^*(\mathbf{R}), \text{ или } \varphi_{\text{обр}}(\mathbf{R}) = -\varphi(\mathbf{R}). \qquad (14)$$

Эта связь особенно наглядна в случае плоских волн, для которых фаза $\varphi(\mathbf{R}) = \mathbf{k}\cdot\mathbf{R}$ определяется нормальным к фазовому фронту волновым вектором $\mathbf{k}$, задающим направление распространения фазы, а также направление плотности импульса. Последнее соответствует тому, что импульс кванта волны равен $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$, а классическая плотность импульса плоской электромагнитной волны определяется компонентами тензора энергии импульса [9]

$$T^{\alpha 0}/c = (Wc/\omega)\, k^{\alpha}, \quad \alpha = 1,2,3 = x,y,z, \qquad (15)$$

где W – плотность энергии, c – скорость света, ω – частота волны, k^{α} – компоненты волнового вектора.

Как видно из (14), $\mathbf{k}_{\text{обр}} = -\mathbf{k}$, т. е. при обращении волнового фронта обращается импульс волны, подобно тому, как обращается импульс частицы при обращении движения по траектории. Кроме того, равенство (13) не нарушается при совместной инверсии фазы и времени $\{\varphi(\mathbf{R}), t\} \to \{-\varphi(\mathbf{R}), -t\}$, если $E(\mathbf{R},t) \to E(\mathbf{R},-t)$. Это показывает, что обращённый волновой фронт распространяется в реальном времени в согласии с картиной возвратного движения фронта прямой волны при инверсии времени [10].

4. Обратные эффекты Доплера и Вавилова – Черенкова

Рассмотрим некоторые случаи, которые встречаются в волнах с взаимно противоположными направлениями фазовой и групповой скоростей, чем обусловлены некоторые специфические эффекты, в первую очередь аномальное преломление луча света в ту же сторону от нормали, в которой лежит падающий луч [11]. Такие волны и эффекты успешно реализованы в искусственных материалах с отрицательными электрическими и магнитными проницаемостями (эти метаматериалы называют по-разному: левые среды, среды с отрицательным показателем преломления, дважды отрицательные среды, среды с обратной волной и пр.). Одними из ярких эффектов в левых средах являются обратные эффекты Доплера и Вавилова – Черенкова, теоретически предсказанные и описанные в работах [12–14].

Запишем формулу для эффекта Доплера, объединив формулы из [10] и [13]:

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 - V^2/c^2} / (1 - \delta (V/c) \cos\theta). \qquad (16)$$

Здесь ω_0 – частота волны в системе источника, ω – частота, регистрируемая наблюдателем, $V > 0$ – скорость источника в системе наблюдателя, θ – угол между направлением испускания излучения и направлением движения источника в системе наблюдателя, Удаляющемуся источнику в формуле (16) отвечает тупой угол θ. Параметр δ принимает значения $\delta = +1$ для обычной правой среды и $\delta = -1$ для левой среды. Видно, что в левой среде частота волны от удаляющегося источника увеличена, а не уменьшена, как в обычном случае, т. е. эффект Доплера обращен. Полагая $u = V\delta$, представим формулу (16) в форме

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 - u^2/c^2} / (1 - (u/c) \cos\theta), \qquad (17)$$

где теперь переход от правой среды к левой совершается путем изменения знака скорости u. При неизменном направлении движения источника это изменение знака нужно отнести к инверсии времени $u = d|\mathbf{R}|/dt \to d|\mathbf{R}|/(-dt) = -u$. Таким образом, можно трактовать обращение эффекта Доплера в терминах инверсии времени.

Геометрию свечения Вавилова – Черенкова при равномерном сверхсветовом движении электрона в среде получают прямо из формулы для эффекта Доплера [12]. Учитывая, что в состоянии покоя электрон не может излучать, а только окружен постоянным полем, полагают в выражениях (16) или (17) частоту излучения в системе источника нулевой, $\omega_0 = 0$. Тогда в лабораторной системе может присутствовать излучение на конечной частоте ω при условии $1 - (u/c)\cos\theta = 0$, т. е. в виде полого конуса лучей с угловым раскрытием $\cos\theta = c/u$. Это возможно, если скорость электрона V превышает скорость света c в среде. Кроме того, в левой среде с $u = -V$ конус лучей обращен к конусу в правой среде с $u = +V$. Как видно, переход от прямого эффекта Черенкова к обратному эффекту также можно трактовать в терминах инверсии времени, приводящей к смене знака скорости.

Заключение

Преобразования динамических уравнений с инверсией времени являются эффективным теоретическим инструментом, позволяющим находить существенные черты обратимых процессов и условия, при которых они возможны. Благодаря этому возникло и устоялось представление о том, что в динамических уравнениях время выступает параметром, не имеющим выделенного направления и позволяющим совершать равным образом движение и в будущее, и в прошлое. Считается, что только такие явления, как необратимые макроскопические процессы неравновесной термодинамики и квантовые коллапсы, отражают в физике необратимость времени.

Однако некоторые детали описания обращенного движения путем преобразований с инверсией времени дают возможность другой интерпретации, согласно которой в динамических уравнениях время имеет выделенное направление. Для обращения движения частицы в реальном времени достаточно инверсии импульса. В случае инверсии одного только времени картина обратного движения по траектории вырисовывается, но с нарушением динамических законов движения. При совместной инверсии времени и импульса обратное перемещение по траектории представляется происходящим в согласии с динамическими законами, но для отрицательной массы и при условии смены знака потенциала. Это говорит в пользу того мнения, что по физическим законам динамики реальным может быть движение только с течением времени в будущее.

Одним из самых весомых аргументов в пользу утверждения о том, что динамика непрерывных движений не различает направлений хода времени, считается то, что перенос инвариантности относительно инверсии времени микроскопических уравнений на корреляцию флуктуаций термодинамических переменных позволил получить теоретически соотношения симметрии кинетических коэффициентов. Однако к этому результату можно прийти, исходя из принципа детального равновесия, не прибегая к инверсии времени.

С другой стороны, в волновой динамике такие явления, как обращение волнового фронта, обратные эффекты в левых средах изначально описываются без обращения к преобразованиям времени. Но эти эффекты могут трактоваться также и в терминах инверсии времени.

Таким образом, для описания обратных движений динамическими уравнениями нет исключительной необходимости исходить из преобразований с инверсией времени. Более того, подобные преобразования либо не согласуются с уравнениями движения, либо предполагают свойства, не допустимые в физике, например отрицательную массу классических частиц. Это означает, что динамические уравнения непрерывного движения содержат в себе условие одностороннего течения времени в будущее.

Список литературы

1. *Пригожин И.* От существующего к возникающему. М. : КомКнига, 2006. 328 с.
2. *Пригожин И., Стенгерс И.* Время, хаос, квант. К решению парадокса времени. М. : Едиториал УРСС, 2003. 240 с.
3. Физический энциклопедический словарь / гл. ред. А. М. Прохоров. М. : Советская энциклопедия, 1983. 928 с.
4. *Пригожин И.* Введение в термодинамику необратимых процессов. Ижевск : НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001. 160 с.
5. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Статистическая физика: в 2 ч. М. : Наука, 1976. Ч. 1. 584 с.
6. *Биккин Х. М., Ляпилин И. И.* Неравновесная термодинамика и физическая кинетика. Екатеринбург : УрО РАН, 2009. 500 с.

7. *Дирак П. А. М.* Можно ли использовать уравнения движения в физике высоких энергий? // УФН. 1971. Т. 103. С. 121–126. https://doi.org/10.3367/UFNr.0103.197101d.0121
8. *Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В.* Обращение волнового фронта. М. : Наука, 1985. 240 с.
9. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория поля. М. : Наука, 1988. 510 с.
10. *Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В.* Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии света // УФН. 1982. Т. 138. С. 249–288. https://doi.org/10.3367/UFNr.0138.198210d.0249
11. *Мандельштам Л. И.* Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. М. : Наука, 1972. 440 с.
12. *Пафомов В. Е.* Переходное излучение и черенковское излучение // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 1853–1858.
13. *Веселаго В. Г.* Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ε и μ // УФН. 1967. Т. 92. С. 517–526. https://doi.org/10.3367/UFNr.0092.196707d.0517
14. *Франк И. М.* Импульс фотона в среде с отрицательной групповой скоростью // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 28. С. 482–485.

References

1. Prigozhin I. *Ot suchshestvuyuchshego k voznikayuchshemu* [From Beimg to Arising]. Moscow, KomKniga, 2006. 328 p. (in Russian).
2. Prigozhin I., Stengers I. *Vremya, khaos, kvant. K resheniyu paradoksa vremeni* [Time, Chaos, Quant. To Decision of Time Paradox]. Moscow, Editorial URSS, 2003. 240 p. (in Russian).
3. *Fizicheskiy entsiclopedicheskiy slovar. Gl. red. A. M. Prokhorov* [Prokhorov A. M., chief ed. Physical Encyclopedic Dictionary]. Moscow, Sovetskaya Entsyclopedia, 1983. 928 p. (in Russian).
4. Prigozhin I. *Vvedeniye v termodinamiku neobratimykh protsessov* [Introduction to Thermodynamics of Irreversible Processes]. Izhevsk, NITs “Regular and chaotic dynamics” Publ., 2001. 160 p. (in Russian).
5. Landau L. D., Lifshitz E. M. *Statisticheskaya fisika: v 2 ch.* [The Statistical Physics: in 2 pt.]. Moscow, Nauka, 1976, part 1. 584 p. (in Russian).
6. Bikkin Kh. M., Lyapilin I. I. *Neravnovesnaya termodinamika i fizicheskaya kinetika* [Nonequilibriun Thermodynamics and Physical Kinetics]. Ekaterinburg, UrO RAN Publ., 2009. 500 p. (in Russian).
7. Dirac P. A. M. Can Equations of Motion be Used in High-Energy Physics? *Phys. Today*, 1970, vol. 23, pp. 29–31. https://doi.org/10.1063/1.3022063
8. Zel’dovich B. Ya., Pilipetskii N. F., Shkunov V. V. *Obrascheniye volnovogo fronta* [Wavefront Reversal]. Moscow, Nauka, 1985. 240 p. (in Russian).
9. Landau L. D., Lifshitz E. M. *The Classical Theory of Fields*. Pergamon Press, Oxford, 1971. 374 p. (Russ. ed.: Moscow, Nauka, 1988, 510 p.).
10. Zel’dovich B. Ya., Pilipetskii N. F., Shkunov V. V. Phase conjugation in stimulated scattering. *Sov. Phys. Usp*, 1982, vol. 25, pp. 713–737. https://doi.org/10.1070/PU1982v025n10ABEH004605
11. Mandel’shtam L. I. *Lektsii po optike, teorii otnositelnosti i kvantovoy mekhanike* [Lectures on the Optics, Relativity and Quantum Mechanics]. Moscow, Nauka, 1972. 440 p. (in Russian).
12. Pafomov V. E. Transition Radiation and Cerenkov Radiation. *Soviet Physics JETP*, 1959, vol. 36, pp. 1321–1324.
13. Veselago V. G. The Electrodynamics of Substances with Simultaneously Negative Values of ε and μ. *Sov. Phys. Usp.*, 1968, vol. 10, pp. 509–514. https://doi.org/10.1070/ /PU1968v010n04ABEH003699
14. Frank I. M. Photon Momentum in a Medium with Negative Group Velocity. *JETP Lett.*, 1978, vol. 28, pp. 446–448.

Поступила в редакцию 03.09.2022; одобрена после рецензирования 19.10.2022; принята к публикации 20.10.2022
The article was submitted 03.09.2022; approved after reviewing 19.10.2022; accepted for publication 20.10.2022