ON THE CONCEPT LONG-RANGE ACTION

S.V. Akimenko, V.V. Demjanov

Admiral Ushakov State Maritime University
Novorossisk, Krasnodar region, Russia
e-mail: demjanov@nsma.ru
19 july 2013

In the article was found a second solution of the problem about the force acting on a point-like particle moving in a time-dependent potential field, is mathematically equal with early known solution. Is considered the question of the possibility of interpreting of this force, how of force of gravitational field from externals of inert a bodies (in the spirit of Mach's hypothesis about the external induction of the inertial of mass of point-like particles). Here formulated by experimental problem of identifying in studies for the celestial mechanics of this small additional of gravitational of force, which may be are achieved by the use of modern radio-physical of methods.
PACS: 03.50. De; 04.20.-q

This article concerns the problem of a point-like particle moving in a nonstationary potential field, that is, in a potential field that explicitly depends on time *t*. For simplicity, we assume that field one-dimensional, depending only on one Cartesian coordinate *x*. The potential energy *U* of a particle in such a field will then be determined by the expression $U=U(x, t)$. We ask the question: what is the force F acting on the particle in the field under consideration? The answer to this question is given in textbooks on mechanics for physicists (see, eg, §5 in [1], §6 in [2], and also section 4.5 in [3]):

$$F = -\frac{\partial U(x,t)}{\partial x}. \qquad (1)$$

Careful study of the way in which existing theory proves an equation (1) leads to the following conclusion: in deriving this equation, in different sections of the mechanics a particular postulate (unprovable assertion) is used. Thus, in the classical mechanics (see §6 in [2], §2 chapter 2 in [4]), the derivation of this equation explicitly (or implicitly) postulates that the force acting on a point particle in a nonstationary potential field $U(x,t)$, cannot depend on the velocity υ of the particle.

In those sections of analytical mechanics which come from variational principles, the arguments, held at the derivation of eq. (1), are somewhat more complicated. It looks like this (see §16 in [5]). We consider the starting (M_0) and the end (M_1) points of the particle path in the (x,t) plane. These points are connected by one-parametrical family of "conceivable" (kinematically possible) curves $x = f(t,\alpha)$, where α – parameter. It is assumed that a certain curve of the family entered – the curve $x = f(t,\alpha=\alpha_0)$ – is the actual (dynamically possible) path of a point particle motion in a potential field, that is, is a "real trajectory" (or is "the direct way"). Then the force (1) is obtained by partial differentiation by *x* (differentiation at a fixed time *t*) the potential energy $U(x,t)$, wherein said differentiation occurs between the actual path and, infinitely close to the actual curve, the virtual path (or, "the back way") $x = f(t,\alpha_0+\delta\alpha)$.

It is important that in the above line of reasoning a certain postulate of analytical mechanics is also used; postulate, which will be stated below. As you know, in analytical mechanics the mechanical system of point particles can be free and not free (so-called "constrained system", see §1 in [5]). Constrained systems are characterized by the presence of so-called straitened elements, limiting the movement of point particles. As the straitened elements usually appear rods, threads, fixed surfaces and moving surfaces. Mathematically, the presence of straitened elements in the system of point particles is expressed in the appearance of additional equations – the constraint equations. In this case, it is postulated (see §23 in [2]) that the constraint equations can be attributed not only derived from Newton's equations restrictions on the movement of particles. In other words, it is postulated that in the absence of a system of point particles straitened elements, and certainly no any constraint equations.

Here, however, we should note the following important fact. In the case, when the potential energy of a point-like particle considered above is independent of time t, that is, when the potential energy of the form $U = U(x)$, the force (1) can be obtained without resorting to the introduction of the virtual path concept. The same answer will give total differentiation on the x – differentiation along only one actual path of the particle, that is, along the trajectory $x = f(t, \alpha_0)$. This raises a natural question: is it possible in the case of time-dependent potential field $U = U(x,t)$ to calculate the force acting on a particle, immersed in this field, without using the virtual path concept? For the implementation of this program we should abandon the above postulate of analytical mechanics, which claims that, in the free system of point particles any constraint equations are missing. Thus it is necessary considered the real path $x = f(t, \alpha_0)$ of a point-like particle, as the equation of time-dependent of holonomic connection of the form:

$$x - f(t, \alpha_0) = 0 . \qquad (2)$$

Then the virtual displacement (isochronous variation δx, see §2 chapter 4 in [4]) of the particle x coordinate gets here identically zero. It means that the virtual path of the particle will be identical to the actual path of the particle. (In other words, no other non-conflicting introduced constraint eq. (2), kinematically possible trajectories, except the actual trajectory of the particle can exist.)

Since in this solution of the problem, only one single path is acting (the particle actual motion path), then for the calculation of the above force is natural to perform exact differentiation of the potential energy $U(x,t)$ of the x in the direction of the actual trajectory. As a result of differentiation we obtain the force given by the total derivative $F_1 = -\frac{dU\ (x, t(x))}{dx}$:

$$F_1 = -\frac{\partial U}{\partial x} - \frac{1}{\upsilon}\frac{\partial U}{\partial t} . \qquad (3)$$

Force F_1 is different from the force (1) by the presence of an additional term $R=\upsilon^{-1}\cdot\partial U/\partial t$, which is a reaction force R introduced by above holonomic non-stationary constraint (2). However, in order to physically implement a reaction force constraint needs this or that straitened element. Here is that in contrast to the usual scheme consideration of such problems, scheme:

the straitened element → the constraint equation,

we use the opposite scheme:

the constraint equation → the straitened element.

In other words, typically in problems of this kind are considered to have a certain straitened element of existence which implies the presence of constraint equation. Here, by contrast, relies initially on holonomic constraint equation (2) (the presence of this constraint equation is postulated), and, from the existence of this constraint implies the presence of straitened element corresponding to the said constraint. The role of this straitened element plays here the inertia law.

For the proof of last statement we will consider a sufficiently small segment of the actual path of the particle. Draw a tangent to the actual path at the starting point of the segment. On this tangent the particle coordinate x and time t are related by a linear time-dependent holonomic constraint equation due to the presence of the law of inertia:

$$x - x_0 - \upsilon_0 (t - t_0) = 0 , \qquad (4)$$

where: x_0, t_0 – respectively, the starting coordinate and the starting time of the considered small segment; υ_0 – initial velocity of a point particle on a given segment.

Expressing the time t of the eq. (4) and substituting the resulting expression into the formula for the potential energy $U(x,t)$ of a point particle, we have that introduced above, the potential energy of the particle is a composite function of the x coordinate:

$$U = U\left(x, t_0 + \frac{x - x_0}{\upsilon_0}\right). \tag{5}$$

Differentiating this composite function of x, we obtain the expression for the force acting on the particle in question on the segment of the tangent to the actual path of the particle. This expression is very close to the above eq. (3) for the F_1 force. Thus, it can be argued that the postulation of the presence of non-stationary holonomic constraint on the actual trajectory of the particle, the role of a straitened element for this particle is played by the law of inertia.

In the same case, when this problem is solved in the usual way, that is, when no constraint is postulated on the actual trajectory, the differentiation with respect to x is between the actual and infinitesimally close to the actual, the virtual path of the particle. Here is a more precise approximation of the actual path, namely, the representation of the actual trajectory of the form (see §30 in [6]):

$$x = x_0 + \upsilon_0(t - t_0) + \delta x, \tag{6}$$

where δx – an independent part of the coordinate increment.

Expressing from eq. (6) the time t by x and δx, and substituting in the expression for the potential energy $U(x, t)$, and then expanding in powers of t, we have the approximate equality:

$$U(x,t) \approx U\left(x, t_0 + \frac{x - x_0}{\upsilon_0}\right) - \frac{\partial U}{\partial t} \cdot \left(\frac{x - x_0}{\upsilon_0} - t\right). \tag{7}$$

Differentiating (7) with x (at constant time t) will give an expression for the force which is very close to eq. (1). As a result, we conclude that if the postulated absence of equation of holonomic constraint on the actual path of the particle, then the law of inertia in this case cannot play a role of a straitened element. Thus, there is a scheme:

no constraint equation → no straitened element.

In summary, we conclude that the situation is quite similar to that which occurs in geometry (§9 in [7]), where the replacement of Euclid's fifth postulate by the opposite results in the creation of alternative, logically consistent non-Euclidean geometry. For further discussion it will be important to emphasize once again that mathematically, the eq. (1) and eq. (3) are completely equivalent.

In the case, if the velocity of the particle is exactly equal to zero, the constraint equation between the coordinate x and the time t is unavailable. Therefore, the force acting on the particle at rest in a non-stationary potential field $U(x, t)$, in the first and second methods of solution of this problem is given by the same relationship – the eq. (1).

From (3) it follows immediately that the total energy E of this particle moving with any limited speed value must be conserved even in the field, explicitly depending on the time:

$$\frac{dE}{dt} = 0. \tag{8}$$

In other words, in this case the well-known law of the total energy change of the particle (see section 4.5 in [3]), which is immersed such a field, is invalid. According to this law of total energy change of the mechanical system, adopted in the existing theory, the change of the total energy of the particle is in exact accordance with:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\partial U(x,t)}{\partial t}. \tag{9}$$

From the applications, however, it is well known that, for example, the total energy of electrons in particle accelerators is significantly changed as a result of the acceleration of electrons by non-stationary electric field. Taking into account that electron in the accelerator is quite permissible to treat as a classical object, we find that the force acting on a point particle in the time-dependent electromagnetic field, cannot be described by eq. (3).

Consider whether you can then interpret force (3) as the force of the gravitational influence on the body from the time-dependent gravitational field. Simple estimates show that in the problems of perturbation theory of celestial mechanics, additional to the known force that depends on the velocity of a particle is small enough. Thus, for the artificial satellite, moving in a low Earth orbit, additional to the known force arising from the movement of the Moon in its orbit is of the order 1/600 of a very weak attractive force of the Moon, acting on this satellite. Moreover, the average of this additional force acting at a given spatial point of the satellite's orbit, in all possible positions of the Moon in its orbit, will give zero. It will be natural to formulate an important experimental problem in the identification of research on celestial mechanics this small extra gravitational forces through the use of advanced radio-physical methods. It should be noted that the result obtained in this article of the force acting on a point particle moving in a time-dependent potential field on the velocity of the particle, could be also the recognition of the underlying Einstein's general theory of relativity, the equivalence principle (§10.2 in [8]), only has a limited stationary gravitational fields of applicability.

It is essential that while using the force (3), the concept of a point-like particle, as the body, which linear dimensions in the studied problem can be neglected, is in need of revision. In this regard, we consider the one-dimensional problem of a certain, slow moving in a nonstationary potential field, a macroscopic body. We take into account here that the atoms that make up the said macroscopic body, make thermal oscillations at a sufficiently high thermal velocities υ_T. In these conditions, the velocity υ of the center of mass of the body is only a small addition to the velocity υ_T of the thermal motion of each atom of the body. It follows that the R term of introduced above force (3), which depends on the velocity of the material point, for each atom of a macroscopic body can be expanded in a series in a small parameter. This small parameter is the ratio of the relatively low velocity υ of the center of mass of a macroscopic body to the speed υ_T of the thermal motion of said atom. It should then be performed averaging (denoted by a sign $\langle\ \rangle$) of the expression for the force over the thermal motion velocities of the atoms that make up this body.

We average force (3) over the relatively large thermal velocities of the atoms of a macroscopic body. Then, instead of the factor $(-1/\upsilon)$ in the eq. (3), in the linear approximation in the small parameter introduced above, will be factor $\upsilon \cdot \langle 1/\upsilon_T^2 \rangle$. So that, additive to the well is known of force, acting on the body, immersed in the time-dependent potential field, will be very small. Thus, in the above model problem of the slow motion of a macroscopic body in a time-dependent potential field, the law (9) of total energy change of the macroscopic body in this field will be valid with very high accuracy.

According to eq. (3), physically realistic value is not time-dependent intensity of the potential field $U(x,t)$, but the potential of this field. However, from the potential value of the field cannot be produced with the dimensions of the energy density of this field. Thus, for derived force (3) it only makes sense to speak about the interaction energy of bodies, creating the $U(x,t)$ field. Then we come to the conclusion that the force (3) is a result of direct interaction of bodies at a distance. The latter fact means the actual return to the concept of action at a distance, developed until the mid-19th century, by the outstanding mathematicians of the time (among which are the Gauss and Riemann). In order to the law of conservation of energy in the conception took place, the interaction between all the macroscopic bodies (or between of particles) in this case should be of the direct (unmediated) of action. It remains a mystery whether realized in nature, found mathematically, the second solution of the force acting on the point-like particle moving in a time-dependent potential field. If this second decision is not implemented, then hypothesis Mach's, about external induction of the inertial mass of point particles do not have the tools for implement in general relativity. Most likely reason for the apparent long-range action at a distance always was the existence of the short-range actions inertial objects with non-inertial substratum of their aethereal environment [9].

References

1. L.D. Landau, E.M. Lifshits. *The Mechanics* ("Science", Moscow, 1973).
2. I.I. Olhovsky. *The Course of theoretical mechanics for physicists* (Publishing house of the Moscow State University, Moscow, 1974).
3. J.G. Pavlenko. *Lectures on the theoretical mechanics* (PHYSMATHLET, Moscow, 2002).
4. V.V. Petkevich. *The Theoretical mechanics* ("Science", Moscow, 1981).
5. F.R. Gantmaher. *Lectures on the analytical mechanics* (PHYSMATHLET, Moscow, 2001).
6. E.M. Lifshits, L.P. Pitaevsky. *Physical kynetics* ("Science", Moscow, 1979).
7. N.V. Efimov. *The Higher geometry* ("Science", Moscow, 1971).
8. A.L. Zelmanov, V.G.Agakov. *Elements of the general theory of a relativity* ("Science", Moscow, 1989).
9. S.V. Akimenko, V.V. Demjanov. *Chemical Potential of Equilibrium Electromagnetic Radiation and the Means for Electromagnetic Waves to Propagate in Free Space.* http://viXra.org/abs/viXra:1101.0100

==========================

Russian variant

О КОНЦЕПЦИИ ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ

С.В. Акименко, В.В. Демьянов

Государственный морской университет имени адмирала Ф.Ф. Ушакова
Новороссийск, Краснодарский край, Россия
e-mail: demjanov@nsma.ru

19 июля 2013

В статье найдено математически равноправное второе решение задачи о силе, действующей на точечную частицу, движущуюся в нестационарном потенциальном поле. Рассмотрен вопрос о возможности интерпретации полученной силы, как силы гравитационного воздействия на тело со стороны нестационарного гравитационного поля (в духе гипотезы Маха о внешней индукции инертной массы точечных частиц). Сформулирована экспериментальная задача о выявлении в исследованиях по небесной механике найденной малой добавочной гравитационной силы путем использования современных радиофизических методов.

PACS: 03.50. De; 04.20.-q

Рассмотрим точечную частицу, находящуюся в нестационарном потенциальном поле, т.е. в потенциальном поле, явно зависящем от времени t. Для простоты это поле будем считать одномерным, зависящим только от одной декартовой координаты x. Потенциальная энергия U частицы в таком поле будет тогда определяться выражением $U = U(x,t)$.

Зададимся вопросом: чему равна сила F, действующая на частицу, находящуюся в рассматриваемом поле? Ответ на этот вопрос дается в учебниках по механике для физиков (см., например, §5 в [1], §6 в [2], а также раздел 4.5 в [3]):

$$F = -\frac{\partial U(x,t)}{\partial x}. \tag{1}$$

Внимательное исследование того, каким образом в существующей теории получается соотношение (1), приводит к следующему заключению: при выводе соотношения (1), в различных разделах механики используется тот или иной постулат (недоказуемое утверждение). Так, в теоретической механике (см. §6 в [2], §2 главы 2 в [4]), при выводе соотношения (1), неявно (или же явно) постулируется, что сила, действующая на точечную частицу, находящуюся в нестационарном потенциальном поле $U(x,t)$, не может зависеть от скорости υ движения этой частицы.

В тех разделах аналитической механики, которые исходят из вариационных принципов, схема рассуждений, проводимых при выводе соотношения (1), несколько более сложная. Она выглядит следующим образом (см. §16 в [5]). Рассматриваются начальная (M_0) и конечная (M_1) точки движения частицы на плоскости (x,t). Упомянутые точки соединяются однопараметрическим семейством «мыслимых» (кинематически возможных) кривых $x = f(t,\alpha)$, где α − параметр. Допускается, что некая кривая из введенного семейства − кривая $x = f(t,\alpha = \alpha_0)$ − представляет собой кривую истинного (динамически возможного) закона движения точечной частицы в потенциальном поле $U(x,t)$, т.е. является «действительной траекторией» (или, «прямым путём»). Тогда сила (1) получается в результате частного дифференцирования по x − дифференцирования при фиксированном времени t − потенциальной энергии $U(x,t)$, причем упомянутое дифференцирование выполняется между действительной траекторией $x = f(t,\alpha_0)$ и, бесконечно близкой к этой действительной кривой, виртуальной траекторией $x = f(t,\alpha_0 + \delta\alpha)$.

Весьма важно, что в приведенной выше схеме рассуждений также используется определенный постулат аналитической механики, постулат, который будет сформулирован далее. Как известно, в аналитической механике считается, что механические системы материальных точек могут быть свободными и несвободными (см. §1 в [5]). Несвободные системы отличаются от свободных систем наличием в несвободных системах т.н. стесняющих элементов, ограничивающих движение материальных точек. В качестве стесняющих элементов обычно фигурируют стержни, нити, поверхности неподвижные и поверхности движущиеся. Математически наличие стесняющих элементов в системе материальных точек выражается в появлении дополнительных уравнений – уравнений связей. При этом постулируется, что к уравнениям связей могут быть отнесены только не вытекающие из уравнений Ньютона ограничения, налагаемые на движения материальных точек (см. §23 в [2]). Иначе говоря, постулируется, что в отсутствие в системе материальных точек стесняющих элементов, непременно отсутствуют и какие-либо уравнения связей.

Здесь, однако, необходимо отметить следующее важное обстоятельство. В том случае, когда потенциальная энергия рассматривавшейся выше точечной частицы не зависит от времени t, т.е. когда эта потенциальная энергия имеет вид $U = U(x)$, то сила (1) может быть получена и не прибегая к введению понятия виртуальной траектории. Тот же ответ для силы F даст полное дифференцирование по x – дифференцирование вдоль одной только действительной траектории движения частицы, т.е. вдоль траектории $x = f(t, \alpha_0)$. В этой связи возникает естественный вопрос: нельзя ли и в случае нестационарного потенциального поля $U(x,t)$ вычислить силу, действующую на точечную частицу, движущуюся в этом поле, не используя понятие о виртуальной траектории?

Для реализации данной программы необходимо отказаться от приведенного выше постулата аналитической механики, утверждающего, что в свободной системе материальных точек отсутствуют и какие-либо уравнения связей. При этом нужно рассматривать истинный закон движения $x = f(t, \alpha_0)$ материальной точки, как уравнение нестационарной голономной связи вида:

$$x - f(t, \alpha_0) = 0 . \tag{2}$$

Тогда виртуальное смещение (изохронная вариация, см.§2 Главы 4 [4]) δx координаты x рассматриваемой частицы окажется здесь тождественно равной нулю. Это означает, что виртуальная траектория частицы будет тождественно совпадать с действительной траекторией данной частицы. Иначе говоря, никаких других, не противоречащих введенному уравнению связи (2), кинематически возможных траекторий, кроме действительной траектории движения частицы, существовать не может.

Поскольку в рассматриваемой схеме решения задачи о вычислении силы, действующей на материальную точку, фигурирует только одна единственная траектория – траектория действительного движения частицы, то при вычислении указанной выше силы оказывается естественным выполнить полное дифференцирование по x потенциальной энергии $U(x,t)$ по направлению этой действительной траектории. В результате такого дифференцирования получим силу $F_1 = -\dfrac{dU(x,t(x))}{dx}$, задающуюся выражением:

$$F_1 = -\frac{\partial U}{\partial x} - \frac{1}{\upsilon}\frac{\partial U}{\partial t} . \tag{3}$$

Сила F_1 отличается от определяемой соотношением (1) силы F, наличием дополнительного слагаемого $R = -\dfrac{1}{\upsilon}\dfrac{\partial U}{\partial t}$, представляющего собой силу реакции введенной выше голономной нестационарной связи (2). Однако, для того, чтобы физически осуществить силу реакции связи, необходим тот или иной стесняющий элемент. Здесь существенно, что в отличие от обычной схемы рассмотрения подобных задач, схемы:

стесняющий элемент $\rightarrow$ ***уравнение связи,***

нами используется прямо противоположная схема:

уравнение связи $\rightarrow$ стесняющий элемент.

Иначе говоря, обычно в задачах такого рода считается имеющимся некий стесняющий элемент, из факта существования которого и вытекает наличие уравнения связи. Здесь же, наоборот, полагается изначально имеющимся уравнение голономной нестационарной связи (2) (наличие этого уравнения связи постулируется), и, из факта существования данной связи, вытекает наличие стесняющего элемента, соответствующего упомянутой связи. Роль такого стесняющего элемента играет здесь закон инерции.

Для доказательства последнего утверждения рассмотрим некий достаточно малый отрезок действительной траектории движения частицы. Проведем касательную к действительной траектории в начальной точке данного отрезка. На этой касательной координата x точки и время t связаны уравнением линейной нестационарной голономной связи, обусловленной наличием закона инерции:

$$x - x_0 - \upsilon_0(t - t_0) = 0\,, \tag{4}$$

где: x_0, t_0 – соответственно, начальная координата и начальное время на рассматриваемом малом отрезке; υ_0 – начальная скорость точечной частицы на данном отрезке ее движения.

Выражая время t из соотношения (4), и подставляя полученное выражение в формулу для потенциальной энергии $U(x,t)$ точечной частицы, имеем, что на введенной выше касательной потенциальная энергия частицы будет сложной функцией от координаты x:

$$U = U\left(x, t_0 + \frac{x - x_0}{\upsilon_0}\right). \tag{5}$$

Дифференцируя данную сложную функцию по x, придем к выражению для силы, действующей на рассматриваемую частицу на отрезке касательной к действительной траектории движения частицы. Это выражение будет весьма близким к полученному выше соотношению (3) для силы F_1. Таким образом можно утверждать, что при постулировании наличия нестационарной голономной связи на действительной траектории движения частицы, роль стесняющего элемента для этой частицы играет именно закон инерции.

В том же случае, когда рассматриваемая задача решается обычным образом, т.е., когда постулируется отсутствие связи на действительной траектории, то дифференцирование по x осуществляется между действительной и, бесконечно близкой к действительной, виртуальной траекторией частицы. Здесь оказывается необходимым более точная аппроксимация действительной траектории, а именно, представление действительной траектории в виде (см. §30 [6]):

$$x = x_0 + \upsilon_0(t - t_0) + \delta x\,, \tag{6}$$

где δx – независимая часть приращения координаты.

Выражая из соотношения (6) время t через x и δx и подставляя в выражение $U(x,t)$, а затем разлагая в ряд по t, будем иметь приближенное равенство:

$$U(x,t) \approx U\left(x, t_0 + \frac{x - x_0}{\upsilon_0}\right) - \frac{\partial U}{\partial t}\cdot\left(\frac{x - x_0}{\upsilon_0} - t\right). \tag{7}$$

Дифференцирование (7) по x (при постоянном t) даст выражение для силы, весьма близкое к соотношению (1). В результате, приходим к заключению, что если постулируется отсутствие уравнения голономной связи на действительной траектории частицы, то и закон инерции в этом случае играть роль стесняющего элемента не может. Таким образом, имеет место схема:

нет уравнения связи $\rightarrow$ нет и стесняющего элемента.

Подводя итог, заключаем, что ситуация здесь совершенно аналогична имеющей место в геометрии (§9 [7]), где замена пятого постулата Евклида противоположным, приводит к созданию альтернативной, логически непротиворечивой неевклидовой геометрии. Для дальнейшего изложения будет важным еще раз подчеркнуть, что, чисто математически, соотношения (1) и (3) оказываются полностью равноправными.

В том же случае, если скорость частицы в точности равна нулю, то уравнение связи между координатой x и временем t отсутствует. Поэтому сила, действующая на частицу, покоящуюся в нестационарном потенциальном поле $U(x,t)$, и в первом и во втором методах решения рассматриваемой задачи задается одним и тем же соотношением – соотношением (1).

Из формулы (3) сразу же следует, что полная энергия E рассматриваемой частицы, движущейся с любой конечной по величине скоростью, должна сохраняться и в поле, явно зависящем от времени:

$$\frac{dE}{dt} = 0, \qquad (8)$$

иначе говоря, что в этом случае неверен известный закон изменения полной энергии частицы (см. раздел 4.5 [3]), находящейся в таком поле. Согласно данному закону изменения полной энергии механической системы, принятому в существующей теории, изменение полной энергии E частицы осуществляется в точном соответствии с соотношением:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\partial U(x,t)}{\partial t}. \qquad (9)$$

Из приложений, между тем, хорошо известно, что, например, полная энергия электронов в ускорителях элементарных частиц существенно изменяется в результате разгона этих частиц нестационарным электромагнитным полем. Учитывая, что электрон в ускорителе вполне допустимо считать классическим объектом, получим, что сила, действующая на точечную частицу в нестационарном электромагнитном поле, никак не может описываться соотношением (3).

Рассмотрим, нельзя ли тогда интерпретировать силу (3), как силу гравитационного воздействия на тело со стороны нестационарного гравитационного поля. Простые оценки показывают, что в задачах теории возмущений небесной механики, добавочная к известной сила, зависящая от скорости движения материальной точки, будет достаточно малой. Так, для искусственного спутника Земли, движущегося по низкой околоземной орбите, добавочная к известной сила, возникающая вследствие движения Луны по своей орбите, составит величину, не большую, по порядку величины, чем $^1/_{600}$ от очень слабой силы притяжения Луной этого спутника. Более того, усреднение указанной добавочной силы, действующей в данной пространственной точке орбиты спутника, по всевозможным положениям Луны на ее орбите, даст ноль. Здесь будет естественным сформулировать важную экспериментальную задачу о выявлении в исследованиях по небесной механике указанной малой добавочной гравитационной силы путем использования современных радиофизических методов. При этом необходимо отметить, что следствием полученной в данной статье зависимости силы, действующей на точечную частицу, движущуюся в нестационарном потенциальном поле, от скорости движения этой частицы, могло бы стать также и признание лежащего в основе общей теории относительности принципа эквивалентности (§10.2 [8]), имеющим ограниченную только стационарными гравитационными полями область применимости.

Весьма важно, что при использовании силы (3), сама концепция материальной точки, как тела, размерами которого в исследуемой задаче можно пренебречь, нуждается в пересмотре. В этой связи рассмотрим одномерную задачу о некоем, медленно движущемся в нестационарном потенциальном поле, макроскопическом теле. Учтем при этом, что атомы, составляющие упомянутое макроскопическое тело, совершают тепловые колебания с достаточно большими скоростями υ_T. В этих условиях скорость υ движения центра масс тела будет лишь малой добавкой к скорости υ_T теплового движения каждого из атомов тела. Отсюда следует, что слагаемое введенной выше силы (3), зависящее от скорости движения материальной точки, для каждого атома макроскопического тела может быть разложено в ряд по малому параметру. Этот малый параметр представляет собой отношение сравнительно малой скорости υ движения центра масс макроскопического тела к скорости υ_T теплового движения упомянутого выше атома. Затем должно быть выполнено усреднение (обозначаемое знаком $\langle\ \rangle$) полученного выражения для силы по скоростям теплового движения всех атомов, составляющих данное тело.

Усредним силу (3) по сравнительно большим тепловым скоростям атомов макроскопического тела. Тогда вместо множителя $-1/\upsilon$ в выражение (3), в линейном приближении по введенному выше малому параметру, войдет множитель $\upsilon \cdot \left\langle 1/\upsilon_T^2 \right\rangle$. В итоге, зависящая от скорости добавка к известной силе, действующей на рассматриваемое тело со стороны нестационарного потенциального поля, окажется весьма малой. Таким образом, в рассмотренной выше модельной задаче о медленном движении макроскопического тела в нестационарном потенциальном поле, закон (9) изменения полной энергии тела в данном поле будет выполняться с весьма высокой точностью.

Согласно соотношению (3), физически реальной величиной является не напряженность нестационарного потенциального поля $U(x,t)$, а потенциал данного поля. Однако, из потенциала поля нельзя составить величину, имеющую размерность плотности энергии этого поля. Таким образом, для силы (3) имеет смысл говорить только об энергии взаимодействия тел, создающих поле $U(x,t)$. Тогда приходим к выводу, что сила (3) возникает в результате непосредственного взаимодействия тел на расстоянии. Последнее обстоятельство означает фактическое возвращение к концепции дальнодействия, развивавшейся вплоть до середины 19-го века выдающимися математиками тех времен (среди которых находятся Гаусс и Риман). Для того, чтобы закон сохранения энергии в рассматриваемой концепции имел место, взаимодействие между телами в данном случае должно носить характер именно прямого (неопосредованного) взаимодействия. Остается загадкой, реализуется ли в природе, найденное здесь чисто математически второе решение задачи о силе (в духе гипотезы Маха об инерциальном дальнодействии), действующей на точечную частицу, движущуюся в нестационарном потенциальном поле. Если это второе решение не реализуется, то гипотеза Маха о внешней индукции инертной массы точечных частиц не имеет инструментов для реализации в ОТО. Вероятнее всего причиной кажущегося дальнодействия всегда было существование инерционных реакций близкодействия инерциальных объектов с неинерциальным эфирным субстратом их окружения [9].

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Механика* («Наука», Москва, 1973).
2. И.И. Ольховский. *Курс теоретической механики для физиков* (Издательство Московского Государственного Университета, Москва, 1974).
3. Ю.Г. Павленко. *Лекции по теоретической механике* (ФИЗМАТЛИТ, Москва, 2002).
4. В.В. Петкевич. *Теоретическая механика* («Наука», Москва, 1981).
5. Ф.Р. Гантмахер. *Лекции по аналитической механике* (ФИЗМАТЛИТ, Москва, 2001).
6. Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. *Физическая кинетика* («Наука», Москва, 1979).
7. Н.В. Ефимов. *Высшая геометрия* («Наука», Москва, 1971).
8. А.Л. Зельманов, В.Г. Агаков. *Элементы общей теории относительности* («Наука», Москва, 1989).
9. С.В. Акименко, В.В. Демьянов. *Химический потенциал равновесного электромагнитного излучения и природа электромагнитных волн.* http://viXra.org/abs/viXra:1101.0100 .