

ЭНЦИКЛОПЕДИЯ РУССКОЙ МЫСЛИ

ТОМ 19

---

**ДОКЛАДЫ  
РУССКОМУ  
ФИЗИЧЕСКОМУ  
ОБЩЕСТВУ,  
2013**

**(Сборник научных работ)**



**Москва  
«Общественная польза»  
2013**

**ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД  
В ИЗУЧЕНИИ ГРАВИТАЦИОННЫХ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ФИЗИЧЕСКИХ  
ОБЪЕКТОВ**

**(Глава 2 монографии\* «Основания физики природы», – Москва, «Высшая школа», 1990)**

**М.Г. Лобановский**

**§ 6. Шарнирная (проективная) система координат и  
круг взаимодействий**

Для изучения взаимодействий физических объектов воспользуемся тем общеизвестным фактом, что любой из объектов обладает объёмом и что через любые три точки пространства проходит плоскость. Любые же четыре точки пространства, не лежащие в одной плоскости, характеризуют некоторый объём пространства. Иначе говоря, для того чтобы геометрически определить объём какого-нибудь физического объекта, нам необходимо взять не менее четырёх, фиксированных на его поверхности, точек, принадлежащих именно этому объекту. С помощью меньшего числа точек невозможно определить объём никакого тела, в том числе шара или куба, так как объём определяется произведением трёх собственных отрезков объекта. Отрезок же, как известно, это расстояние (по прямой линии) между двумя собственными точками объекта. Представив, что одна точка является общей для всех трёх отрезков, получим, что имеются ещё три точки, которые ограничивают каждый из отрезков. Итак, объём любого тела определяется не менее чем четырьмя его собственными физическими точками. Поэтому шарнирная система отсчёта, в которой мы будем изучать теперь движение каких-нибудь физических объектов, должна иметь четыре луча. Эти лучи имеют общую, не принадлежащую рассматриваемому объекту, точку, служащую началом системы отсчёта (рис. 13). Именно эти лучи и определяют четырёхмерность пространства. В самом деле, допустим, что стоя у какого-нибудь столба, забитого в Землю, вы

наблюдаете (условно), например, за движущимся автомобилем, Луной, планетой Марс или каким угодно другим движущимся объектом. В этом случае столб можно считать той самой пятой несобственной точкой наблюдаемого объекта, то есть началом системы отсчёта, остальные же четыре точки лежат на наблюдаемом вами объекте (рис. 13). Лучи, проведённые от начала системы отсчёта к точкам наблюдения, определяют объём пространства, занятого объектом наблюдения. Следовательно, относительное пространство, то есть пространство, наблюдаемое вами, в любом случае четырёхмерно, так как невозможно определить объём никакого объекта пространства с помощью меньшего числа лучей, фиксирующих точки на наблюдаемом объекте.

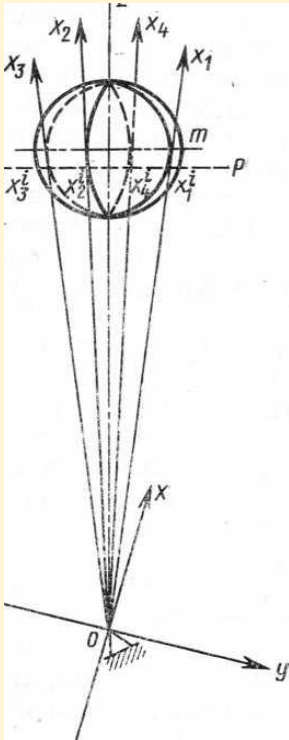


Рис 13

Устанавливаемая здесь четырёхмерность пространства оказывается не гипотетической, а естественной, объективно существующей реальностью, без изучения которой дальнейший прогресс физических наук становится невозможным. Г. Минковский, желая вывести физическую науку из этого тупика, ещё в 1908 году предложил пространство считать четырёхмерным.

Пространство Минковского измерялось тремя пространственными и четвёртой – временной координатами, физический смысл четвёртой, то есть временной координаты, оставался неясным, неопределённым, а сама четырёхмерность не определяла объёма объектов наблюдения и представлялась запутанной, физически неопределённой и даже ненужной сущностью. С введением в науку шарнирной системы координат физический смысл четырёхмер-

ности пространства становится полностью определённым и понятным.

Рассмотрим движение какой-нибудь массы относительно выбранной нами системы координат (рис. 13). В отличие от установившихся традиций, заключающихся в том, что оси декартовой системы координат являются жёсткими (не имеющими изгибов, евклидовыми прямыми), введём следующие понятия: пусть лучи  $x_1$  и  $x_3$  являются евклидовыми прямыми, шарнирно сочленёнными в точке  $O$ . Эти лучи благодаря своему шарнирному сочленению могут поворачиваться относительно оси  $x$ , отклоняясь от оси  $y$  на угол от  $0$  до  $\pm 90^\circ$ , то есть до слияния с верхней или нижней половиной оси  $z$ . При этом лучи  $x_1$  и  $x_3$  при поворотах всегда остаются в евклидовой плоскости  $yOz$ , то есть они всегда перпендикулярны оси  $x$ . Пусть лучи  $x_2$  и  $x_4$  также шарнирно сочленены в точке  $O$  и аналогичным образом могут вращаться относительно оси  $y$ , всё время оставаясь в плоскости  $xOz$ . Третья же ось, в нашем случае ось  $z$ , не имеет шарнира в точке  $O$  и является евклидовой прямой на всём своём протяжении. Пусть теперь относительно этой системы координат вдоль оси  $z$  движется какая-нибудь масса  $m$ . В начальный период времени, когда точка  $O$  (начало системы координат) совпадает с точкой поверхности массы, лучи  $x_1$ ,  $x_3$  и  $x_2$ ,  $x_4$  представляют собой две евклидовых прямых –  $x$  и  $y$ , касающиеся поверхности шара в точке  $O$ . По мере удаления массы  $m$  от начала системы отсчёта лучи  $x_1$ ,  $x_2$ ,  $x_3$ ,  $x_4$ , вращаясь в шарнире  $O$  и оставаясь при этом евклидовыми прямыми, как бы сопровождая движущуюся массу в пространстве, всё время касаются её поверхности в точках  $x_1^i$ ,  $x_2^i$ ,  $x_3^i$ ,  $x_4^i$ . Иными словами, лучи  $x_1$ ,  $x_3$  и  $x_2$ ,  $x_4$ , как и в рассмотренном нами случае (см. рис. 2, 3), в любой период времени движения образуют тот же угол видимости, или угол гравитационного взаимодействия  $\mu$ , с той лишь разницей, что точка  $O$  (см. рис. 2) в данном случае является началом системы отсчёта. Введение такой системы координат для изучения законов движения физических объектов играет решающую роль в вопросах познания окружающей нас природы [41]. Это объясняется тем, что шарнирная система координат может быть связана практически с любым существующим в природе физическим объектом независимо от того, с какой скоростью или ускорением движется этот объект. Это позволяет изучать процессы движения любых интересующих нас тел. Отметим также, что эта система координат с точки зрения геометрии является

проективной. Как мы успели заметить, уравнение (5.17), являющееся основой дальнейших исследований и инвариантом движения, в шарнирной системе координат не зависит от скорости или ускорения, с которым движется рассматриваемый объект. Если шарнирная система координат получена непосредственно из декартовой, то в плоскости, то есть когда лучи  $Ox_1$  и  $Ox_3$ ;  $Ox_2$  и  $Ox_4$  образуют две пересекающиеся в точке  $O$  прямые  $x$  и  $y$ , будем пользоваться этой системой как декартовой с той лишь разницей, что в шарнирной системе все четыре направления положительны, как и на рис. 3 и 7. Это условие предопределяется тем фактором, что при изучении процесса движения все расстояния ( $Ox_1^i$ ,  $Ox_2^i$ ,  $Ox_3^i$ ,  $Ox_4^i$ ; рис. 13) однозначны и положительны. Введение же отрицательных направлений для плоскости в нашем случае, кроме путаницы, ни к чему другому не приведёт.

Продолжим рассмотрение процесса движения объекта в описанной нами шарнирной системе координат.

При движении массы (форма шара; рис. 13) в каждом положении будем производить сечение шара поверхностью  $P$ , проходящей по точкам касания координат  $x_1^i$ ,  $x_2^i$ ,  $x_3^i$ ,  $x_4^i$ . Когда рассматриваемый объект находится в начале системы отсчёта, сечение обращается в точку. По мере удаления объекта каждое последующее сечение будет давать «круг» большего диаметра по сравнению с предыдущим. Фигуры, получающиеся в сечении поверхностью  $P$ , представляют собой орициклы Лобачевского, или предельные крути Я. Больяи. В связи с тем что силы взаимодействия двух материальных точек в соответствии с третьим законом Ньютона направлены по прямой, соединяющей эти точки, то, как установлено выше, все прямые, соединяющие точки шара с началом системы отсчёта, то есть прямые гравитационных взаимодействий точек шара с точкой  $O$ , лежат внутри угла  $\gamma$ . Основанием, на которое опирается телесный угол  $\gamma$ , является «круг», получаемый в сечении шара поверхностью  $P$ . Так как ни одна силовая линия гравитационных взаимодействий между шаром и материальной точкой  $O$  не выходит за пределы угла  $\gamma$ , то круг, получаемый в сечении под поверхностью  $P$ , является предельным кругом взаимодействий, то есть кругом, ограничивающим площадь, через которую проходят все линии гравитационного взаимодействия шара с точкой  $O$ . Изменение угла  $\gamma$  определяется – как расстоянием точки  $O$  от предельного круга, так и радиусом самого круга.

## § 7. Сокращения размеров, закон сохранения движения и преобразования

### 1. Сокращения размеров и закон сохранения движения.

Фундаментальные опыты и наблюдения явлений природы указывают на единство физики. Её деление на такие разделы, как механика, оптика и т. д., в высшей степени искусственно. Вероятно, невозможно даже придумать такого опыта, который был бы чисто оптическим или чисто механическим, так как мы всегда имеем дело с сочетанием нескольких областей физики. Учитывая это единство, трудно представить, какой нелепой была бы теория, если бы в разных областях физики одни и те же явления описывались по-разному. Более того, каким бы до невероятности странным выглядел окружающий нас мир, если бы в разных (любых) системах отсчёта одни и те же физические процессы протекали по-разному. В этом случае ни о какой гармонии в природе не могло бы быть и речи. В связи с таким положением мы не могли бы ездить в автомобилях, летать на самолётах и вообще не могли бы пользоваться теми благами, которые даёт нам техника.

Наблюдаемое нами единство природы требует, в свою очередь, и единства её научного отображения в виде единой физической теории. Последнее требует от нас поиска таких физико-геометрических закономерностей, которые бы выполнялись в любой проективной системе отсчёта, и соответственно таких математических уравнений, описывающих эти закономерности, которые не изменяли бы своей формы при переходе к другой системе отсчёта.

В механике Ньютона размеры тела устанавливаются наложением их на масштабное тело и одинаковы во всех инерциальных системах отсчёта. В специальной теории относительности, где процесс измерения основан на использовании светового сигнала, размеры тела различны в движущихся с различными скоростями системах отсчёта и могут принимать любые значения между максимумом и нулём.

Каков бы ни был характер движения рассмотренных выше систем, закон движения, выраженный уравнением (5.17), остаётся неизменным, то есть это уравнение не изменяет своей формы при переходе от одной шарнирной системы координат к другой. При этом собственный размер тела не зависит от того, из какой системы координат мы наблюдаем за ним. В нашем случае собственные раз-

меры физических объектов инвариантны для любых шарнирных систем отсчёта. Последнее хорошо согласуется со следующим положением метрической геометрии: *«свойства геометрических фигур и тел не зависят от их положения в пространстве»*.

При этом необходимо отметить, что размеры объекта зависят от скорости его движения. Иными словами, как установлено ниже, с изменением скорости движения объекта изменяется и его размер. Под инвариантностью размеров здесь понимается тот факт, что если произвести измерения одних и тех же размеров в один и тот же момент собственного времени измеряемого объекта из различных систем отсчёта, то во всех системах будут получены одни и те же результаты.

Для выявления закономерностей изменения размеров физических объектов и установления характера перехода от одной шарнирной системы отсчёта к другой возьмём проективную

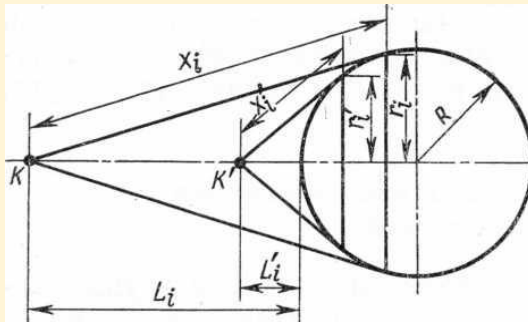


Рис.14

четырёх-лучевую систему координат  $K$ , которую примем за неподвижную. Вторая четырёхлучевая проективная система координат  $K'$  пусть движется вдоль оси  $L$ . Считаем, что рассматриваемый объект  $t$  и система  $K'$  движутся вдоль одной и той же оси  $L$ .

Используя результаты § 5, уравнение положения объекта (рис. 14) в системе  $K$  запишем аналогично уравнению (5.15) в виде

$$x^2_1 + x^2_2 - x^2_3 - x^2_4 = a^2_1 + a^2_2 - a^2_3 - a^2_4 + L^2_1 + L^2_2 - L^2_3 - L^2_4, \quad (7.1)$$

или, с целью сокращения записей (вводя обозначения), в виде:

$$x_{La}^2 = a_{xL}^2 + L_{xa}^2, \quad (7.2)$$

где

$$x_1^2 + x_2^2 - x_3^2 - x_4^2 = x_{La}^2, \quad (7.3)$$

$$a_1^2 + a_2^2 - a_3^2 - a_4^2 = a_{xL}^2, \quad (7.4)$$

$$L_1^2 + L_2^2 - L_3^2 - L_4^2 = L_{xa}^2. \quad (7.5)$$

Анализируя уравнения (7.3) – (7.5) в сопоставлении с рис. 14, из которого они получены, нетрудно заметить, что (7.3) есть уравнение, описывающее положение объекта в координатных осях, (7.4) – уравнение, характеризующее собственные размеры объекта, (7.5) – представляет собой уравнение, характеризующее положение объекта на оси  $L$ .

В системе  $K'$  те же уравнения запишутся в виде:

$$(x'_1)^2 + (x'_2)^2 - (x'_3)^2 - (x'_4)^2 = (x'_{La})^2, \quad (7.6)$$

$$(a'_1)^2 + (a'_2)^2 - (a'_3)^2 - (a'_4)^2 = (a'_{xL})^2, \quad (7.7)$$

$$(L'_1)^2 + (L'_2)^2 - (L'_3)^2 - (L'_4)^2 = (L'_{xa})^2, \quad (7.8)$$

При этом если система  $K'$  представляет собой собственную систему отсчёта рассматриваемого объекта, то есть систему, в которой объект покоится, то уравнения движения объекта запишем в виде разности (7.3) и (7.6); (7.4) и (7.7); (7.5) и (7.8):

$$\begin{aligned} [x_1^2 - (x'_1)^2] + [x_2^2 - (x'_2)^2] - [x_3^2 - (x'_3)^2] - [x_4^2 - (x'_4)^2] = \\ = [x_{La}^2 - (x'_{La})^2], \end{aligned} \quad (7.9)$$

$$\begin{aligned} [a_1^2 - (a'_1)^2] + [a_2^2 - (a'_2)^2] - [a_3^2 - (a'_3)^2] - [a_4^2 - (a'_4)^2] = \\ = [a_{xL}^2 - (a'_{xL})^2], \end{aligned} \quad (7.10)$$

$$\begin{aligned} [L_1^2 - (L'_1)^2] + [L_2^2 - (L'_2)^2] - [L_3^2 - (L'_3)^2] - [L_4^2 - (L'_4)^2] = \\ = [L_{xa}^2 - (L'_{xa})^2]. \end{aligned} \quad (7.11)$$



## Русское Физическое Общество

Так как перемещения объекта и изменения его размеров могут быть сколько угодно малыми, в пределе стремящимися к нулю, то, переходя к движению, запишем:

$$x_i^2 - (x'_i)^2 = dx_i^2, \quad a_i^2 - (a'_i)^2 = da_i^2, \quad L_i^2 - (L'_i)^2 = dL_i^2. \quad (7.11a)$$

В результате получим:

$$dx_1^2 + dx_2^2 - dx_3^2 - dx_4^2 = dx_{La}^2, \quad (7.12)$$

$$da_1^2 + da_2^2 - da_3^2 - da_4^2 = da_{xL}^2, \quad (7.13)$$

$$dL_1^2 + dL_2^2 - dL_3^2 - dL_4^2 = dL_{xa}^2. \quad (7.14)$$

Для уравнений (7.12) – (7.14), так же как и для (7.3) – (7.5), выполняется условие (7.2), записанное в виде:

$$dx_{La}^2 = da_{xL}^2 + dL_{xa}^2. \quad (7.14a)$$

Известно, что любые два физических объекта гравитационно взаимодействуют между собой. Известно также, что взаимодействия между объектами осуществляются через посредство гравитационных полей.

Никакая материальная частица, несущая с собой сигнал передачи действия одного тела на другое, не может двигаться в пространстве быстрее, чем со скоростью распространения взаимодействия, то есть никакому физическому объекту невозможно сообщить скорость, большую, чем скорость движущей его силы. В связи с этим скорость распространения взаимодействий в природе является предельной скоростью движения. Поэтому скорость света, как потока материальных частиц, не является пределом и тем более не равна скорости распространения взаимодействий. Это обусловлено тем, что частицы (фотоны) видимого спектра обладают массой и, следовательно, не являются неделимыми.

Тот факт, что скорость движения наименьшей из существующих, в природе материальной частицы не может превышать скорости распространения взаимодействий, есть объективный закон природы.

Для выявления закономерности изменения размеров объектов в процессе изменения их скорости движения уравнение (7.14) преобразуем к виду:

$$dL_{xa} = dL_1 \cdot \sqrt{1 - \frac{dL_3^2 + dL_4^2 - dL_2^2}{dL_1^2}}. \quad (7.146)$$

Для измерения расстояния  $dL_1$  выберем сигнал, скорость движения которого равна скорости распространения взаимодействий в природе. Пусть этот сигнал пройдёт расстояние  $dL_1$  за время  $dt$ :

$$dL_1 = c \cdot dt.$$

Подставив в (7.146), получим:

$$dL_{xa} = dL_1 \cdot \sqrt{1 - \frac{dL_3^2 + dL_4^2 - dL_2^2}{c^2 \cdot dt^2}},$$

но

$$\frac{dL_3^2 + dL_4^2 - dL_2^2}{dt^2} = v^2 \quad (7.14в)$$

представляет собой скорость движения объекта.

В результате получим уравнение, описывающее продольные сокращения расстояний до движущегося физического объекта в форме Лоренца:

$$dL_{xa} = dL_1 \cdot \sqrt{1 - v^2 / c^2}. \quad (7.15)$$

Уравнение, описывающее закономерность сокращения размеров движущихся физических объектов, получим из (7.13):

$$da_{xL} = da_1 \cdot \sqrt{1 - v^2 / c^2}. \quad (7.16)$$

Уравнение сокращения длин лучей проективных координат запишется в виде

$$dx_{La} = dx_1 \cdot \sqrt{1 - v^2 / c^2}. \quad (7.16а)$$

Для определения закономерности сокращения собственного времени объекта будем считать, что сигнал, движущийся со скоростью распространения взаимодействий  $c$ , расстояние  $da_{xL}$  пройдёт за время  $dt$ .

В результате из (7.16) получим:

$$d\tau = dt \cdot \sqrt{1 - v^2 / c^2}, \quad (7.17)$$

где  $\tau$  – собственное время объекта.

Несмотря на полное внешнее сходство сокращений (7.16), (7.17) с сокращениями Лоренца, наши сокращения отличаются от лоренцовых тем, что входящая в эти уравнения скорость

$$v = dt \cdot \sqrt{\frac{dx_3^2 + dx_4^2 - dx_2^2}{dt^2}}, \quad (7.18)$$

имеет гиперболическое мероопределение, в то время как входящая в преобразования Лоренца скорость

$$v = \sqrt{\frac{dx_3^2 + dx_4^2 + dx_2^2}{dt^2}} \quad (7.19)$$

имеет эллиптическое мероопределение.

Анализируя уравнение (7.16), приходим к выводу, что при  $v \equiv c$  размер  $da_{xL}$  тождественно равен нулю. В соответствии с вышеприведёнными исследованиями это возможно в том и только в том случае, когда размер круга взаимодействий этого тела равен нулю, то есть когда рассматриваемый объект распался на частицы, не делимые далее никаким из существующих в природе способов.

Из уравнения (7.13) в этом случае получим, что:

$$\begin{aligned} da^2_1 + da^2_2 - da^2_3 - da^2_4 &= da^2_{xL} = 0, \\ da^2_1 + da^2_2 &= da^2_3 + da^2_4. \end{aligned} \quad (7.19a)$$

Это справедливо лишь в том случае, если частица имеет форму идеального шара, не изменяющего своих размеров во времени. Так как шар представляет собой оптимальную форму

материи, то, следовательно, уравнение (7.19а) выполняется только в том случае, когда объект состоит из одной шаровой неделимой частицы. Во всех остальных случаях, то есть когда объект состоит из двух частиц или более, размер  $da_{xL}$  не обращается в нуль, то есть выполняется условие (7.13).

Из (7.16) следует, что по мере приближения скорости  $v$  к  $c$  размер  $da_{xL}$  сокращается. Это показывает, что и размер движущегося объекта с увеличением скорости его движения также сокращается, то есть, вероятно, имеет место распад тела. К моменту, когда скорость движения объекта достигнет скорости распространения взаимодействий, произойдёт полный распад объекта и размер  $da_{xL}$  станет равным нулю. Из этого следует, что никакое тело не может двигаться в пространстве со скоростью, равной скорости распространения взаимодействий, так как при  $v = c$  происходит вырождение объекта. Движение любого физического объекта в самом общем случае описывается уравнением (7.14а), обобщённые члены которого определяются уравнениями (7.12) – (7.14). Если представим теперь движение как перемещение физического объекта со скоростью  $v_k$  вдоль оси  $L$  (рис. 14) в течение времени  $t_2 - t_1 = dt$ , то уравнение движения:

$$dx_{La}^2 = c^2 \cdot dt^2 = v_k^2 \cdot dt^2 + v_c^2 \cdot dt^2, \quad (7.19б)$$

$$v_k^2 = \frac{dL_{ax}^2}{dt^2} = \frac{dL_1^2 + dL_2^2 - dL_3^2 - dL_4^2}{dt^2}$$

– скорость относительного движения объекта в заданной, внешней системе отсчёта;

$$v_c^2 = \frac{da_{xL}^2}{dt^2} = \frac{da_1^2 + da_2^2 - da_3^2 - da_4^2}{dt^2}$$

– скорость движения существующего внутри самого движущегося объекта в той же системе отсчёта.

В результате, закон сохранения движения запишем в виде:

$$c^2 = v_k^2 + v_c^2 = \text{const}. \quad (7.20)$$

Таким образом, в самом общем случае движения мы приходим к неизбежному выводу о том, что скорость  $c$  распространения взаимодействий всегда реализуется в относительном и внутреннем

движении структурных физических объектов, то есть всегда порождает как относительное, так и внутреннее движение. Из (7.20) следует, что движение не создаваемо и не уничтожимо, движение может быть лишь преобразовано из одних видов в другие. В случае вырождения объекта, то есть когда скорость относительного движения объекта  $v_k$  станет равной скорости  $c$  распространения взаимодействий, из (7.20) получаем, что скорость его внутреннего движения  $v_c$  становится равной нулю. Таким образом, при скорости относительного движения, равной  $c$ , движения внутри объекта не существует. Но внутреннее движение может отсутствовать в том и только в том случае, когда объект не состоит из каких бы то ни было частей, а представляет собой единое, физически неделимое целое.

Итак, движение вечно, никем не создано и никакого первотолчка вообще не существовало и существовать не может.

Выполнение закона (7.20) предопределяется тем, что любое изменение скорости  $v_k$  относительного движения объекта всегда сопровождается соответствующим этому изменением скорости  $v_c$  движения, происходящего внутри объекта.

Иначе говоря, любое изменение скорости относительного движения всегда сопровождается соответствующим этому изменением внутреннего состояния объекта.

Проведённый анализ является также доказательством того, что парадокса близнецов в природе не существует и существовать не может. Так как при увеличении скорости движения – вплоть до скорости распространения взаимодействий – происходит не замедление темпа течения времени, а сокращение времени жизни движущегося объекта; и объект распадается на составляющие его частицы значительно раньше, чем скорость его движения станет равной скорости распространения взаимодействий.

Исследования, проведённые в следующих разделах работы, не оставляют места сомнениям в справедливости изложенного выше. Уравнения (7.16), (7.17) описывают процессы движения объектов.

Из изложенного выше известно, что движение прерывных физических объектов в любом случае осуществляется в непрерывном – физическом вакууме. Поэтому движение непрерывно и соотношения (7.16), (7.17) дифференцируемы. В результате получим:

$$\frac{d^2\tau}{dt^2} = -\frac{v \cdot \frac{dv}{dt}}{c^2 \sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (7.21)$$

В предыдущих исследованиях наряду с развиваемым здесь геометрическим методом был применён формализм теории относительности, который, как нетрудно заметить, лишает геометрический метод его замечательного свойства – детальной наглядности. Для восстановления такой наглядности в изучении закономерностей изменения параметров движения объекта воспользуемся моделью (рис. 15).

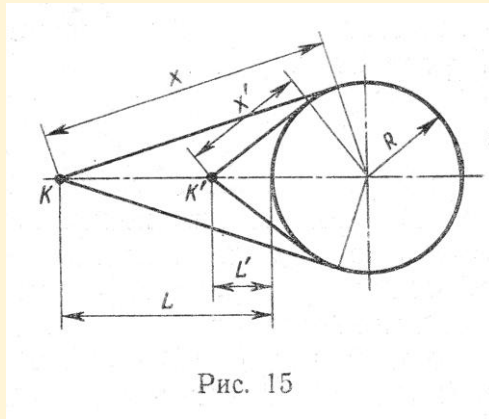


Рис. 15

При этом пусть рассматриваемый объект покоится в системе  $K'$ , которая вместе с объектом движется относительно системы  $K$ . Из рис. 15 запишем уравнения:

$$x^2 + R^2 = (L + R)^2, \quad (x')^2 + R^2 = (L' + R)^2, \quad (7.22)$$

преобразовав которые получим:

$$x^2 - L^2 = 2LR, \quad (x')^2 - (L')^2 = 2L'R, \quad (7.23)$$

где  $2R = D$  – диаметр объекта, но  $LD$  и  $L'D$  – площади прямоугольников, которые можно заменить равновеликими площадями квадратов со сторонами  $a$  и  $a'$  соответственно. В результате уравнения (7.23) примут вид:

$$x^2 - L^2 = a^2, \quad (x')^2 - (L')^2 = (a')^2 \quad (7.24)$$

Уравнение движения объекта относительно системы  $K$  в этом случае запишется как разность уравнений (7.24). Учитывая то, что перемещения объекта могут быть сколько угодно малыми, а также что в момент времени

$$t = t_0, \quad x = x', \quad L = L', \quad a = a',$$

обозначим:

$$x^2 - (x')^2 = dx^2, \quad L^2 - (L')^2 = dL^2, \quad a^2 - (a')^2 = da^2.$$

Как в предыдущих исследованиях, так и здесь, вводимые нами обозначения представляют собой конечные алгебраические разности параметров и обусловлены тем, что в любом случае сумма или разность площадей даёт площадь, которая равна квадрату линейных размеров. В итоге уравнение движения примет вид:

$$da^2 = dx^2 - dL^2. \quad (7.25)$$

Пусть сигнал, движущийся в пространстве со скоростью распространения взаимодействий, за время  $dt$  пройдёт расстояние

$$dx = c \cdot dt.$$

Преобразуем (7.25) к виду:

$$da = dx \cdot \sqrt{1 - \frac{dL^2}{c^2 \cdot dt^2}}, \quad (7.26)$$

где  $dL$  – путь, пройденный объектом в системе  $K$ , следовательно, отношение  $dL/dt$  есть скорость движения объекта в интервале  $dL$ . В результате уравнение (7.26) примет вид:

$$da = dx \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (7.27)$$

Нетрудно заметить, что полученное уравнение характеризует закономерность изменения (сокращения) полуоси гиперболы взаимодействий в зависимости от скорости относительного движения объектов. С другой стороны, (7.27) представляет собой сокращение типа Лоренца.

Уравнения (7.12) – (7.14) представляют собой также уравнения гипербол. Такое совпадение объясняется тем замеча-

тельным свойством точечного отображения, что при отображении геометрические образы (уравнения) любого порядка или класса переходят в образы того же порядка или класса.

Для выяснения вопроса, правильно ли выполнены преобразования, проведённые при получении уравнений (7.15) – (7.16а), подставим значения, определяемые этими уравнениями, в (7.14а):

$$dx^2_{La} = da^2_{xL} + dL^2_{xa},$$

$$dx^2_1 \cdot \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = da^2_1 \cdot \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) + dL^2_1 \cdot \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right).$$

В итоге получим:

$$dx^2_1 = da^2_1 + dL^2_1,$$

$$[x^2_1 - (x'_1)^2] = [a^2_1 - (a'_1)^2] + [L^2_1 - (L'_1)^2],$$

$$x^2_1 = a^2_1 + L^2_1, \quad (x'_1)^2 = (a'_1)^2 + (L'_1)^2.$$

В результате мы пришли к исходным уравнениям, записываемым непосредственно из рис. 14, то есть к теореме Пифагора. Из этого следует, что все расчёты, выполненные выше, правильны.

Если в природе действительно существует сокращение размеров физических объектов в процессе изменения их скорости движения, то это сокращение может происходить со строго определённой скоростью, соответствующей данному физическому процессу, которая может быть определена.

Для определения скорости сокращения уравнение (7.27) преобразуем к виду:

$$\left(\frac{da}{dx}\right)^2 + \left(\frac{v}{c}\right)^2 = 1 = \sin^2 \frac{\gamma}{2} + \cos^2 \frac{\gamma}{2}. \quad (7.28)$$

Очертим окружность радиусом, равным  $c$  (в масштабе). Из рис. 16, а запишем:

$$v_1 = c \cdot \sqrt{1 - v^2/c^2}, \quad (7.29)$$



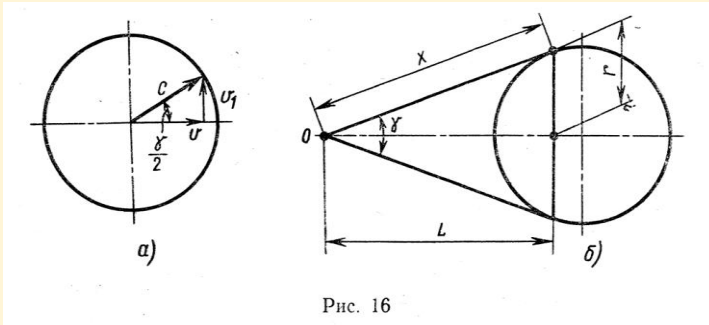


Рис. 16

где в соответствии с (7.28) и рис. 16,а

$$\sin \frac{\gamma}{2} = \frac{v_1}{c}, \quad \cos \frac{\gamma}{2} = \frac{v}{c}. \quad (7.30)$$

Для выяснения вопроса о том, какое движение характеризует скорость  $v_1$ , рассмотрим уравнения (7.28), (7.30), из которых запишем:

$$\sin \frac{\gamma}{2} = \frac{da}{dx} = \frac{v_1}{c}.$$

Из рис. 16.б следует

$$\sin \frac{\gamma}{2} = \frac{r}{x}.$$

В результате получим:

$$v_1 = \frac{r \cdot c}{x} = \frac{r \cdot c}{c \cdot t} = \frac{r}{t},$$

где в соответствии с предыдущими выводами  $x = ct$ .

Таким образом,  $v_1$  представляет собой скорость движения частиц, расположенных внутри рассматриваемого объекта.

Весьма важным следствием изложенного является также и то, что величина скорости  $v_1$  определяется скоростью  $v$  движения объекта, которая выступает в данном случае, как абсолютная скорость, то есть как некоторая суммарная скорость всех относительных движений объекта, определение которой представляется достаточно сложным.

С другой стороны, исходя из рис. 16, скорость  $v_1$  определяет и ту скорость частицы (например, фотона, электрона и т. д.), с которой эта частица может быть излучена источником, движущимся со скоростью  $v$ .

Это обусловлено тем, что сокращение размеров объекта в любом случае будет сопровождаться излучением частиц в окружающее пространство, скорость движения этих частиц в момент излучения равна скорости сокращения.

При этом возникает вопрос: за счёт чего, каких именно сил, происходит изменение размеров движущихся физических объектов в процессе изменения скорости движения? В дальнейшем в исследованиях будет показано, что изменения размеров происходят в результате изменения сил взаимодействия между частицами, входящими в состав данного объекта (см. рис. 1).

Эти же изменения, в свою очередь, обуславливаются изменениями сил взаимодействий между объектами.

**2. Преобразования координат и эффект Доплера.** Выше мы отметили, что – как преобразования Галилея, так и преобразования Лоренца представляют собой переход от координат и времени одной инерциальной системы к координатам и времени другой инерциальной системы, то есть это преобразования, относящиеся лишь к инерциальным системам отсчёта.

Отмечалось также, что инерциальные системы предопределяют частный случай движения, не встречающийся в гравитационном поле, изучению которого посвящена данная работа. В связи с этим не представляется возможным пользоваться этими преобразованиями в наших дальнейших исследованиях.

Для вывода уравнений, определяющих переход от одной шарнирной системы отсчёта к другой, воспользуемся уравнениями (7.3), (7.5), (7.6), (7.8), (7.12), (7.14), из которых получим:

$$x_{La} = x_1 \cdot \sqrt{1 - \beta^2}, \quad \beta = v/c, \quad (7.28a)$$

$$L_{xa} = L_1 \cdot \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (7.29a)$$

$$x'_{L'a'} = x'_1 \cdot \sqrt{1 - \beta'^2}, \quad (7.30a)$$

$$L'_{x'a'} = L'_1 \cdot \sqrt{1 - \beta'^2}, \quad (7.31)$$

$$\sqrt{x_{La}^2 - x'_{L'a'}{}^2} = dx_1 \cdot \sqrt{1 - \beta^2} = dx_{La}, \quad (7.32)$$

$$\sqrt{L_{xa}^2 - L'_{x'a'}{}^2} = dL_1 \cdot \sqrt{1 - \beta^2} = dL_{xa}, \quad (7.33)$$

$$dx_1^2 = x_1^2 - x'^2_1, \quad dL_1^2 = L_1^2 - L'^2_1,$$

$$dx^2_1 = x^2_1 - (x'_1)^2, \quad dL^2_1 = L^2_1 - (L'_1)^2,$$

$$dx^2_{La} = da^2_{xL} + dL^2_{xa}. \quad (7.34)$$

Из (7.33), (7.34) определим путь, пройденный системой  $K'$  (см. рис. 14) в системе  $K$ :

$$L^2_{xa} - (L'_{x'a'})^2 = [L^2_1 - (L'_1)^2] \cdot (1 - \beta^2), \quad (7.35)$$

откуда:

$$L_1 = \sqrt{L'^2_1 + \frac{L^2_{xa} - L'^2_{x'a'}}{1 - \beta^2}}, \quad (7.36)$$

$$L'_1 = \sqrt{L^2_1 - \frac{L^2_{xa} - L'^2_{x'a'}}{1 - \beta^2}}, \quad (7.37)$$

где  $L_1$  – координата, характеризующая положение объекта в системе  $K$ ;  $L'_1$  – координата, характеризующая положение объекта в системе  $K'$ ;  $L'_1 = \sqrt{L^2_{xa} - L'^2_{x'a'}}$ , – продольное сокращение размеров движущегося объекта [см. (7.11), (7.11a), (7.14)]. Величина этого сокращения может быть найдена через скорость сокращения (7.29):

$$\sqrt{L^2_{xa} - L'^2_{x'a'}} = v_1 \cdot t = c \cdot t \cdot \sqrt{1 - \beta^2}.$$

Подставив полученное выражение в (7.36), (7.37), получим:

$$L_1 = \sqrt{L_1'^2 + c^2 \cdot t^2}, \quad (7.38)$$

$$L_1' = \sqrt{L_1^2 - c^2 \cdot t^2}. \quad (7.39)$$

Сравнивая (7.39) с уравнениями существующей физики, можно обнаружить, что это уравнение определяет «интервал» – расстояние между двумя точками, в которых события происходят одновременно.

По Л. Д. Ландау [44] имеем

$$L_{12}' = \sqrt{L_{12}^2 - c^2 \cdot t^2}.$$

Для поперечных сокращений объекта получим:

$$a_1 = \sqrt{a_1'^2 + c^2 t^2}, \quad a_1' = \sqrt{a_1^2 - c^2 t^2}.$$

Анализируя (7.36), (7.37), можно сказать, что эти уравнения представляют собой переход от неподвижной к движущейся системе проективных координат, то есть преобразования координат. Из (7.36), (7.37) видно, что эти уравнения не идентичны преобразованиям Лоренца.

Л. А. Дружкин в работе [45] показал, что все пары координат, движущиеся по отношению друг к другу с ускорением, не эквивалентны и что все существующие в природе движения не инерциальны. В этом случае, как показано в [45], уравнения движения не инвариантны преобразованиям Лоренца.

Для того чтобы убедиться в этом, рассмотрим преобразование Лоренца, записанное с точки зрения соответствия его аксиомам современной геометрии:

$$x = \frac{x' + b}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (7.40)$$

откуда

$$b = x \cdot \sqrt{1 - \beta^2} - x', \quad (7.41)$$

где  $b$  – величина, на которую переместился объект.

Так как (7.41) представляет собой прямую типа  $y = kx \pm A$ , то величина  $b$ , на которую переместился объект вдоль этой прямой, может быть определена как разность между конечным и начальным положениями объекта на этой прямой, то есть в виде:

$$b = x - x'.$$

Подставив это выражение в (7.41), получим:

$$x - x' = x \cdot \sqrt{1 - \beta^2} - x',$$

откуда

$$\sqrt{1 - \beta^2} = 1,$$

следовательно,  $v \equiv 0$ .

В результате мы пришли к выводу, что преобразования Лоренца справедливы лишь для неподвижных объектов ( $v = 0$ ). Если же объект движется ( $v \neq 0$ ), то преобразования Лоренца становятся неприменимыми.

Покажем, что из преобразования (7.40) вытекает и уравнение продольного эффекта Доплера. Для вывода уравнения продольного эффекта Доплера произведём измерение отрезков  $x$  и  $x'$ . Для этого примем, что сигнал, движущийся в пространстве со скоростью распространения взаимодействий, за время  $t$  пройдёт расстояние  $x$ , а за время  $t'$  – расстояние  $x'$ . Пусть за время  $t'$  объект, движущийся со скоростью  $v$ , пройдёт расстояние  $b$ :

$$x = ct, \quad x' = ct', \quad b = vt'.$$

Подставив в (7.40) эти выражения, найдём

$$t = \frac{1 + \beta \cdot t'}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

откуда

$$t' = t \cdot \sqrt{\frac{1 - \beta^2}{1 + \beta^2}}. \tag{7.42}$$

Разделим обе части (7.42) на  $tt'$ :

$$\frac{1}{t} = \frac{1}{t'} \cdot \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}. \quad (7.43)$$

Для проверки правильности выводов, полученных в результате преобразования уравнения Лоренца (7.40), попытаемся вывести уравнение (7.43), исходя из геометрии. Для этого будем пользоваться рис. 17,

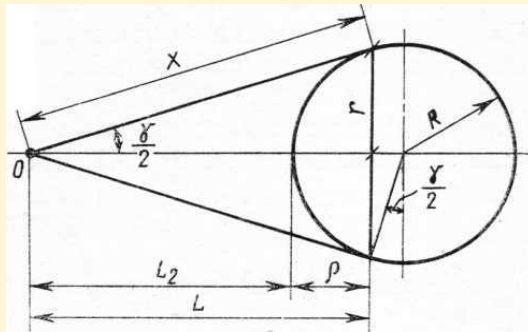


Рис. 17

из которого запишем:

$$x^2 = (L_2 + \rho)^2 + r^2, \quad (7.44)$$

$$\rho = R \left( 1 - \sin \frac{\gamma}{2} \right), \quad \sin \frac{\gamma}{2} = \frac{R}{L_2 + R},$$

$$\rho = L_2 \cdot \frac{R}{L_2 + R} = L_2 \cdot \sin \frac{\gamma}{2}, \quad \sin \frac{\gamma}{2} = \frac{r}{x},$$

откуда: 
$$\rho = L_2 \cdot \frac{r}{x}.$$

Подставив выражения для  $\rho$  в уравнение (7.44), получим:

$$\frac{L_2^2}{x^2} = \frac{x^2 - r^2}{(x+r)^2} = \frac{x-r}{x+r}.$$

Из уравнений (7.45) запишем:

$$\frac{1}{x} = \frac{1}{L_2} \cdot \sqrt{\frac{x-r}{x+r}}.$$

Для измерения расстояний  $x$  и  $L_2$  примем, что сигнал движется в пространстве со скоростью распространения взаимодействий:

$$x = ct, \quad L_2 = ct'. \quad (7.47)$$

Для измерения отрезка  $r$  подберём сигнал, движущийся в пространстве с такой скоростью  $v_2$ , чтобы расстояние  $r$  этот сигнал прошёл за то же самое время  $t$ :

$$r = v_2 \cdot t. \quad (7.48)$$

Подставим (7.47), (7.48) в (7.46):

$$\frac{1}{t} = \frac{1}{t'} \cdot \sqrt{\frac{1-v_2/c}{1+v_2/c}}. \quad (7.49)$$

Если  $t$  и  $t'$  циклическое время какого-нибудь процесса в системах  $K$  и  $K'$ , то есть в системе наблюдателя и системе источника, то, заменив  $1/t = v$ ,  $1/t' = v_0$ , из (7.43) получим формулу:

$$v = v_0 \cdot \sqrt{\frac{1-v/c}{1+v/c}}, \quad (7.50)$$

известную под названием продольного эффекта Доплера.

Из уравнения (7,49) получим:

$$v = v_0 \cdot \sqrt{\frac{1-v_2/c}{1+v_2/c}}. \quad (7.51)$$

Однако отметим, что уравнение (7.50) справедливо лишь для абсолютно неподвижных объектов.

Для движущихся объектов в любой период времени остаётся справедливым лишь уравнение (7.51), в которое вместо скорости  $v$  движения входит скорость  $v_2$ , определяемая из уравнения (7 45) путём подстановки в него (7.47), (7.48):

$$v_2 = c \cdot \frac{c^2 - v^2}{c^2 + v^2}. \quad (7.52)$$

Подставив значение  $v_2$  в (7.51) и преобразовав, окончательно получим:

$$v = \pm v_0 \beta, \quad (7.53)$$

где  $\beta = v/c$ ;  $v$  – скорость движения рассматриваемого объекта;  $v_0$  – частота, излучаемая источником, движущимся относительно приёмника со скоростью  $v$ ;  $v$  – частота, воспринимаемая приёмником.

## § 8. Скорость движения

Для определения скорости движения объекта возьмём часть конуса (рис. 18), построенного на физическом объекте, имеющем малые размеры, стремящиеся к нулю (см. рис. 8,  $R \rightarrow 0$ ).

Круг, получаемый, в сечении конуса взаимодействий плоскостью  $P$ , в любой период, конгруэнтен предельному кругу взаимодействий.

Проведём прямую  $O_i B_i$  и касающуюся образующей конуса, в точке пересечения её плоскостью  $P$  (рис. 18) – точка  $A_i$  или в соответствии с рис. 8 луч  $O_i A_i$ , касающийся объекта в точке  $A_i$ .

В связи с тем что рассматриваемый нами объект имеет малый размер ( $R \rightarrow 0$ ), уравнение касательной к гиперболе (прямой  $O_i B_i$ ) запишем по аналогии с (5.14) в виде:

$$\frac{dx_3 \cdot dx_{30}}{da^2} - \frac{dx_2 \cdot dx_{20}}{da^2} = 1, \quad (8.1)$$

где  $dx_3$ ,  $dx_{30}$ ,  $dx_2$ ,  $dx_{20}$ ,  $da$  – конечные алгебраические разности;  $da$  – полуось гиперболы; ( $da \rightarrow 0$ ). Условие малости объекта отражает собой известный факт полного распада объекта на неделимые частицы или рождения его из неделимых частиц. Это означает вырождение абсолюта (обращение его размера в нуль, исчезновение) либо его рождение.

Это, в свою очередь, отражает момент вырождения гиперболы взаимодействий в пару евклидовых прямых или момент её рождения из пары взаимно перпендикулярных прямых.



По аналогии же с гипотезой английского физика Хойла это тождественно рождению массы в физическом вакууме.

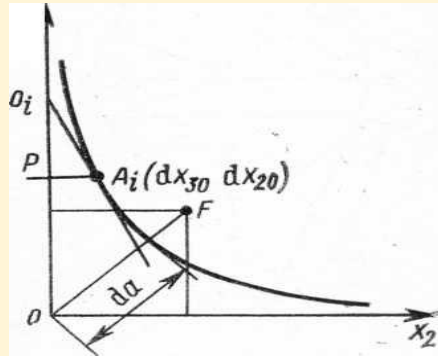


Рис.18

Так как размер рассматриваемого объекта мал ( $dR \rightarrow 0$ ), то координаты  $dx_{30}$  и  $dx_{20}$  тем более стремятся к нулю (для сравнения см, рис. 8,  $x_{30}$ ;  $x_{20}$ ). На основании этого в качестве начального условия запишем:

$$dx_{30} = dx_{20} = da. \quad (8.2)$$

Для определения скорости движения будем считать, что материальный объект движется вдоль оси  $x_3$  со скоростью  $v$ .

В этом случае предельный круг за время  $dt$  пройдёт расстояние:

$$dx_{30} = dx_{20} = da = v \cdot dt.$$

Подставляя это выражение в (8.1), найдём скорость движения физического объекта  $v$ :

$$\frac{dx_3 \cdot v \cdot dt}{v^2 \cdot dt^2} - \frac{dx_2 \cdot v \cdot dt}{v^2 \cdot dt^2} = 1, \quad v = \frac{dx_3}{dt} - \frac{dx_2}{dt}, \quad (8.3)$$

где:  $dx_3/dt = v_{x_3}$  – скорость движения предельного круга вдоль оси  $x_3$ ;  $dx_2/dt = v_{x_2}$  – скорость изменения радиуса круга взаимодействий вдоль оси  $x_2$ . Тогда:

$$v = v_{x_3} - v_{x_2} = \frac{dx_3}{dt} - \frac{dx_2}{dt}. \quad (8.4)$$

Расстояние  $dx_2$  можно найти с помощью произведения скорости и движения объекта на время  $d\tau$  – время, за которое точка пройдёт расстояние  $dx_2$ , двигаясь с неизменной скоростью  $v$ :

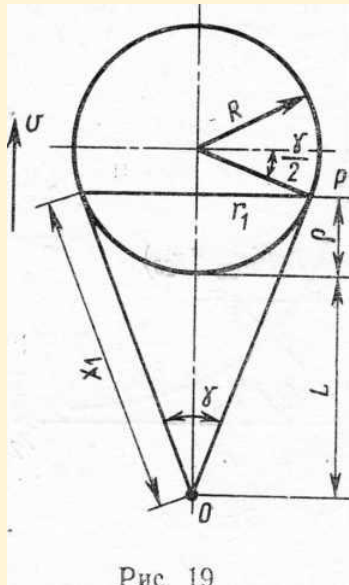
$$dx_2 = v \cdot d\tau, \quad v_{x_2} = \frac{dx_2}{dt} = v \cdot \frac{d\tau}{dt}.$$

Подставив эти выражения в (8.4), получим:

$$v = v_{x_3} - v \cdot \frac{d\tau}{dt}. \quad (8.5)$$

В результате проведённых исследований мы пришли к выводу, что скорость движения объекта равна разности скорости движения круга взаимодействий и скорости изменения радиуса этого круга.

Для проверки и выяснения физической сущности этого явления рассмотрим процесс движения материального объекта на примере (рис. 19).



Пусть объект, схематически изображённый на рис. 19, движется относительно шарнирной системы координат, соответствующей рис. 13, со скоростью  $v$ .

За время  $t$  объект переместится на расстояние  $L$ . За это время перемещение круга взаимодействий объекта будет равно  $L + \rho$ .

Запишем тождество:

$$L = [L + \rho] - \rho; \quad (8.6)$$

разделив его обе части на  $t$ , получим:

$$v = \frac{L}{t} = \frac{L + \rho}{t} - \frac{\rho}{t} = v_{x_3} - \frac{\rho}{t},$$

где  $v$  – скорость движения объекта;  $v_{x_3}$  – скорость движения круга взаимодействий.

Определим  $\rho$ :

$$\rho = R - R \cdot \sin \frac{\gamma}{2}, \quad \sin \frac{\gamma}{2} = \frac{R}{L + R}. \quad (8.6a)$$

Подставляя в (8.6a) вместо  $\sin(\gamma/2)$  его значение, получаем:

$$\rho = R \cdot \left( 1 - \frac{R}{L + R} \right) = \frac{L \cdot R}{L + R}. \quad (8.7)$$

Подставив (8.7) в (8.6), получим:

$$v = v_{x_3} - v \cdot \frac{R}{L + R} = v_{x_3} - v \cdot \sin \frac{\gamma}{2}. \quad (8.8)$$

В результате мы показали, что скорость движения объекта, определяемая уравнением (8.4), соответствует её истинному значению. Из рис. 19 следует:

$$\sin(\gamma/2) = r_1/x_1.$$

Учитывая (7.30), имеем:

$$v = v_{x_3} - v \cdot \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (8.9)$$

С учетом (7.17) и (8.9) находим уравнение:

$$v = v_{x_3} - v \cdot \frac{d\tau}{dt}, \quad (8.10)$$

определяющее соотношение между наблюдаемой скоростью движения объекта (скоростью движения круга взаимодействий) и действительной скоростью:

$$v_{x_3} = v \cdot 1 + \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (8.11)$$

В гл. 1 мы установили, что в окружающей нас природе существуют прерывные, дискретные материальные образования и физический вакуум. Поэтому движение прерывных материальных образований осуществляется в непрерывном – физическом вакууме. Это обстоятельство предопределяет непрерывность движения всех прерывных материальных образований. В связи с этим для изучения дискретного, материального мира природы мы обязаны использовать только приспособленный для этого математический аппарат. Для изучения процессов движения (которое непрерывно) могут быть использованы непрерывные математические функции в виде дифференциального и интегрального исчислений. Однако, учитывая наличие несоизмеримости между дискретным многообразием и континуумом, применять непрерывные математические функции следует с величайшей осторожностью. В этом случае нельзя забывать, что определяющую роль в процессе любого движения играют его параметры и поэтому функции могут быть только параметрическими. В связи с этим в разделах работы, касающихся процессов движения, в некоторых случаях нами используется параметрическое дифференцирование и интегрирование.

## § 9. Ускорение и движущая сила

Известно, что все существующие в природе физические объекты обладают способностью создавать поля тяготения и взаимодействовать между собой одинаковым образом.

Поле тяготения как носитель гравитационного взаимодействия заставляет физические объекты двигаться ускоренно.

Ускорение движения материального объекта относительно системы отсчёта определим с помощью параметрического дифференцирования.

Исследованиями установлено, что скорость движения объекта есть функция двух переменных, каждая из которых зависит от своего аргумента:

$$v = v_{x_3} - v_{x_2}.$$

Ускорение движения в этом случае будем искать в виде:

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dt} &= \frac{\partial v_{x_3}}{\partial t} - \frac{\partial v_{x_2}}{\partial t}, \\ \frac{\partial v_{x_3}}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{dx_3}{dt} \right) = \frac{d^2 x_3}{dt^2}. \end{aligned} \quad (9.1)$$

В соответствии с (8.5) имеем:

$$v_{x_2} = v \cdot \frac{d\tau}{dt},$$

где  $v$  – скорость движения объекта, не зависящая от  $v_{x_2}$  и выступающая как постоянная величина. Продифференцировав это выражение, получим:

$$\frac{\partial v_{x_2}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left( v \cdot \frac{d\tau}{dt} \right) = v \cdot \frac{d^2 \tau}{dt^2}. \quad (9.2)$$

В результате уравнение ускорения движения физического объекта примет вид:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{d^2 x_3}{dt^2} - v \cdot \frac{d^2 \tau}{dt^2}. \quad (9.3)$$

Для доказательства справедливости полученных нами уравнений и выводов с помощью чисто математического метода определим ускорение материальной точки, движущейся с произвольной скоростью:

$$v = \frac{dx}{dt}. \quad (9.3a)$$

Чтобы не допустить ошибки в процессе дифференцирования, выясним физическую сущность символов, входящих в уравнение (9.3а). Отметим, что любые движения материальной точки, которые могут встретиться в природе, обусловлены силовыми взаимодействиями этой точки с окружающей её материей, или, точнее, характеристиками тех процессов, в которых участвует рассматриваемая точка (физический объект). Поэтому скорость движения точки [см. (9.3а)] есть наперёд заданная функция, определяющая как величину интервала  $dx$ , так и промежуток времени  $dt$ .

Таким образом, интервал  $dx$  и промежуток времени  $dt$ , входящие в уравнение (9.3а), являются внешними, зависящими от скорости движения точки, параметрами, по которым в данном случае и находится скорость. В самом деле,  $dx$  есть путь, который проходит точка, движущаяся со скоростью  $v$  за время  $dt$ . В процессе движения величины  $dx$  и  $dt$  не изменяют скорости движения точки, а, наоборот, сами изменяются в зависимости от изменения скорости. Это является известным опытным фактом, определяющим соотношение:

$$dx = d f v, \tau, \quad dt = d f \tau, \quad (9.3б)$$

где  $\tau$  – собственное время движущейся точки.

Соотношение (9.3б) показывает, что в (9.3а) дифференциал  $dt$  аргумента  $t$  в данном случае не зависит от  $t$ . В связи с этим второй дифференциал функции  $f(\tau)$  равен дифференциалу от первого её дифференциала:

$$d \left[ d f \tau \right]_t = d^2 f \tau. \quad (9.3в)$$

Такое ускорение точки может быть определено в соответствии с [47, с. 325] в виде

$$\frac{dv}{dt} = \frac{d^2 x}{dt^2} - \frac{dx}{dt} \cdot \frac{d^2 f \tau}{dt^2}. \quad (9.3г)$$

При  $d f(\tau) = d\tau$  запишем:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{d^2 x}{dt^2} - \frac{dx}{dt} \cdot \frac{d^2 \tau}{dt^2} = \frac{d^2 x}{dt^2} - v \cdot \frac{d^2 \tau}{dt^2}. \quad (9.3д)$$

В результате мы приходим к выводам, полученным нами геометрическим путём. Учитывая, что данная физическая обусловленность представляет собой факт, действительно существующий в природе, можно считать, что действительно ускорение физических объектов изменяется по закону, описываемому уравнениями (9.3), (9.3д), а вывод этих уравнений можно считать математически строго доказанным.

Наблюдаемый опыт показывает, что в окружающей нас природе причинами, вызывающими ускоренное движение физических объектов, являются действующие на них силы.

Действие силы на тело состоит в том, что она изменяет скорость его движения и поэтому сила измеряется приращением или убылью скорости в течение некоторого мгновения, то есть ускорением. Математически это может быть записано в виде:

$$F = k \cdot \frac{dv}{dt}, \quad (9.4)$$

где  $k$  – коэффициент массы.

Известно, что силы возникают лишь с появлением взаимодействия между физическими объектами и вне взаимодействий не существуют. Таким образом, сила есть результат, порождаемый, взаимодействием объектов.

В связи с этим и определение силы будем производить, исходя из механизма взаимодействия материальных точек.

Для этого возьмём систему, состоящую из  $N$  взаимодействующих между собой (частиц) точек (рис. 20).

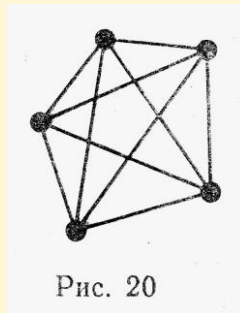


Рис. 20

Известно, что каждая частица взаимодействует со всеми остальными частицами, входящими в состав данной системы, в связи с чем линии, соединяющие частицы, представляют собой линии взаимодействия.

Из рис. 20 следует, что общее число линий взаимодействия между частицами  $N$ , входящими в состав данного объекта, в любом случае равно:

$$n = \frac{N}{2} (N - 1) . \quad (9.5)$$

Уравнением (9.5) мы определили число силовых взаимодействий, которые объединяют частицы в единое целое, то есть физический объект.

Пусть частицы, входящие в состав данного объекта, взаимодействуют между собой в среднем с массой, приходящейся на одно взаимодействие, равной  $\mu$ .

В этом случае суммарная внутренняя масса, объединяющая  $N$  частиц в объект, равна:

$$k = n \cdot \mu = \frac{N}{2} (N - 1) \mu . \quad (9.6)$$

Из рис. 20 и уравнения (9.6) легко заметить, что величина  $k$  – количество материальных частиц, входящих в состав объекта, то есть количество материи, содержащейся в объекте. В соответствии с определениями существующей физики количество материи, содержащейся в теле, есть масса этого тела. С другой стороны, масса тела в условиях Земли определяется его весом, то есть представляет собой то, что определяется на рычажных весах [85, 48]. Но на рычажных весах можно строго найти лишь силу, с которой взаимодействует данный физический объект с Землёй, то есть силу взаимодействия объектов.

Таким образом, экспериментально масса находится по силе взаимодействия между объектами. При этом  $\mu$  [см. (9.6)] представляет собой массу, приходящуюся на одно взаимодействие, поскольку  $k$  – полная масса объекта.

В связи с этим уравнение (9.4) запишем в виде:

$$F = k \cdot \frac{dv}{dt} = \frac{N}{2} (N - 1) \cdot \mu \cdot \frac{dv}{dt} = m_0 \frac{dv}{dt} . \quad (9.7)$$



В результате мы получили, что сила, изменяющая скорость движения объекта, равна произведению массы этого объекта на то ускорение, которое сообщается ему силой:

$$F = m_0 \cdot \frac{dv}{dt}, \quad (9.8)$$

то есть второй закон Ньютона.

Подставив в (9.8) ускорение (9.3), запишем уравнение для силы, вызывающей ускоренное движение объекта:

$$F = m_0 \cdot \frac{d^2 x_3}{dt^2} - m_0 \cdot v \cdot \frac{d^2 \tau}{dt^2}, \quad (9.9)$$

где  $m_0$  – масса покоя рассматриваемого объекта.

В результате мы можем заключить, что уравнение (9.9) выражает закон изменения движущей (гравитационной) силы, то есть основной закон динамики движения физических объектов в гравитационном поле. Заметим попутно, что в геометрической интерпретации уравнение (9.9) представляет собой гиперболу.

## §10. Закон движения физических объектов

Исключительным свойством гравитационного взаимодействия является его универсальность. Это взаимодействие присуще всем без исключения физическим объектам. Оно всепроницающе. М. Фарадеем установлено, что электрические заряды и магниты, помещённые в железный ящик, не подвержены никаким электромагнитным воздействиям извне. Возникает вопрос: существует ли что-нибудь подобное железному ящику, пригодное хотя бы для частичного экранирования от внешних гравитационных воздействий?

В ньютоновой механике взаимодействие зависит только от взаимных расстояний между телами и входит в уравнения движения в виде сил. В специальной теории относительности взаимодействие переносится электромагнитным полем, которое приобретает самостоятельную реальность. Специальная теория относительности дала нам систематическое описание

электромагнитных взаимодействий, но ничего нового не добавила к знаниям о тяготении, которые остались на уровне закона Ньютона.

Закон тяготения Ньютона, требующий мгновенной передачи действия силы на расстояние, несовместим со специальной теорией относительности Эйнштейна, согласно которой скорость света является максимально возможной скоростью движения в природе. Эйнштейн предположил, что сила тяготения, так же как и электромагнитные силы, передаётся соответствующим полем – полем тяготения, непрерывно изменяющимся в пространстве,

В связи с этим возникла задача отыскания уравнений движения в поле тяготения. Особенности самой теории указывали Эйнштейну на желательность обобщения закона Ньютона с учётом постоянства и предельности скорости света. Постоянство и предельность скорости света были установлены лишь в электромагнитных измерениях. Скорость же распространения гравитационных взаимодействий до сих пор никем не измерена и теоретически не рассчитана, хотя благодаря теории Эйнштейна она считается (априорно) равной скорости света. Эйнштейн показал, что силы инерции имеют ту же природу, что и силы гравитации, и обуславливаются тем же зарядом – гравитационной массой. Задача теперь состоит в том, чтобы найти закон движения, возникающего от действия сил гравитации. Предыдущими исследованиями установлено, что уравнения (5.6), (5.17), описывающие положение рассматриваемого объекта в шарнирной системе отсчёта, являются инвариантом движения. В связи с этим, для того чтобы определить закон движения, в уравнении (5,17) перенесем  $dx_{La}$  влево и преобразуем его к виду:

$$dx_1 - dx_3 - \frac{dx_4^2}{dx_1 + dx_3} + \frac{dx_2^2}{dx_1 + dx_3} - \frac{dx_{La}^2}{dx_1 + dx_3} = 0. \quad (10.1)$$

Рассматриваемый нами физический объект движется в поле, создаваемом силами гравитации – силовым полем. Силовым полем называют пространство, в котором действуют силы, изменяющиеся, вообще говоря, от точки к точке. Силы гравитации (силы взаимодействия) также изменяются от точки к точке.

Опыт показывает, что вес пробного тела зависит от его расстояния от поверхности Земли. Учитывая это, получим, что при перемещении материальной точки  $O$  (см. рис. 3) относительно шара на расстояние  $dx_1 - dx_3$  или при перемещении физического объекта

относительно шарнирной системы координат (рис. 13) на то же самое расстояние – сила взаимодействия между точкой  $O$  и шаром изменится на величину  $F_{dx_1} - F_{dx_3} = F$ . Отношение силы  $F$  к расстоянию  $dx_1 - dx_3$  в соответствии с [50] характеризует жёсткость взаимодействий или «жёсткость» связи взаимодействующих масс, которую обозначим:

$$q = \frac{F}{dx_1 - dx_3}. \quad (10.2)$$

Умножив (10.1) на жёсткость  $q$ , получим уравнение сил, действующих на рассматриваемую массу:

$$dx_1 - dx_3 \cdot q - \frac{q \cdot dx_4^2}{dx_1 + dx_3} + \frac{q \cdot dx_2^2}{dx_1 + dx_3} - \frac{q \cdot dx_{La}^2}{dx_1 + dx_3} = 0. \quad (10.3)$$

Силу  $\frac{q \cdot dx_{La}^2}{dx_1 + dx_3}$  обозначим через  $F_{13}$ , и преобразуем уравнение (10.3) к виду:

$$dx_1 - dx_3 \cdot q - F_{13} = \frac{q \cdot dx_4^2}{dx_1 + dx_3} - \frac{q \cdot dx_2^2}{dx_1 + dx_3}. \quad (10.4)$$

Анализируя (10.4), приходим к выводу, что  $(dx_1 - dx_3) \cdot q$  есть сила, перемещающая материальную точку  $O$  (см. рис. 3) в поле гравитации, создаваемом физическим объектом, с которым совмещена система координат.

В соответствии с рис. 13, если считать, что начало выбранной нами шарнирной системы координат неподвижно, а относительно него движется рассматриваемый физический объект, то  $(dx_1 - dx_3) \cdot q$  будет представлять собой силу, необходимую для перемещения этого объекта в окружающем его, изменяющемся от точки к точке, поле гравитации. В этом случае  $F_{13}$  выступает в качестве силы, препятствующей перемещению объекта, то есть силы внешнего сопротивления движению. В соответствии с принципом Даламбера разность активных (движущих) сил и сил сопротивления движению в любой период времени равна силе инерции. Мы установили, что левая часть (10.4) представляет собой разность движущих сил и сил сопротивления, в связи с чем в любой

период времени она должна быть равна силе (9.8), в свою очередь, – равной (9.9).

Приравняв левую часть (10.4) к правой части (9.9), получим [41]:

$$dx_1 - dx_3 \cdot q - F_{13} = m_0 \cdot \frac{d^2 x_3}{dt^2} - m_0 \cdot v \cdot \frac{d^2 \tau}{dt^2}, \quad (10.5)$$

откуда запишем закон движения масс материального мира в виде:

$$dx_1 - dx_3 \cdot q - m_0 \cdot \frac{d^2 x_3}{dt^2} + m_0 \cdot v \cdot \frac{d^2 \tau}{dt^2} - F_{13} = 0, \quad (10.6)$$

где  $t$  – координатное время;  $\tau$  – собственное время движущейся массы.

Анализируя характер исследований, можно убедиться в том, что они выполнены в соответствии с описанными в § 3 положениями Гельмгольца и высказываниями Клейна, Ниже мы убедимся, что полученное в результате этого уравнение (10.6) переходит в уравнение гравитации, полученное Эйнштейном в его общей теории относительности. Уравнение (10.6) однозначно совпадает с уравнениями второго рода Лагранжа. Особенностью уравнения (10.6) является его предельно простой вид, а также то, что оно допускает проведение как общего физико-геометрического анализа, так и всех составляющих его частей в отдельности.

## Литература

[\*] – Монография: М.Г. Лобановский. Основания физики природы. – Москва, «Высшая школа», 1990 г. – 262стр.

[1] – Лобановский М.Г. Начала геометрической физики. – М., 1974

[41] – Лобановский М.Г. Геометрический метод в изучении взаимодействий физических объектов. Труды Московского института радиотехники, электроники и автоматики. 1968. Вып. 37

[44] – Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. – М., 1967

[45] – Дружкин Л.А. // Труды по теории поля. – М., 1965. Вып. II

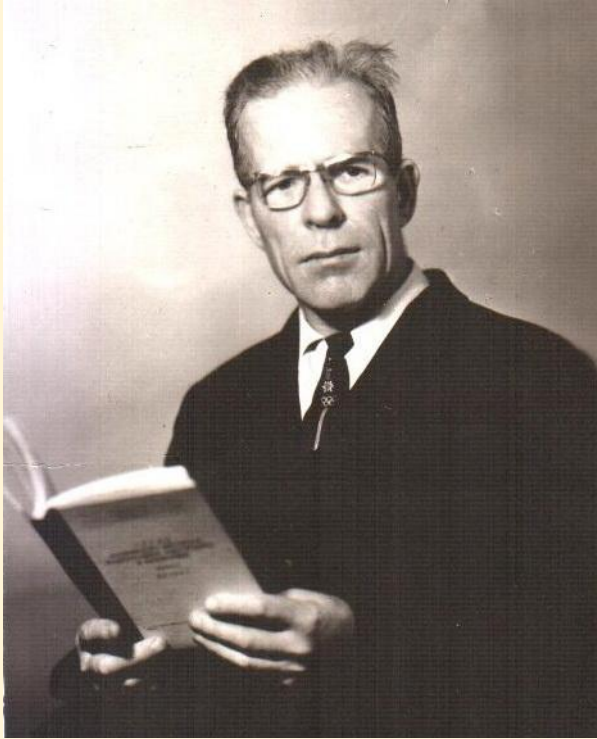
## Русское Физическое Общество

[47] – Выгодский М.Я. Справочник по высшей математике. – Москва, 1963

[48] – Путилов К.А. Курс общей физики. – Москва. 1961.

Т. 1

[85] – Альтшулер С.А. К теории электронного и ядерного электромагнитного резонанса под влиянием ультразвука // ЖЭТФ. 1955. Т. 28. № 1. С. 39



**Лобановский Михаил Григорьевич** (15.07.1922 – 16.05.1989), – выдающийся русский учёный физик и математик, кандидат технических наук (Москва), основатель нового направления в физико-математических науках, – *"Геометрическая физика"*, автор двух капитальных монографий: *"Начала геометрической физики"*, – М., 1974 и *"Основания физики природы"*, – М., 1990. В частности – *Геометрическая физика* Лобановского предсказывает физические эффекты, экспериментально обнаруженные

## Русское Физическое Общество

Н.Е. Заевым, А.Е. Акимовым, В.П. Казначеевым, П.П. Гаряевым, А.М. Мишиным, В.С. Гребенниковым, В.А. Лебедевым, Е.В. Барковским, И.Н. Яницким и многими другими учёными, исследовавшими гравитационные эффекты на основе фундаментальных законов кинематики мирового эфира как первоосновы всех видов проявленной материи (вещества) и всех видов физических взаимодействий (полей). Опубликованы избранные главы из монографий М.Г. Лобановского в изданиях Русского Физического Общества: "Доклады Русскому Физическому Обществу, 2012" и "Доклады Русскому Физическому Обществу, 2012, Часть 2". Безсмертный почётный член Русского Физического Общества

