ВРЕМЯ КАК ФИЗИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА

В научной физической литературе избегают давать определения пространства и времени, предполагая при этом, что каждый человек имеет на этот счет какие-то первоначальные представления. Общепринята и широко распространена интуитивная концепция времени, согласно которой время выступает как нечто движущееся. Выражение "время приходит" — одно из употребительных в разговорной речи и всегда ассоциируется с некоторым равномерным потоком неясной природы, текущим в одном направлении.

Полагают, что в отличии от эпохи Ньютона, когда течение времени рассматривалось как перемещение особой "временной" субстанции, теперь движение понимается в широком философском смысле слова как всеобщее изменение. Но совершенно ясно, что эта оговорка ничего не меняет по существу, поэтому возникшее в обыденном и философском мышлении понятие времени фактически без каких-либо уточнений вошло в научный обиход.

Правда, в физике кроме интуитивного представления о времени существует операционалистический взгляд, согласно которому время — это то, что показывают "хорошие" часы. Но как выделить "хорошие" часы среди "плохих"? Предполагается в связи с этим время (а следовательно, и "хорошие"часы) определять таким образом, чтобы, чтобы уравнения в механике выглядели бы как можно проще. При этом по-прежнему встает вопрос — как решить, имеют ли фигурирующие в законе Ньютона дополнительные слагаемые смысл реальной силы или силы фиктивной, появившейся из-за применения "плохого" времени [6]. Как признает А.Пуанкаре: "Не существует способа измерения времени, который был бы более правильным, чем какой-либо другой. Тот, который принимается, лишь более удобен. Сравнивая часы, мы не имеем права сказать, что одни из них идут хорошо, а другие плохо, мы можем только сказать, что предпочтение отдается показаниям первых часов" [14]. Но при таком типично конвециалистском взгляде на время есть риск "выплеснуть вместе с водой и ребенка".

Поэтому, чтобы подняться на новой, более строгий и более содержательный уровень понимания природы времени, необходима принципиально новая концепция времени.

Время и теория относительности

Как известно, теория относительности совершенно по-новому поставила вопрос о природе времени, сформулировав его не как философскую, а как физическую проблему. Однако широко распространенное мнение о том, что теория относительности будто бы вскрыла и прояснила природу времени, на наш взгляд, несколько преувеличено.

Время само по себе не выступает предметом изучения теории относительно. Оно входит в нее как нечто первичное, неопределяемое, само собой разумеющееся. Предмет изучения теории относительности — не время и не и не пространство, а движение.

Таким образом, теория относительности — это прежде всего наука о движении и сущность ее состоит в формулировке законов релятивистской кинематики. Что касается понятий пространства и времени, они рассматриваются в теории относительности постольку, поскольку составляют тот необходимый "строительный материал", на котором вводятся основные понятия кинематики.

Одной из важнейших задач теории относительности есть установление связи между промежутками времени $\Delta t_\alpha(i,k)$ и $\Delta t_\beta(i,k)$ двумя расстояниями $\Delta x_\alpha(i,k)$ и $\Delta x_\beta(i,k)$, относящимися к одной и той же паре событий i и k и измеренными в двух различных системах отсчета α и β, движущихся относительно друг друга со скоростью $v_{\beta\alpha}$:

$$\Delta x_\beta = \frac{\Delta x_\alpha - v_{\beta\alpha}\Delta t_\alpha}{\sqrt{1-\frac{v_{\beta\alpha}^2}{c^2}}},$$

$$\Delta t_\beta = \frac{\Delta t_\alpha - \frac{v_{\beta\alpha}}{c^2}\Delta x_\alpha}{\sqrt{1-\frac{v_{\beta\alpha}^2}{c^2}}}.$$

Оказалось, что вопреки наивным до эйнштейновским представлениям промежутки времени $\Delta t_\alpha(i,k)$ и $\Delta t_\beta(i,k)$, относящиеся к одной и той же паре событий i и k, различны в различны в системах отсчета α и β.

Конечно, это важный и неожиданный факт как-то связан с самой природой времени, но не только с ней, а и с природой движения, поскольку здесь существенно наличие двух движущихся относительно друг друга систем отсчета α и β.

Нельзя ли изучать свойства времени в чистом виде, отвлекаясь от рассмотрения второстепенного для него процесса движения?

Для этого нужно исключить из теории все ситуации, возникающие из-за относительного движения различных систем отсчета, и ограничиться анализом специального множества событий, происходящих в одной и той же точке пространства, т. е. в месте нахождения одних и тех же часов (исключая тем самым необходимость рассмотрения пространственных отношений между событиями). Или, исключив движение, можно рассматривать специальные множества событий, взаимные расстояния между которыми не меняются с течением времени.

В первом случае выделяется в чистом виде временная структура множества событий и тем самым появляется возможность перейти к хронометрии — физической теории времени; во втором — мы выделяем в чистом виде пространственную структуру множества событий и переходим к геометрии — физической теории пространственных отношений.

И только после анализа природы пространства и времени, взятых порознь, можно изучать структуру движения, синтезируя ее из реальных структур пространства и времени. При рассмотрении множества движущихся систем отсчета в результате синтеза обоих структур (пространственной и временной) возникает новая единая кинематическая структура — структура $3+1$ пространства и времени.

Итак, излагаемая ниже специальная теория временных структур — хронометрия — не только не противоречит теории относительности, на и предшествует ей (вместе с геометрией), отвечая на многочисленные вопросы, касающиеся собственно природы времени: что такое физическое время; всегда ли для измерения времени нужен периодический процесс; каковы фундаментальные экспериментальные факты, лежащие в основании хронометрии; на каких опытных фактах основано всеобщее убеждение в одномерности времени; возможно ли (хотя бы в принципе) двухмерное время или вообще p-мерное время и как можно было бы обнаружить это экспериментально; как с помощью заведомо "неравномерно идущих" часов измерять точное время, не имея при этом эталона "равномерности"; реальна ли ситуация, когда время существует локально и не существует в целом; и наоборот, как выглядит на языке эксперимента ситуация, когда время не существует ни в целом, ни локально; возможно ли экспериментально обнаружить изменение "хода времени" от эпохи к эпохе?

Характеристика процедуры измерения времени

Рассмотрим множество $\mathfrak{M} = \{i, k, \ldots\}$ произвольных событий $i, k, \ldots$ происходящих в какой-то одной точке пространства. Для определенности представим себе сцинциляционный счетчик, регистрирующий элементарные частицы от некоторого произвольног источника. Под множеством событий $\mathfrak{M}$ в данном случае будем понимать множество вспышек $i, k, \ldots$, наблюдаемых в нашем счетчике.

Спрашивается, существует ли какой-нибудь закон, которому подчиняются отдельные события из множества $\mathfrak{M}$, обладает ли множество произвольных событий $\mathfrak{M}$ какой-либо структурой?

Если события $i, k, \ldots$ случайны, невольно напрашивается ответ, что никаких строго детерминированных законов на конечном подмножестве событий быть не может и единственные закономерности, которые могут быть обнаружены, — это закономерности, статистические для некоторых бесконечных последовательностей. Однако, такой вывод слишком поспешный, поверхностный и по существу неверный.

Уточним постановку задачи.

Прежде всего рассмотрим некоторый измерительный прибор λ, позволяющий сопоставлять каждой паре событий (i, k) некоторое вещественное число τ_{ik}^{λ}. Этот прибор назовем часами, а число τ_{ik}^{λ} — квазивременным интервалом между событиями i и k, измеренным с помощью часов λ, или квазивременем τ_{ik}^{λ}. Без каких-либо существенных ограничений общности будем считать, что квазивремя τ между близкими событиями мало и в предельном случае совпадающих событий равно нулю т. е. $\tau_{ik}^{\lambda} = 0$.

Очевидно, что квазивремя τ_{ik}^{λ} является вещественнозначной функцией трех нечисловых переменных: двух событий $i, k \in \mathfrak{M}$ и прибора $\lambda \in \sigma$, где σ — множество всех приборов, которые могут быть использованы как часы для измерения квазивремени τ_{ik}^{λ}, т. е.

$$\tau : \mathfrak{M} \times \mathfrak{M} \times \sigma \to \mathbb{R},$$

где $\mathbb{R}$ — множество вещественных чисел.

Обратим внимание на следующее обстоятельство. Для того чтобы понять истинную природу времени, его независимость от свойств измерительного прибора, т. е. от конкретного устройства тех или иных часов, необходимо рассматривать не одни конкретные часы λ, а целое множество часов $\sigma = \{\lambda, \mu, \nu, \ldots\}$.

Так наряду с традиционными часами, в основе которых лежат периодические процессы (маятниковые, кварцевые, рубидиевые, цезиевые, мазеры и т. п.), в это множество σ с таким же успехом могут быть включены часы с использованием произвольных, заведомо непериодических процессов.

Приведем несколько примеров таких экзотических часов.

1. Пусть λ — линейка, с помощью которой измеряется путь l_{ik}, проходимый свободно падающим телом от события i до события k. При этом необходимо соблюдать следующее условие: в момент события i свободно падающее тело должно находиться на некоторой фиксированной высоте и иметь нулевую начальную скорость. Что касается закона свободного падения $l(t)$, он считается заранее неизвестным, так нельзя сформулировать априори, что такое время t.

Итак, в данном случае квазивременем τ_{ik}^{λ} является путь l_{ik}, проходимый свободно падающим телом от события i да события k.

2. Пусть μ — весы, с помощью которых измеряется убыль массы Δm_{ik} радиоактивного вещества с заранее неизвестным законом распада от события i до события k. Как и в предыдущем случае, должно соблюдаться условие: в момент наступления события i на весах должно находиться строго фиксированное количество радиоактивного вещества m_0.

Квазивременем τ_{ik}^{μ} в этом случае является убыль массы

$$\tau_{ik}^{\mu} = \Delta m_{ik} = m_0(i) - m(k)$$

от события i до события k.

3. Пусть ν — неравномерно идущий секундомер и пусть его “ход” заранее неизвестен. Измеряется угол поворота стрелки φ_{ik} от события i до события k. Накладывается условие, аналогичное условиям в двух предыдущих случаях: в момент наступления события i стрелка секундомера должна стаять на нуле.

Итак, квазивременем τ_{ik}^{ν} в этом случае служит угол поворота φ_{ik} стрелки неравномерно идущего секундомера.

Заметим, что в отличие от процедуры измерения $\frac{1}{2}N(N-1)$ взаимных расстояний l_{ik} между N точками, расположенными, например, в трехмерном пространстве, когда можно обойтись одним и тем же измерительным прибором (например, одной и той же масштабной линейкой), при измерении $\frac{1}{2}N(N-1)$ квазивременных интервалов τ_{ik}^{λ} между N событиями уже нельзя обойтись одними часами.

Поскольку при измерении τ_{ik}^{λ} необходимо, чтобы в момент наступления события i часы λ находились в исходном состоянии, когда стрелка прибора стоит на нуле, для измерения $\frac{1}{2}N(N-1)$ квазивремен между N-событиями потребуется комплект, состоящий из $N-1$ совершенно одинаковых часов

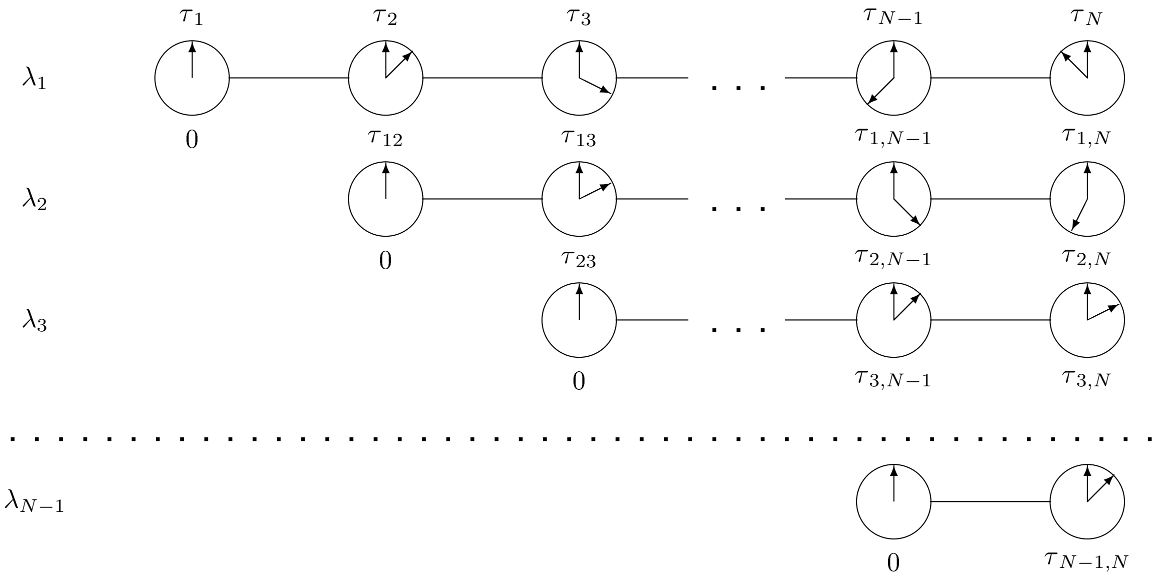

Рис. 1: Схема комплекта часов для измерения квазивремен между N событиями (объяснения в тексте)

$\lambda_1, \lambda_2, \ldots, \lambda_{N-1}$, где λ_s — часы одной и той же серии λ, включаемые в момент наступления события i_s $(s = 1, 2, \ldots, N-1)$ (рис. 1).

Одна из важнейших задач хронометрии — нахождение алгоритма, позволяющего отделить заложенную в квазивремени τ_{ik}^{λ} информацию о самих событиях i и k, от информации о свойствах материального прибора, т. е.

$$\begin{tikzcd} & t_{ik} \\ \tau_{ik}^{\lambda} \arrow[ur] \arrow[dr] & \\ & c^{\lambda} \end{tikzcd} \qquad (1)$$

где t_{ik} — универсальное каноническое время, зависящее лишь от событий i и k и не зависящее от часов λ; c^{λ} — характеристика измерительного прибора (часов) λ.

Строго говоря, c^{λ} и t_{ik} зависят еще от произвольного выбора единицы измерения времени, т. е. $c^{\lambda} \equiv c_{01}^{\lambda}$ и $t_{ik} \equiv t_{ik,01}$, где $0, 1$ — два фиксированных эталонных события, такие, что $t_{01,01} = 1$.

Таким образом, расщепление (1) неоднозначно, так как зависит от выбора эталонных событий $0, 1$ и потому имеет вид

$$\begin{tikzcd} & t_{ik,01} \\ \tau_{ik}^{\lambda} \arrow[ur] \arrow[dr] & \\ & c_{01}^{\lambda} \end{tikzcd}$$

Итак, задача сводится к тому, чтобы найти функцию $\varphi_{\lambda,01}^{(\tau)}$, зависящую только от устройства измерительного прибора (часов) λ и от выбора единицы измерения времени, такую, что результат подстановки в нее квазивремени τ_{ik}^{λ} оставался бы одним и тем же для различных часов $\lambda, \mu, \ldots, \nu$, т. е.

$$\varphi_{\lambda,01}(\tau_{ik}^{\mu}) = \varphi_{\mu,01}(\tau_{ik}^{\mu}) = \ldots = \varphi_{\nu,01}(\tau_{ik}^{\nu}) = t_{ik,01}.$$

Нужно указать способ градуировки $\varphi_{\lambda,01}(\tau)$ неравномерно идущих часов λ по “истинному"каноническому времени $t_{ik,01}$, не имея при этом эталонных “равномерно идущих” часов, а располагая только достаточно богатым набором квазивремен τ_{ik}^{λ}, относящихся к различным парам событий из множества $\mathfrak{M}$.

На первый взгляд задача кажется неразрешимой. Однако сам факт существования у множества событий $\mathfrak{M}$ нетривиальной физической структуры — структуры одномерного времени — дает тонкий инструмент, позволяющий решить только что поставленную задачу.

Понятие физической структуры

Теория физических структур, излагаемая в работах [1–4,7], представляет собой попытку "бурбакизации"физики, пересмотра ее оснований с единой точки зрения, в основу которой вместо нескольких различных полуинтуитивных понятий, таких, как пространство и время, масса и сила, температура и энтропия и т. п., положено одно единственное понятие — физическая структура. Это понятие является достаточно общим, чтобы охватить всевозможные физические явления, и в то же время достаточно конкретным, чтобы служить эффективным инструментом для нахождения конкретных выражений для физических законов. Физическая структура — первичное понятие, позволяющее установить единство между различными физическими теориями и получить как следствие такие, на первый взгляд не имеющие ничего общего постулаты, как аксиомы Евклида и второй закон Ньютона, оба начала термодинамики и принципы, лежащие в основании хронометрии, уравнения Максвелла и принцип суперпозиции в квантовой механике. По сути теория физических структур представляет собой раздел физики, в котором изучаются особые виды полиарных отношений между физическими объектами, имеющие непосредственное отношение к наиболее фундаментальным физическим законам и понятиям [5,13]. Эти отношения имеют инвариантный характер и естественным образом приводят к новому специальному виду симметрии. Желая подчеркнуть связь этого вида симметрии с различными физическими явлениями, будем называть ее феноменологической симметрией (от греч. $\varphi\alpha\iota o\mu\varepsilon\nu o\nu$ — являющееся).

Основным объектом изучения теории физических структур являются не сами физические объекты, а *отношения* между ними, сформулированные в более общем и абстрактном виде. Благодаря этому данная теория позволяет при соответствующей интерпретации рассматривать с единой точки зрения самые различные физические теории феноменологического типа. К таким теориям относятся: геометрия, трактуемая как физическая теория протяженности реальных объектов; хронометрия, изучающая общие свойства времени; специальная теория относительности, теория тяготения, релятивистская и нерелятивистская механики, электродинамика, термодинамика. Факт существования феноменологической симметрии — настолько сильное требование, что позволяет получать явные выражения для всех первичных физических законов независимо от их конкретной физической интерпретации.

Перейдем к математической формулировке понятия физической структуры. Основное внимание при этом обратим не на конкретную физическую природу тех или иных объектов, а на определенные типы полиарных отношений в которых, находятся физические объекты, исходя из возможности их объединения в определенные множества, внутри которых все элементы в каком-то смысле равноправны.

Обычно объекты объединяются в множество по их индивидуальным свойствам. Например, $\mathfrak{M} = \{i, k, \dots\}$ — множество белых шаров, а $\mathfrak{N} = \{\alpha, \beta, \dots\}$ — множество черных шаров (рис.).

Однако при описании *полиарных* (коллективных, множественных) отношений, составляющих основное содержание теории физических структур, будем рассматривать множества $\Theta_p = \{\mathfrak{M}'_p, \mathfrak{M}''_p \dots\}$, элементами которых являются не отдельные физические объекты, а их конечные совокупности — симплексы $\mathfrak{M}'_p, \mathfrak{M}''_p \dots$, каждый из которых состоит из p физических объектов (рис. , в), и множества $\Theta_{pp} = \{\mathfrak{M}'_{pp}, \mathfrak{M}''_{pp} \dots\}$, элементами которых являются бисимплексы $\mathfrak{M}'_{pp}, \mathfrak{M}''_{pp} \dots$, каждый из которых состоит из двух групп элементов, по p элементов в каждой (см. рис. , с).

В качестве простейшего примера обратимся к полиарным (пентаарным) отношениям, в которых находятся "точки трехмерного евклидова пространства".

Пусть $\mathfrak{M} = \{i, k, \dots\}$ — множество материальных тел таких малых размеров, что их можно считать "точками". Отношение между N произвольными точками могут быть заданы указанием всех $\frac{1}{2}N(N-1)$ взаимных расстояний между ними. Эти расстояния (со свойствами $l_{ik} = l_{ki}$ и $l_{ii} = 0$) можно измерить и расположить в виде треугольной таблицы

$$\begin{matrix} l_{ik} & l_{im} & l_{in} & \dots \\ & l_{km} & l_{kn} & \dots \\ & & l_{mn} & \dots \end{matrix} \quad . \tag{1}$$

В этой матрице в скрытом виде содержится глубинная информация о наличии определенного типа коллективных (в данном случае пентаарных) отношений между реальными телами из множества $\mathfrak{M}$, о существовании физической структуры ранга 5 или некоторого универсального физического закона, которому подчиняются все реальные "точечные" тела.

Этот закон проявляется лишь в совокупностях, состоящих по крайней мере из p элементов, где p —ранг физической структуры, число характеризующее тип полиарных отношений для всех физических объектов из множества $\mathfrak{M}$.

Так в нашем конкретном случае, когда $\mathfrak{M}$ — множество точек трехмерного евклидова пространства, в совокупностях, состоящих из одной точки $\mathfrak{M}_1 = \{i\}$, из двух $\mathfrak{M}_2 = \{i, k\}$, из трех $\mathfrak{M}_3 = \{i, k, m\}$ из четырех точек $\mathfrak{M}_4 = \{i, k, m, n\}$, полиарные отношения между точками еще слишком бедны, чтобы образовать физическую структуру и проявиться в виде строгого физического закона. Если взять совокупность

$$\mathfrak{M}_5 = \{i, k, m, n, p\},$$

состоящую из *пяти* произвольных точек, *пентаарные* отношения между ними становятся достаточно богатыми, чтобы образовать физическую структуру ранга 5. Это значит, что десять расстояний

$$\begin{array}{cccc} l_{ik} & l_{im} & l_{in} & l_{ip} \\ & l_{km} & l_{kn} & l_{kp} \\ & & l_{mn} & l_{mp} \\ & & & l_{np} \end{array} \tag{2}$$

между произвольными пятью телами i, k, m, n, p не являются произвольными, а связаны между собой некоторым универсальным соотношением

$$\Phi(l_{ik}, l_{im}, l_{in}, l_{ip}, l_{km}, l_{kn}, l_{kp}, l_{mn}, l_{mp}, l_{np}) = 0, \tag{3}$$

вид которого не зависит от выбора пяти точек i, k, m, n, p и которое имеет вид равенства нулю пятиточечного определителя Кели — Менгера шестого порядка:

$$\forall i, k, m, n, p \in \mathfrak{M} \quad \begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & l_{ik}^2 & l_{im}^2 & l_{in}^2 & l_{ip}^2 \\ 1 & l_{ik}^2 & 0 & l_{km}^2 & l_{kn}^2 & l_{kp}^2 \\ 1 & l_{im}^2 & l_{km}^2 & 0 & l_{mn}^2 & l_{mp}^2 \\ 1 & l_{in}^2 & l_{kn}^2 & l_{mn}^2 & 0 & l_{np}^2 \\ 1 & l_{ip}^2 & l_{kp}^2 & l_{mp}^2 & l_{np}^2 & 0 \end{vmatrix} = 0. \tag{4}$$

Поскольку в общем случае $n+1$ — точечный определитель Кели —Менгера с точностью до множителя равен квадрату объема n -симплекса[1] с вершинами $i_1, i_2, \ldots, i_{n+1}$, т. е.

$$D_{i_1 i_2 \ldots i_{n+1}} = (-1)^{n+1} 2^n (n)! (V_{i_1 i_2 \ldots i_{n+1}})^2,$$

геометрический смысл соотношения (4) состоит в равенстве нулю объема четырехмерного симплекса $\mathfrak{M}_5 = \{i, k, m, n, p\}$, все пять вершин которого лежат в трехмерной плоскости.

Итак, между пятью точками i, k, m, n, p трехмерного евклидова пространства существует какая-то странная связь: с одной стороны, точки i, k, m, n, p

[1] 0 -симплекс — это одна точка i_1; 1 -симплекс — это отрезок прямой между точками i_1, i_2; 2 -симплекс — это треугольник с вершинами i_1, i_2, i_3; 3 -симплекс — это тетраэдр с вершинами i_1, i_2, i_3, i_4.

совершенно произвольны, а с другой — десять расстояний $l_{ik}, l_{im}, l_{in}, l_{ip}, l_{km}, l_{kn}, l_{kp}, l_{mn}, l_{mp}, l_{np}$ не являются произвольными, так как связаны между собой соотношением (4) и одно из них — это вполне определенная функция девяти других.

До сих пор речь шла о бинарных причинно-следственных отношений между событиями i и k, когда одно событие i является причиной события k, т. е. $i \Rightarrow k$.

Пытаясь понять природу физических законов, в частности пространства и времени, мы столкнулись с новым, неизвестным ранее видом полярных отношений. Примером таких пентаарных и тернарных отношений могут служить соответственно обычное (физическое) трехмерное евклидово пространство и каноническое одномерное время. Более того, оказывается вся фундаментальная физика строится на такого рода отношениях.

Чтобы подчеркнуть особый, универсальный характер соотношения (4), справедливость его *для любых* точек i, k, m, n, p из множества $\mathfrak{M}$, будем перед выражениями такого рода помещать букву $\forall$, называемую квантором общности[2].

При этом выражение вида

$$\forall i \in \mathfrak{M}, \quad \Phi(i) = 0$$

означает: для любого элемента i из множества $\mathfrak{M}$ существует равенство $\Phi(i) = 0$.

Наличие квантора общности $\forall$ превращает одно равенство (4) в бесконечную систему однотипных уравнений. Это обстоятельство особенно важно для выражений, содержащих многоиндексные переменные (типа $l_{ik}, \tau_{ik}, s_{ikm}$), так как при этом получается система *зацепляющихся* уравнение.

Итак, рассматривая каждый симплекс $\mathfrak{M}_5$ как некоторый единый физический объект, можно приписать ему десять чисел (десять измеряемых на опыте взаимных расстояний (2)). Рассматривая их как десять координат симплекса $\mathfrak{M}_5$ в десятимерном арифметическом пространстве $\mathbb{R}^{10}$, мы тем самым сопоставляем каждому симплексу $\mathfrak{M}_5$ некоторую точку в $\mathbb{R}^{10}$. (Эту точку назовем характеристической точкой симплекса $\mathfrak{M}_5$, а само арифметическое пространство $\mathbb{R}^{10}$ — характеристическим).

Факт существования универсального соотношения (3) или (4) означает, что характеристические точки, соответствующие самым различным симплексам $\mathfrak{M}_5$, располагаются в характеристическом пространстве $\mathbb{R}^{10}$ не произвольно, а на некоторой девятимерной поверхности (образуют девятимерное многообразие класса C), что и означает существование физической структуры (универвального физического закона) ранга 5 на одном множестве $\mathfrak{M}$.

[2] буква $\forall$ — перевернутая первая буква слов all (англ.) или alle (нем.) — “все”.

Таким образом, с каждым симплексом $\mathfrak{M}_1$ связана характеристическая точка в 0 -мерном пространстве $\mathbb{R}^0$, с симплексом $\mathfrak{M}_2$ — точка в $\mathbb{R}^1$, с симплексом $\mathfrak{M}_3$ — точка в $\mathbb{R}^3$, …, с симплексом $\mathfrak{M}_r$ — точка в $\mathbb{R}^{\frac{1}{2}r(r-1)}$. Если $\mathfrak{M}$ — множество точек трехмерного евклидова пространства, характеристические точки в $\mathbb{R}^0$, $\mathbb{R}^1$, $\mathbb{R}^2$, $\mathbb{R}^6$ образуют многообразия той же самой размерности, что и сами пространства $\mathbb{R}^{\frac{1}{2}r(r-1)}$ $(r = 1, 2, 3, 4)$, т. е. заполняют какую-то $\frac{1}{2}r(r-1)$ -мерную часть $\mathbb{R}^{\frac{1}{2}r(r-1)}$ целиком и только при $r = p = 5$ возникает качественно новая ситуация: характеристические точки располагаются не во всем пространстве $\mathbb{R}^{10}$, а на его девятимерной гиперповерхности.

Однако только требование существования физического закона (3) с неизвестной заранее функцией Φ (т. е. какой-либо девятимерной поверхности $\Phi = 0$ в $\mathbb{R}^{10}$, на которой должны располагаться характеристические точки) является настолько жестким, что позволяет найти конкретный вид характеристической поверхности в $\mathbb{R}^{10}$, а следовательно, и конкретное выражение для физического закона (3) и, в частности, выражение (4) без каких-либо дополнительных физических гипотез.

В общем виде понятие полиарных структурно-физических отношений между p элементами одного множества выводится следующим образом.

Пусть $\mathfrak{M} = \{i, k, \ldots\}$ — множество элементов произвольной природы (тела, события, состояния и т. п.). Рассмотрим некоторую измерительную операцию, сопоставляющую каждой паре $(i,k) \in \mathfrak{M} \times \mathfrak{M}$ некоторое вещественное число a_{ik}, являющееся аналогом понятия расстояния между точками i и k. Зададим некоторое целое натуральное число $p \geqslant 2$ и рассмотрим симплекс $\mathfrak{M}_p$, состоящий из p элементов. Каждому симплексу $\mathfrak{M}_p$ можно сопоставить в арифметическом пространстве $\mathbb{R}^{\frac{1}{2}p(p-1)}$ точку с координатами $\{a_{ik}\}$ $1 \leqslant r < s \leqslant p$. Пусть $\mathfrak{G}$ множество всех точек пространства $\mathbb{R}^{\frac{1}{2}p(p-1)}$ сопоставляемых указанным выше образом всевозможных симплексам $\mathfrak{M}_p$.

Будем считать, что на множестве $\mathfrak{M}$ заданы p -арные структурно-физические отношения, или физические структуры ранга p, если множество $\mathfrak{G}$ представляет собой $\frac{1}{2}p(p-1) - 1$ -мерное многообразие класса C (рис.).

Что такое время?

Проанализируем множество событий $\mathfrak{M} = \{i, k, \ldots\}$, происходящих в одной и той же точке пространства.

Пусть для определенности $\mathfrak{M}$ — множество вспышек $i, k, m, \ldots$, наблюдаемых в сцинциляционном счетчике при наличии произвольного источника элементарных частиц. И пусть λ — некоторые часы, с помощью которых можно каждой паре событий (i,k) сопоставить некоторое число τ^{λ}_{ik}, называемое квазивременем.

Рассмотрим N произвольных событий $i_1, i_2, \ldots, i_N \in \mathfrak{M}$. Чтобы сопоставить каждой паре событий (i_r, i_s) квазивремя $\tau^{\lambda}_{i_r,i_s} \equiv \tau^{\lambda}_{r,s}$, потребуется по крайней мере $N-1$ совершенно идентичных часов (см. 1): с помощью первых часов измеряются $N-1$ квазивремен $\tau^{\lambda}_{12}, \tau^{\lambda}_{13}, \ldots, \tau^{\lambda}_{1N}$ от события i_1 до событий $i_2, i_3, \ldots, i_N$; вторые часы измеряют $N-2$ квазивремен $\tau^{\lambda}_{23}, \tau^{\lambda}_{24}, \ldots, \tau^{\lambda}_{2N}$ от события i_2 до событий $i_3, i_4, \ldots, i_N$ и т. д. и, наконец, с помощью $N-1$ -х часов измеряется квазивремя $\tau_{N-1,N}$, от события i_{N-1} до события i_N.

Таким образом, вся информация об N событиях содержится в таблице

$$\begin{array}{ccccc}
\tau^{\lambda}_{12} & \tau^{\lambda}_{13} & \tau^{\lambda}_{14} & \cdots & \tau^{\lambda}_{1N} \\
 & \tau^{\lambda}_{23} & \tau^{\lambda}_{24} & \cdots & \tau^{\lambda}_{2N} \\
 & & \tau^{\lambda}_{34} & \cdots & \tau^{\lambda}_{3N} \\
 & & \cdots & \cdots & \cdots \\
 & & & & \tau^{\lambda}_{N-1,N}
\end{array} \tag{5}$$

Спрашивается, существует ли какой-либо закон, которому подчиняются элементы этой матрицы?

Таким законом может быть функциональная связь вида (3) между $\frac{1}{2}p(p-1)$ значениями τ^{λ}_{ik}, относящимися к p произвольным событиям.

Но почему ровно p?

При $p=1$ и $p=2$ связи тривиальны. Поэтому начнем с первого нетривиального значения $p=3$.

На множестве событий $\mathfrak{M}$ проявляется структура одномерного канонического времени (основной закон, лежащий в основании хронометрии), если множество характеристических точек $\mathfrak{G}$, соответствующих произвольным симплексам $\mathfrak{M} = \{i, k, m\}$, состоящих из трех произвольных событий, образует двухмерное непрерывное многообразие пространства $\mathbb{R}^3$.

Иначе на множестве событий $\mathfrak{M}$ имеет место структура одномерного канонического времени, если между тремя квазивременами $\tau_{ik}^\lambda, \tau_{im}^\lambda, \tau_{km}^\lambda$, относящимися к трем произвольным событиям $i, k, m \in \mathfrak{M}$, существует универсальная функциональная связь вида

$$\forall i, k, m \in \mathfrak{M}: \quad \Phi_\lambda(\tau_{ik}^\lambda, \tau_{im}^\lambda, \tau_{km}^\lambda) = 0. \tag{6}$$

Таким образом, само существование одномерного времени — следствие из экспериментального факта, состоящего в том, что для каждых конкретных часов λ есть своя конкретная функция $\Phi_\lambda(u, v, w)$ такая, что при подстановке в нее трех конкретных значений квазивремен $\tau_{ik}^\lambda, \tau_{im}^\lambda, \tau_{km}^\lambda$ из (5) для трех произвольных событий i, k, m, она всегда обращается в нуль.

Итак, между отдельными тремя событиями i, k, m существует необычная и своеобразная связь: с одной стороны, события i, k, m совершенно произвольны, а с другой — три квазивремени $\tau_{ik}^\lambda, \tau_{im}^\lambda, \tau_{km}^\lambda$ связаны между собой соотношением

$$\Phi_\lambda(\tau_{ik}^\lambda, \tau_{im}^\lambda, \tau_{km}^\lambda) = 0$$

и одно из них является вполне определенной функцией других

$$\forall i, k, m \in \mathfrak{M}, \quad \tau_{ik}^\lambda = f_\lambda(\tau_{im}^\lambda, \tau_{km}^\lambda).$$

В понятии одномерного канонического времени как раз и реализуются такие тернарные отношения между событиями, которые назовем физической структурой ранга 3 на множестве событий $\mathfrak{M}$.

Вывод: *время — это тернарная структурно-физические отношения между событиями.*

Аддитивность времени — фундаментальный физический закон

Возможность нахождения “алгоритма разделения”, позволяющего выделить из достаточно полного набора (5) экспериментальных значений квазивремен τ_{ik}^λ два инварианта: функции $\varphi_{\lambda,01}(\tau)$ и числа $t_{ik,01}$, первая из которых (градуировочная кривая часов λ) зависит только от устройства часов λ и от выбора единицы времени и не зависит от событий i и k, а второе (универсальное каноническое время) зависит только от пары событий i и k и от выбора единицы времени и не зависит от принципа работы и конкретного устройства часов λ, основана на существовании у множества событий $\mathfrak{M}$ вполне определенной — физической структуры ранга 3.

Суть физической структуры ранга 3 сводится к требованию, чтобы между тремя квазивременами $\tau_{ik}^\lambda, \tau_{im}^\lambda, \tau_{km}^\lambda$, относящиеся к трем событиям i, k, m, существовала функциональная связь вида

$$\forall i, k, m \in \mathfrak{M}, \quad \Phi_\lambda(\tau_{ik}^\lambda, \tau_{im}^\lambda, \tau_{km}^\lambda) = 0.$$

Функция Φ_λ, своя для каждого измерительного прибора λ, имеет инвентарный характер, т. е. не зависит от выбора событий i, k, m. Что касается конкретного выражения, вид ее считается заранее неизвестным.

Казалось бы, невозможность получить что-либо существенное из таких на первый взгляд слабых требований. Но это не так. Именно в этих требованиях уже содержится фундаментальный закон, лежащий в основании хронометрии.

Как можно извлечь из этих требований?

Поставим и решим следующую абстрактную задачу.

Пусть $\mathfrak{M} = \{i, k, m\}$ — некоторое множество элементов произвольной природы и $a : \mathfrak{M} \times \mathfrak{M} \to \mathbb{R}$ — некоторая функция, сопоставляющая по какому-то правилу каждой паре элементов i и k из $\mathfrak{M}$ вещественное число a_{ik} и пусть между тремя числами a_{ik}, a_{im}, a_{km}, относящиеся к трем элементам $i, k, m \in \mathfrak{M}$, существует универсальная связь

$$\forall i, k, m \in \mathfrak{M}, \quad \Phi(a_{ik}, a_{im}, a_{km}) = 0. \tag{7}$$

вид которой не зависит от выбора элементов.

Какой наиболее общий вид могут иметь числовые функции двух нечисловых переменных a_{ik} и функция трех вещественных переменных $\Phi(u, v, w)$, чтобы удовлетворить поставленным условиям?

Возьмем четыре произвольных элемента i, k, m, n из $\mathfrak{M}$. Для каждой тройки из них должно выполняться равенство (7):

$$\text{для } \mathfrak{M}_3 = \{i, k, m\} \quad \Phi(a_{ik}, a_{im}, a_{km}) = 0; \tag{8}$$

$$\text{для } \mathfrak{M}_3 = \{i, k, n\} \quad \Phi(a_{ik}, a_{in}, a_{kn}) = 0; \tag{9}$$

$$\text{для } \mathfrak{M}_3 = \{i, m, n\} \quad \Phi(a_{im}, a_{in}, a_{mn}) = 0; \tag{10}$$

$$\text{для } \mathfrak{M}_3 = \{k, m, n\} \quad \Phi(a_{km}, a_{kn}, a_{mn}) = 0; \tag{11}$$

Перепишем (8)–(11) в виде, разрешенном относительно первого аргумента:

$$a_{ik} = f(a_{im}, a_{km}), \tag{12}$$

$$a_{ik} = f(a_{in}, a_{kn}), \tag{13}$$

$$a_{im} = f(a_{in}, a_{mn}), \tag{14}$$

$$a_{km} = f(a_{km}, a_{mn}), \tag{15}$$

где $f(x, y)$ — новая неизвестная функция двух переменных.

Подставляя в (12) значения a_{im} и a_{km}, взятые соответственно из (14) и (15), получим

$$f(a_{in}, a_{kn}) = f(f(a_{in}, a_{mn}), f(a_{kn}, a_{mn})), \tag{16}$$

или в других обозначениях

$$f(x, y) = f(f(x, z), f(y, z)), \tag{17}$$

где $x = a_{in}$, $y = a_{kn}$, $z = a_{mn}$.

Итак, одно только требование универсальности равенства (7) — справедливости его при любом выборе $i, k, m \in \mathfrak{M}$ — накладывает на функцию $a_{ik} = f(a_{im}, a_{rm})$, а следовательно, и на вид связи

$$\Phi(a_{ik}, a_{im}, a_{km}) = 0$$

весьма жесткие ограничения в виде функционального уравнения (16) или (17).

Любые уравнения, рассматриваемые до сих пор в математике, всегда строятся с помощью тех или иных конкретных операций (алгебраические — сложение, умножение, возведение в степень; дифференциальные — дифференцированием в сочетании с алгебраическими операциями; интегрирование — операцией интегрирования; функциональное уравнение типа $f(x+y) = f(x) \cdot f(y)$ — алгебраическими операциями). Когда в теории физических структур возникла принципиально новая задача — нахождение первичных, наиболее фундаментальных физических законов (а проблема времени относится как раз к задачам такого типа), естественно, что при решении таких задач перешли к уравнениям принципиально нового типа, не содержащим никаких операций (кроме простейшей операции подстановки). Появилась необходимость в создании общего метода решения различных типов функциональных уравнений с двухиндексными переменными. Эти методы были разработаны Г. Г. Михайличенко [9-12].

Нетрудно найти простейшее частное решение функционального уравнения (17)

$$f(x, y) = x - y. \tag{18}$$

Другим частным решением этого уравнения является

$$f(x, y) = \frac{x}{y}. \tag{19}$$

Гораздо труднее найти общее решение. Это сделал Г. Г. Михайличенко [7]. Он показал, что общее решение уравнения (17) имеет вид

$$f(x, y) = \varphi^{-1}[\varphi(x) - \varphi(y)], \tag{20}$$

где $\varphi(x)$ — произвольная монотонная функция одной переменной; $\varphi^{-1}(x)$ — функция, ей обратная, т. е. $\varphi^{-1}[\varphi(x)] = x$.

Если выбрать $\varphi(x) = x$, получаем частное решение (18), если положить $\varphi(x) = \ln x$, получаем решение (19).

Возвращаясь к первоначальным обозначениям, получаем вместо (12)

$$a_{ik} = \varphi^{-1}[\varphi(a_{im}) - \varphi(a_{km})] \tag{21}$$

и вместо (7)

$$\forall i, k, m \in \mathfrak{M} \quad \varphi(a_{ik}) + \varphi(a_{km}) - \varphi(a_{im}) = 0. \tag{22}$$

Покажем, что $\varphi(a_{ik})$ антисимметрична относительно перестановки i и k. Полагая в (22) $m = i = k$, имеем $\varphi(a_{ii}) = 0$, полагая в (22) $m = i$, получаем $\varphi(a_{ik}) = \varphi(a_{ki})$.

В данной задаче две неизвестные функции: $a : \mathfrak{M} \times \mathfrak{M} \to \mathbb{R}$ — числовая функция двух нечисловых переменных и $\Phi : \mathbb{R}^3 \to \mathbb{R}$ — числовая функция трех числовых переменных.

Эти функции тесно связаны: подстановка a в Φ должна обращать результат в нуль. Но поскольку Φ определена с точностью до произвольной монотонной функции одной переменной $\varphi(x)$, должен существовать целый класс функций

$$a_\varphi : \mathfrak{M} \times \mathfrak{M} \to \mathbb{R},$$

реализующих физическую структуру ранга 3 на множестве $\mathfrak{M}$.

Таким образом, для каждой функции $\varphi(x)$ существует функция a_φ, такая что

$$\forall i, k, m \in \mathfrak{M} \quad \varphi(a_{\varphi,ik}) + \varphi(a_{\varphi,km}) - \varphi(a_{\varphi,im}) = 0.$$

Произвол, с которым найдено решение данной задачи, характерен для любой задачи теории физических структур. Он имеет глубокий физический смысл и отражает независимость фундаментальных физических законов от индивидуальных характеристик тех или иных измерительных приборов. Чтобы подчеркнуть то обстоятельство, что произвольная непрерывная монотонная функция $\varphi(x)$ может быть интерпретирована как градуировочная шкала некоторого измерительного измерительного прибора λ, снабдим каждое отображение $a : \mathfrak{M} \times \mathfrak{M} \to \mathbb{R}$ индексом λ, указывающим на связь данного отображения $a^\lambda : \mathfrak{M} \times \mathfrak{M} \to \mathbb{R}$ с конкретным измерительным прибором λ из множества приборов $\sigma = \{\lambda, \mu, \ldots\}$, различающихся как принципом действия, так и своими шкалами, но предназначенными для измерения одной и той же физической величины (например, времени, расстояния, силы тока и т. п.).

Итак, общее решение задачи нахождения физической структуры ранга 3 на одном множестве $\mathfrak{M}$ имеет вид

$$\forall i, k, m \in \mathfrak{M} \quad \Phi_\lambda(a^\lambda_{ik}, a^\lambda_{im}, a^\lambda_{km}) == \varphi_\lambda(a^\lambda_{ik}) + \varphi_\lambda(a^\lambda_{km}) - \varphi_\lambda(a^\lambda_{im}) = 0. \quad (23)$$

Исходя из чрезвычайно общих предположений о существовании какой-либо связи $\Phi_\lambda(a^\lambda_{ik}, a^\lambda_{im}, a^\lambda_{km}) = 0$ между тремя экспериментально наблюдаемыми величинами $a^\lambda_{ik}, a^\lambda_{im}, a^\lambda_{km}$, относящимися к трем произвольным физическим объектам $i, k, m \in \mathfrak{M}$, получим вполне конкретное выражение (23) для этой связи.

Это соотношение представляет собой своеобразный “закон сохранения”, не только не в частном, привычном, смысле слова, когда та или иная величина (энергия, импульс, момент импульса, заряд и т. п.) остается неизменной с течением времени, а в другом, более общем смысле, когда между экспериментально измеряемыми величинами существует связь, вид которой не зависит не только от времени, но и от конкретного выбора входящих в ее выражение физических объектов $i, k, m \in \mathfrak{M}$.

Дадим полученным результатам физическую интерпретацию.

В нашем случае множеством $\mathfrak{M}$ является множество событий $i, k, \ldots$; функцией a^λ_{ik} —квазивремя τ^λ_{ik} между событиями i и k, измеренного часами λ.

Из одного только факта существования какой-либо зависимости между тремя значениями квазивремен $\tau^\lambda_{ik}, \tau^\lambda_{im}, \tau^\lambda_{km}$ одной и той же для любой тройки событий $i, k, m \in \mathfrak{M}$ вытекает конкретный вид этой зависимости, определенной с точностью до одной произвольной функции одной переменной $\varphi(\tau)$. Смысл этой функции очень прост — это и есть градуировочная кривая часов λ по некоторому универсальному времени t.

Природа как бы благоразумно разрешила пользоваться не одними единственными "самыми правильными" часами, а любыми часами λ из достаточно большого класса σ, соблюдая и здесь демократический принцип равноправия.

Таким образом, если на множестве событий $\mathfrak{M}$ задана физическая структура ранга 3, отсюда следует факт существования канонического, т. е. одномерного аддитивного времени

$$t_{ik} = \varphi_\lambda(\tau^\lambda_{ik}),$$

обладающего тем свойством, что

$$\forall i, k, m \in \mathfrak{M} \quad t_{ik} + t_{km} - t_{im} = 0.$$

Это значит, что существует целый класс σ часов $\lambda, \mu, \nu, \ldots$, для каждых из которых есть своя функция $\varphi_\lambda(\tau)$, такая, что результат воздействия ее на матрицу квазивремен τ^λ_{ik} приводит к новой матрице — матрице канонического времени t_{ik}, одной и той же для всех часов из множества $\sigma = \{\lambda, \mu, \nu, \ldots\}$.

Другими словами: для двух различных часов i и k экспериментальные значения квазивремен τ^λ_{ik} и τ^μ_{ik}, естественно, различны, т. е.

$$\begin{matrix} \tau^\lambda_{ik} & \tau^\lambda_{im} & \ldots & \tau^\lambda_{in} & \ldots \\ & \tau^\lambda_{km} & \ldots & \tau^\lambda_{kn} & \ldots \\ & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ & & & \tau^\lambda_{rn} & \ldots \end{matrix} \neq \begin{matrix} \tau^\mu_{ik} & \tau^\mu_{im} & \ldots & \tau^\mu_{in} & \ldots \\ & \tau^\mu_{km} & \ldots & \tau^\mu_{kn} & \ldots \\ & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ & & & \tau^\mu_{rn} & \ldots \end{matrix},$$

однако существуют две такие функции $\varphi_\lambda(\tau)$ и $\varphi_\mu(\tau)$, свои для часов λ и μ, такие, что

$$\begin{matrix} \varphi_\lambda(\tau^\lambda_{ik}) & \varphi_\lambda(\tau^\lambda_{im}) & \ldots & \varphi_\lambda(\tau^\lambda_{in}) & \ldots \\ & \varphi_\lambda(\tau^\lambda_{km}) & \ldots & \varphi_\lambda(\tau^\lambda_{kn}) & \ldots \\ & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ & & & \varphi_\lambda(\tau^\lambda_{rn}) & \ldots \end{matrix} =$$

$$= \begin{matrix} \varphi_\mu(\tau^\mu_{ik}) & \varphi_\mu(\tau^\mu_{im}) & \ldots & \varphi_\mu(\tau^\mu_{in}) & \ldots \\ & \varphi_\mu(\tau^\mu_{km}) & \ldots & \varphi_\mu(\tau^\mu_{kn}) & \ldots \\ & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ & & & \varphi_\mu(\tau^\mu_{rn}) & \ldots \end{matrix} = \begin{matrix} t_{ik} & t_{im} & \ldots & t_{in} & \ldots \\ & t_{km} & \ldots & t_{kn} & \ldots \\ & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ & & & t_{rn} & \ldots \end{matrix}$$

при этом значения канонического времени t_{ik} таковы, что проявляется фундаментальный закон аддитивности времени

$$\forall i, k, m \in \mathfrak{M} \quad t_{ik} + t_{km} - t_{im}.$$

Подчеркнем, закон аддитивности времени — физический закон, допускающий экспериментальную проверку. Как и всякий физический закон, он выполняется с какой-то конечной точностью, т.е. является первым приближением к действительности. Поэтому утверждение о том, что на множестве событий $\mathfrak{M}$ задана физическая структура ранга 3 (физическая структура одномерного времени), ни в коей степени не является априорным, а допускает экспериментальную проверку.

Алгоритм разделения

Закон аддитивности канонического времени

$$\forall i,k,m \in \mathfrak{M} \quad \varphi_\lambda(a^\lambda_{ik}) + \varphi_\lambda(a^\lambda_{km}) - \varphi_\lambda(a^\lambda_{im}) = 0, \tag{24}$$

лежащий в основании хронометрии, определен с точностью до одной функции одной переменной $\varphi_\lambda(\tau)$, зависящий от выбора тех или иных часов λ. Уравнение (24) из-за квантора общности $\forall$ представляет собой, по сути, бесконечную систему функциональных уравнений одного и того же вида, различающихся значениями аргументов $\tau^\lambda_{ik}, \tau^\lambda_{im}, \tau^\lambda_{km}$, взятых для различных троек событий $i,k,m \in \mathfrak{M}$.

Будем искать неизвестную функцию $\tau_\lambda(\tau)$ в виде полинома степени r без свободного члена

$$\varphi_\lambda(\tau) = c_1(\lambda)\tau + c_2(\lambda)\tau^2 + \ldots + c_r(\lambda)\tau^r. \tag{25}$$

Это допущение основано на том, что любые значения τ известны с какой-то конечной ошибкой $\Delta\tau$. Следовательно, точность определения $\varphi_\lambda(\tau)$ также должна быть конечной. Начиная с некоторого значения степени полинома $r_0 = r_0(\Delta\tau)$, зависящей от ошибки измерения $\Delta\tau$, дальнейшее увеличение числа членов разложения (25) становится бессмысленным.

Подставляя разложение (25) в уравнение (24) и считая значения $\tau^\lambda_{ik}, \tau^\lambda_{im}, \tau^\lambda_{km}$ известными из опыта, получим одно уравнение для определения r неизвестных $c_1(\lambda), c_2(\lambda), \ldots, c_r(\lambda)$. Так как закон аддитивности времени (24) справедлив для любых троек событий $i,k,m \in \mathfrak{M}$, выбирая каждый раз новые тройки событий $(i,k,m), (i,k,n), \ldots, (p,q,s)$ мы будем получать все новые и новые уравнения с одними и теми же неизвестными

$$\begin{gathered}
c_1(\tau_{ik} + \tau_{km} - \tau_{im}) + c_2(\tau^2_{ik} + \tau^2_{km} - \tau^2_{im}) + \cdots \\
\cdots + c_r(\tau^r_{ik} + \tau^r_{km} - \tau^r_{im}) = 0, \\
c_1(\tau_{ik} + \tau_{kn} - \tau_{in}) + c_2(\tau^2_{ik} + \tau^2_{kn} - \tau^2_{in}) + \cdots \\
\cdots + c_r(\tau^r_{ik} + \tau^r_{kn} - \tau^r_{in}) = 0, \\
\dotfill \\
c_1(\tau_{pq} + \tau_{qs} - \tau_{ps}) + c_2(\tau^2_{pq} + \tau^2_{qs} - \tau^2_{ps}) + \cdots \\
\cdots + c_r(\tau^r_{pq} + \tau^r_{qs} - \tau^r_{ps}) = 0.
\end{gathered} \tag{26}$$

Выбирая достаточно большое число произвольных троек событий, можно получить число уравнений, значительно превышающее количество неизвестных r.

При этом возникают следующая альтернатива: или полученная система уравнений оказывается совместной, или несовместной.

В первой ситуации, когда написанная система уравнений (26) в пределах точности измерений оказывается совместной, это, во-первых, подтверждает сделанное априори предположение о наличии у множества событий $\mathfrak{M}$ физической структуры ранга 3 (или, что то же самое, предположение о существовании одномерного времени); во-вторых, свидетельствует о том, что мы выбрали в качестве "часов" подходящий измерительный прибор и взяли достаточно число членов разложения r, в-третьих, дает возможность найти неизвестные коэффициенты $c_1, c_2, \ldots, c_r$ и, следовательно, найти неизвестную функцию $\varphi_\lambda(\tau)$.

Однако, поскольку система уравнений (26) однородна относительно $c_1, c_2, \ldots, c_r$, даже при совместности уравнений один коэффициент коэффициент остается неопределенным. Для устранения этой неопределенности необходимо ввести единицу измерения времени.

Выберем в качестве эталона пару произвольных событий 0 и 1 и положим по определению промежуток канонического времени от события 0 до 1, равным единице, т. е.

$$t_{01} = \varphi_\lambda(\tau^\lambda_{01}) = 1. \tag{27}$$

Таким образом, переписывая равенство (25) в виде

$$c_1\tau^\tau_{01} + c_2(\tau^\lambda_{01})^2 + \cdots + c_r(\tau^\lambda_{01})^r = 1. \tag{28}$$

получим уже систему неоднородных уравнений (26), (28) из которой (при условии совместности системы уравнений (26)) можно найти все коэффициенты $c_1, c_2, \ldots, c_r$ и, следовательно, саму функцию $\varphi_\lambda(\tau)$, зависящую от конкретного устройства часов λ и от выбора единицы измерения времени, эталонной пары $(0, 1)$. Обозначим эту функцию, применяя дополнительный индекс 01, т. е. $\varphi_{\lambda,01}(\tau)$.

Подставляя в найденную функцию $\varphi_{\lambda,01}(\tau)$ значения τ^λ_{ik}, получаем каноническое время

$$t_{ik,01} = \varphi_{\lambda,01}(\tau^\lambda_{ik}),$$

зависящее только от пары событий (i, k) и от эталонной пары (01) и не зависящее от конкретного устройства часов λ.

Таков алгоритм, позволяющий выделить из τ^λ_{ik} информацию о событиях i, k в виде канонического времени $t_{ik,01}$ и информацию о часах λ в виде набора коэффициентов $c_1(\lambda,\ 01)$, $c_2(\lambda,\ 01)$, …, $c_r(\lambda,\ 01)$, т. е.

$$\begin{tikzcd} & c_1(\lambda,01), c_2(\lambda,01), \ldots, c_r(\lambda,01) \\ \tau^\lambda_{ik} \arrow[ur] \arrow[dr] & \\ & t_{ik,01} \end{tikzcd}$$

Во второй ситуации, когда система уравнений (26) в пределах точности измерений оказывается несовместимой, это означает, что или взято недостаточное число членов разложения r, или прибор λ не годится для роли часов, или сделанное априори предложение о существовании у множества событий $\mathfrak{M}$ физическую структуру ранга 3 (одномерного канонического времени) неверно.

Выбор единиц измерения времени

В связи с проблемой выбора тех или иных единиц вновь обратимся к нахождению канонического времени $t_{ik,01}$.

Закон аддитивности времени (24) дает возможность найти функцию $\varphi_\lambda(\tau)$ лишь с точностью до постоянного множителя. Воспользовавшись разложением (25), представим функцию $\varphi_\lambda(\tau)$ в виде

$$\varphi_\lambda(\tau) = c_1\Psi_\lambda(\tau),$$

где

$$\Psi_\lambda(\tau) = \tau + \frac{c_2}{c_1}\tau^2 + \cdots + \frac{c_r}{c_1}\tau^r.$$

Функцию $\psi_\lambda(\tau)$, в отличие от функции $\varphi_\lambda(\tau)$, находится однозначно из системы однородных уравнений (26). Для определения постоянной c_1 необходимо наложить на $\varphi_\lambda(\tau)$ некоторые дополнительные условия: для пары произвольных событий $(0, 1)$, принятых в качестве эталонных, значение $\varphi_{\lambda,01}(\tau_{01}^\lambda)$ должно быть равно единице:

$$\varphi_{\lambda,01}(\tau_{01}^\lambda) = c_1(\lambda,\ 01)\Psi_\lambda(\tau_{01}^\lambda)$$

откуда

$$c_1(\lambda,\ 01) = \frac{1}{\Psi_\lambda(\tau_{01}^\lambda)}$$

и, следовательно,

$$\varphi_{\lambda,01}(\tau_{ik}^\lambda) = c_1(\lambda,\ 01)\Psi_\lambda(\tau_{ik}^\lambda) = \frac{\Psi_\lambda(\tau_{ik}^\lambda)}{\Psi_\lambda(\tau_{01}\lambda)} = t_{ik,01},$$

где $t_{ik,01}$ — каноническое время между событиями i и k при выборе пары событий $(0, 1)$ в качестве эталонных.

Для нахождения c_1 иногда удобно воспользоваться не двумя эталонными событиями $(0, 1)$, а наоборот из $N+1$ событий $(0, 1, 2, \ldots, N)$ и потребовать, чтобы

$$c_1 \cdot \frac{\Psi_\lambda(\tau_{01}^\lambda) + \Psi_\lambda(\tau_{12}^\lambda) + \ldots + \Psi_\lambda(\tau_{N-1,N}^\lambda)}{N} = 1,$$

т. е. ввести усредненное по $N+1$ событиям время

$$t_{ik,01\ldots N} = \varphi_{\lambda,01\ldots N}(\tau_{ik}^\lambda) = N\frac{\Psi_\lambda(\tau_{ik}^\lambda)}{\Psi_\lambda(\tau_{01}^\lambda) + \Psi_\lambda(\tau_{12}^\lambda) + \cdots + \Psi_\lambda(\tau_{N-1,N}^\lambda)}.$$

Если есть две пары эталонных событий $(0,\ 1)$ и $(\overline{0},\ \overline{1})$, то

$$\varphi_{\lambda,01}(\tau^{\lambda}_{ik}) = \frac{\Psi_\lambda(\tau^{\lambda}_{ik})}{\Psi_\lambda(\tau^{\lambda}_{01})},$$

$$\varphi_{\lambda,\overline{01}}(\tau^{\lambda}_{ik}) = \frac{\Psi_\lambda(\tau^{\lambda}_{ik})}{\Psi_\lambda(\tau^{\lambda}_{\overline{01}})}$$

и, следовательно,

$$\varphi_{\lambda,\overline{01}}(\tau^{\lambda}_{ik}) = \varphi_{\lambda,\overline{01}}(\tau^{\lambda}_{01}) \cdot \varphi_{\lambda,01}(\tau^{\lambda}_{ik})$$

или

$$t_{ik,\overline{01}} = t_{ik,01} \cdot t_{01,\overline{01}}.$$

Если примять в качестве первого эталонного события 0 момент верхней кульминации какой-либо звезды 1 января 1900 г., а в качестве второго эталонного события 1 — момент следующей кульминации той же самой звезды 2 января 1900 г., такая пара $(0,\ 1)$ называется "звездными сутками от 1 января 1900 г." и $t_{ik,01} = \varphi_{\lambda,01}(\tau^{\lambda}_{ik})$ — промежутком времени между событиями i и k измеренными в звездных сутках.

Аналогично, если в качестве события $\overline{0}$ принять момент кульминации Солнца 1 января 1900 г., а в качестве события $\overline{1}$ принят момент следующей кульминации 2 января 1900 г., такая пара $(\overline{0}, \overline{1})$ называется "истинными солнечными сутками от 1 января 1900г."

Можно в качестве эталонных событий $0, 1, 2, \ldots, N$ взять $N+1$ последовательных кульминаций Солнца в течении, например, одного года или нескольких лет, тогда пары $(0\ 1')$, $(1',\ 2')$, …, $((N-1)',\ N')$ такие, что

$$\varphi_{\lambda,012\ldots N}(\tau^{\lambda}_{01'}) = 1,$$

$$\varphi_{\lambda,012\ldots N}(\tau^{\lambda}_{1'2'}) = 1,$$

$$\varphi_{\lambda,012\ldots N}(\tau^{\lambda}_{(N-1)',N'}) = 1,$$

называются соответственно первыми, вторыми, …, N -ми среднесолнечными сутками.

Существует ли время?

Поскольку время есть физическая структура, или физический закон, реализуемый на множестве событий, вопрос о том, существует ли время, является чисто физическим, ответить на него мажет только опыт.

При этом не вызывает сомнений факт существования множества событий $\mathfrak{M} = \{i, k, \ldots\}$. Точно так же не приходится сомневаться в существования экспериментальной процедуры, сопоставляющей двум событиям i и k с помощью часов λ некоторое число, называемое квазивременем τ^{λ}_{ik}. Однако факт существования канонического времени накладывает на возможные числовые квазивремен τ^{λ}_{ik} достаточно жесткие ограничения.

Каковы эти ограничения на языке экспериментальных данных, полученных с какой-то конечной точностью?

Каждые часы λ характеризуются определенной точностью $\Delta\tau$ и связанной с ней степенью нелинейности r. Последняя заранее неизвестна и должна быть определена из опыта.

Рассмотрим алгоритм, позволяющий установить с помощью каких-либо конкретных часов λ факт существования канонического времени или, наоборот, факт принципиальной неприменимости понятия канонического времени для описания множества событий $\mathfrak{M}$. Имея конкретные часы λ, получаем полный набор экспериментальных значений τ_{ik}^{λ}, относящихся к каждой паре событий i и k из $\mathfrak{M}$.

Структура канонического времени устанавливается методом последовательных приближений.

Первое приближение

Пусть $r = 1$, т. е. ищем каноническое время t в виде

$$t = c_1\tau.$$

Уравнение аддитивности времени (24) в этом приближении выглядит следующим образом:

$$\forall i, k, n \in \mathfrak{M} \quad \tau_{ik} + \tau_{km} - \tau_{im} = 0. \tag{29}$$

Так как каждое значение τ известно с какой-то ошибкой $\Delta\tau$, соотношение (29) при подстановке в него экспериментальных значений τ нужно понимать как неравенство

$$|\tau_{ik} + \tau_{km} - \tau_{im}| < \delta_1(\Delta\tau) = 3\Delta\tau, \tag{30}$$

где $\delta_1(\Delta\tau)$ — возможное отклонение суммы $\tau_{ik} + \tau_{km} - \tau_{im}$ от нуля из-за ошибки измерения $\Delta\tau$.

Итак, если для любых троек событий $i, k, m \in \mathfrak{M}$ выполняется неравенство (30), будем считать, что с точностью до $\Delta\tau$ существует одномерное каноническое время t и часы $\lambda_1 \in \sigma$ имеют линейную шкалу $t = c_1\tau$.

Если неравенство (30) не имеет места и отклонение суммы $\tau_{ik} + \tau_{km} - \tau_{im}$ от нуля превышает допустимую ошибку δ_1, переходим к следующему приближению.

Второе приближение

Полагаем $r = 2$, т. е. ищем одномерное каноническое время t в виде

$$t = c_1\tau + c_2\tau^2.$$

Аддитивность времени t приводит к следующей системе линейных уравнений:

$$c_1\tau_{ikm} + c_2\tau_{ikm}^{(2)} = 0,$$

$$c_1\tau_{pqs}+c_2\tau^{(2)}_{pqs}=0,$$

где

$$\tau_{ikm}\equiv\tau_{ik}+\tau_{km}-\tau_{im},$$

$$\tau^{(2)}_{ikm}\equiv\tau^2_{ik}+\tau^2_{km}-\tau^2_{im},$$

условия совместности которой записывается в виде

$$\begin{vmatrix}\tau_{ikm} & \tau^{(2)}_{ikm}\\ \tau_{pqs} & \tau^{(2)}_{pqs}\end{vmatrix}=0. \tag{31}$$

При подстановке в (31) экспериментальных значений τ допустимо отклонение от нуля в определенных пределах, т. е.

$$\begin{vmatrix}\tau_{ikm} & \tau^{(2)}_{ikm}\\ \tau_{pqs} & \tau^{(2)}_{pqs}\end{vmatrix}<\delta_2(\Delta\tau). \tag{32}$$

Если для любых $i,k,m;p,q,s\in\mathfrak{M}$ выполняется неравенство (32), будем считать с точностью до $\delta\tau$ существует одномерное каноническое время t и часы $\lambda_2\in\delta$ имеют квадратичную шкалу; если неравенство (32) не выполняется, следует перейти к следующему приближению.

r -Приближение

Ищем каноническое время t в виде полинома степени r

$$t=c_1\tau+c_2\tau^2+\ldots+c_r\tau^r.$$

Аддитивность времени t приводит к системе линейных уравнений:

$$\begin{array}{c}c_1\tau_{ikm}+c_2\tau^{(2)}_{ikm}+\ldots+c_r\tau^{(r)}_{ikm}=0,\\ c_1\tau_{pqs}+c_2\tau^{(2)}_{pqs}+\ldots+c_r\tau^{(r)}_{pqs}=0,\\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\\ c_1\tau_{uvw}+c_2\tau^{(2)}_{uvw}+\ldots+c_r\tau^{(r)}_{uvw}=0,\end{array}$$

где

$$\tau^{(l)}_{ikm}=\tau^l_{ik}+\tau^l_{km}-\tau^l_{im}\quad l=1,2,\ldots,r,$$

условие совместности которой записывается в виде

$$\begin{vmatrix}\tau_{ikm} & \tau^{(2)}_{ikm} & \ldots & \tau^{(r)}_{ikm}\\ \tau_{pqs} & \tau^{(2)}_{pqs} & \ldots & \tau^{(r)}_{pqs}\\ \ldots . & & & \\ \tau_{uvw} & \tau^{(2)}_{uvw} & \ldots & \tau^{(r)}_{uvw}\end{vmatrix}<\delta_r(\Delta\tau). \tag{33}$$

где $\delta_r(\Delta\tau)$ — возможное отклонение определителя (33) от нуля из-за ошибки измерения $\Delta\tau$.

Если для любых $i, k, m; p, q.s; \ldots; u, v, w \in \mathfrak{M}$ выполняется неравенство (33), то с точностью до $\Delta\tau$ существует одномерное каноническое время t и часы λ_r имеют полиномиальную степени r шкалу.

Но может случиться так, что начиная с некоторого достаточно высокой степени точности (т. е. достаточно малых $\Delta\tau$) ни одни часы не могут обеспечить выполнения неравенства (33) ни при каких значениях r. Это будет означать, что предположение о существование у множества у множества $\mathfrak{M}$ физической структуры ранга 3 (или, что то же — канонического одномерного времени t) неверно. Однако и в этом случае каноническое одномерное время существует как некоторое первое приближение с точностью до некоторого $\Delta\tau$. В этой ситуации нужно проверить, не обладает ли множество событий $\mathfrak{M}$ физической структурой более высокого ранга, или не требуется ли для более точного описания действительности введения неканонического многомерного времени.

Наглядно это можно представить следующим образом.

Из-за наличия структуры канонического одномерного времени (физической структуры ранга 3) события $i, k, m, \ldots$ можно рассматривать как бы расположенными на некоторой прямой.

Представим ситуацию, когда события располагаются не на прямой, а на полосе шириной a (см. рис. 5). В этом случае уже не будет действовать закон аддитивности "расстояний" $t_{ik,t_{im},t_{km}}$ между событиями i, k, m. Однако отклонение разности $t_{ik} + y_{km} - t_{im}$ от нуля будет мало, так как[3]

$$t_{ik} + t_{km} - t_{im} \approx \frac{a^2}{t_{ik}}. \tag{34}$$

Таким образом, получается любопытная ситуация: если промежутки времени t_{ik} велики по сравнению с a, время по-прежнему можно с высокой степенью точности считать одномерным; если t_{ik} сравнимы с a, для описания таких близких событий необходимо перейти к рассмотрению двухмерного (или многомерного) времени.

Список литературы

[1] Кулаков Ю. И. Элементы теории физических структур.— Новосибирск: Изд-во Новосиб. ун-та 1968. — 226 с.

[2] Кулаков Ю. И. Об одном принципе, лежащем в основании классической физики.— Докл. АН СССР, 1970, т. 193, ь 1, с. 72–75.

[3] Кулаков Ю. И. О новом виде симметрии, лежащем в основании физических теорий феноменологического типа.— Докл. АН СССР, 1971, т. 201, ь 3, с. 570–472.

[3]Для оценки такого отклонения запишем формулу Герона для площади треугольника i, k, m, $S_{ikm} = \sqrt{(t_{ik} + t_{km} + t_{lm})(t_{ik} + t_{km} - t_{im})(t_{ik} - t_{km} + t_{im})(-t_{ik} + t_{km} + t_{im})} \approx \frac{at_{im}}{2}$ и положим там $t_{ik} \approx t_{km}$ и, следовательно, $t_{im} \approx 2t_{ik}$. Так получается оценка (34).

[4] Кулаков Ю. И. Математическая формулировка теории физических структур.— Сиб. матем. журн., 1971, т. 12, ь 5. с. 1142–1145.

[5] Левин А. Е. Неизбежное “после”.— Природа, 1976, ь 4, с. 90–99.

[6] Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж. Гравитация.— М.: Мир, 1977. — Т. 1. 474 с.

[7] Михайличенко Г. Г. Вопросы единственности решения основного уравнения теории физических структур.— В кн.: Ю. И.Кулакова. Элементы теории физических структур. Новосибирск: Изд-во Новосиб. ун-та, 1968, с. 175—226.

[8] Михайличенко Г. Г. Решение функциональных уравнений в теории физических структур.— Докл АН СССР, 1972, т. 206, ь 5, с. 1056–1058.

[9] Михайличенко Г. Г. Бинарные физические структуры ранга $[3, 2]$.— Сиб. матем. журн., 1973, т. 14, ь 5, с. 1057–1064.

[10] Михайличенко Г. Г. Об одном функциональном уравнении с двухиндексными переменными.— Укр. матем. журн., 1973, т. 25, ь 5, с. 489–598.

[11] Михайличенко Г. Г. Решение некоторых функциональных уравнений, связанных с понятием физического закона: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук.— Новосибирск, 1973. — 14 с.

[12] Михайличенко Г. Г. Об одной задаче в теории физических структур.— Сиб. матем. журн., 1977. т. 18, ь 6, с. 1342–1355.

[13] Овчинников Н. Ф. К проблеме единства физического знания (Рец. на кн. Кулакова Ю. И. Элементы теории физических структур).— Природа, 1971, ь 2, с. 106–110.

[14] Пуанкаре Л. Измерение времени. — В кн.: Принцип относительности. М.: Атомиздат, 1973, с. 12–21.