объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-85-157

Н.А.Черников

О НЕОБХОДИМОСТИ СОЗДАНИЯ ТОЛКОВОГО СЛОВАРЯ ДЛЯ ГРАВИТАЦИОНИСТОВ

Направлено в сборник "Проблемы теории гравитации и элементарных частиц", Энергоатомиздат

1985

1. РАЗНОБОЙ В ТЕРМИНОЛОГИИ. ПОТРЕБНОСТЬ В ТОЛКОВОМ СЛОВАРЕ

Теория тяготения, которую с таким рвением отстаивают современные ученые, будет отвергнута потомством.

ДЖОНАТАН СВИФТ. Путешествия Лемюэля Гулливера.

Начнем с того, что воздадим должное беседе Гулливера с Аристотелем [1], в которой великий мудрец, по свидетельству великого путешественника, высказал приведенное в эпиграфе предположение.

В теории относительности и тяготения, как и во всякой развивающейся теории, есть свои трудные вопросы. Сама относительность выступает здесь в форме трех принципов: кинематического, специального и так называемого общего. Затруднительно ответить, в каком отношении друг к другу они находятся. Не легче ответить на такой же вопрос о сочетаниях инвариантность - ковариантность, система отсчета - система координат и о многих других наборах понятий, сходных по названию, а по существу различных. В результате столетней дискуссии по таким вот вопросам получился разнобой в терминологии, нередко приводящий к недоразумениям, заблуждениям и искажениям. Например, читаем:

"Нельзя пройти мимо и такого источника конвенционализма, как позитивистская интерпретация принципа ковариантности /одинакового вида/ законов физики относительно любых преобразований координат, что является одним из положений общей теории относительности. Неопозитивисты исказили смысл ковариантности..." [2].

Не секрет, что многочисленные споры не только по таким абстрактным, но и по более конкретным вопросам теории относительности ведутся без должной договоренности самих физиков об основном содержании обсуждаемой здесь теории. Скажем, до сих пор нет общепринятого определения гравитационной энергии /см. об этом монографию [3] /, а с определением энергии надо быть особо осторожным и помнить об истории с вечным двигателем. К тому же, насколько нам известно из достоверных источников [4], кое-кто из философов думает, что "энергия, описываемая физиками, есть божья воля в действии" [5].

А что же думают физики? Об этом хорошо написано в [6]:

Объединенный институт ядерных исследований БИБЛИОТЕКА

"Может показаться забавным, что сохранение энергии, этого образцового физического понятия, происходящего от Галилея /1638/, изучавшего движение тел под действием гравитации, которое теперь нашло свое выражение в /ковариантном/ уравнении

$$\nabla_a T^{ab} = 0, \qquad /А/$$

- краеугольном камне общей относительности Эйнштейна /1915/ - не получило тем не менее универсально применимой формулировки в теории Эйнштейна, которая включала бы энергию самой гравитации. Тензор энергии T^{ab}, подставляемый в правую часть полевого уравнения Эйнштейна, описывает полную локальную энергию, будучи суммой плотностей энергии всех НЕ-гравитационных полей. Гравитационная энергия /поля/, с другой стороны, вносит нелокальный вклад в общую энергию; ее присутствие проявляется в том факте, что /А/ не дает само по себе интегральных законов сохранения. Чтобы сделать это, /А/ должно было бы иметь форму дивергенции вектора - подобно уравнению, выражающему закон сохранения электрического заряда

$$\nabla_a J^a = 0 \qquad /Б/$$

- а не 2-валентного тензора. Нелокальность энергии гравитационного поля, более того, находит ясную формулировку только в выражениях, учитывающих на бесконечности асимптотически плоское пространство-время" /Пер. с англ. автора/.

Эта концепция получила развитие в работе [7], в которой утверждается, что энергия гравитационного поля в том случае, когда ее можно ввести /в случае асимптотически плоского мира/, нелокализуема, а в иных случаях /в космологических моделях/ просто "нет понятия энергии". Между тем "понятие энергии играет центральную роль в современной теоретической физике" [7].

Не все, однако, специалисты-физики придерживаются этой концепции. Приведем следующее весьма интересное мнение:

"Несмотря на бесполезность рассуждений о том, может ли гравитационное поле быть локализованным в данном элементе пространства или нет, псевдотензор t_i^k не описывает всех свойств гравитационного поля в общем случае. Лишь в приближении слабого поля, в том случае, когда мы имеем дело только с линейными преобразованиями координат, т.е. когда величины Γ^l_{ik} и t^k_i ведут себя как тензоры, можно сравнительно корректно написать выражения для энергии, переносимой гравитационными волнами, причем эта энергия не обращается в нуль ни в какой системе отсчета" [8].

В монографии [9], послужившей идейной опорой для работ [3,7,10,11], вопрос о нелокализуемости энергии не возникает благодаря тому, что в ней принято условие гармоничности.

В радикальной работе [10] условие гармоничности рассмотрено под новым углом зрения.

Заметим, что нелокализуемость энергии в данном случае означает зависимость ее плотности от нашего выбора координатной карты. Получается так, что энергия - это уже и не "божья", как у Брайтмена [5], а наша собственная воля в действии.

Как видно, назрела потребность в словаре, который бы помогал специалистам - договариваться, начинающим - избегать недоразумений, философам - делать правильные выводы. Создание такого словаря - дело коллектива. Начиная с [11], мы стараемся внести в это дело свой посильный вклад.

2. МНОГООБРАЗИЕ. КОВАРИАНТНОСТЬ. ОБЩИЙ ПРИНЦИП ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Не имея представления о многообразии, невозможно добиться правильного понимания общего принципа относительности Эйнштейна.

В современной теории многообразий употребляется картографическая терминология [12], которая хороша тем, что не дает нам возможности спутать систему координат с системой отсчета. Вместо системы координат в теории многообразий говорят - карта. Все многообразие покрывается атласом, т.е. набором карт. Картой N-мерного многообразия называется арифметическое пространство [13] /или его простая область/, точками которого являются упорядоченные системы N действительных чисел $x^1, \ldots, x^N$.

Многообразие называется простым, если можно целиком покрыть его одной картой. Из непростых многообразий отметим окружность /$N = 1$/, сферу, цилиндр, тор, лист Мебиуса и бутылку Клейна /$N = 2$/. При локальных /в отличие от глобальных!/ рассмотрениях всегда можно считать многообразие простым.

Геометрическая, механическая или, скажем, физическая теория считается заданной на некотором многообразии, если она сформулирована независимо от выбора его атласа. Говорят, что такая теория ковариантна. Последнего слова нет в словаре [14], где можно справиться о правильном написании 110 000 русских слов. Поэтому нам надо условиться, как его понимать. Будем говорить, что теория /система уравнений и т.п./ ковариантна, если она не зависит от выбора атласа или, в локальном аспекте, от выбора карты многообразия, на котором она задана.

Так вот, стремлением задавать уравнения математической физики в ковариантном виде на четырехмерном многообразии /представляющем пространственно-временной мир/ исчерпывается все содержание общего принципа относительности. Принцип ковариантности, таким образом, оказывается еще более общим, чем сам общий принцип относительности, поскольку первый на размерность многообразия никаких условий не накладывает.

Важнейшими ковариантными понятиями являются внешняя производная и внешний дифференциал Картана. Не менее важной является формула Стокса.

Другим, интересным и нужным, понятием является ковариантная производная ковекторного поля T_b, равная

$$\nabla_a T_b = \partial_a T_b - \sum_{k=1}^{N} \Gamma^k_{ab} T_k . \qquad /1/$$

Коэффициенты Γ^k_{ab} составляют геометрический объект, называемый аффинной связностью. При переходе от исходной карты K к другой карте $\tilde K$ они преобразуются по правилу

$$\tilde\Gamma^k_{ab} = \sum_{s=1}^{N} \frac{\partial \tilde x^k}{\partial x^s}\left(\frac{\partial^2 x^s}{\partial \tilde x^a \partial \tilde x^b} + \sum_{p=1}^{N}\sum_{q=1}^{N} \Gamma^s_{pq} \frac{\partial x^p}{\partial \tilde x^a}\frac{\partial x^q}{\partial \tilde x^b}\right), \qquad /2/$$

которое введено с таким расчетом, чтобы комбинации /1/ являлись компонентами тензорного поля. Многообразие с заданной на нем аффинной связностью называется пространством аффинной связности [15].

Аффинная связность определяет тензор кручения

$$S^k_{ab} = \Gamma^k_{ab} - \Gamma^k_{ba} \qquad /3/$$

и тензор кривизны

$$R^k_{abc} = \partial_a \Gamma^k_{bc} - \partial_b \Gamma^k_{ac} + \sum_{s=1}^{N} (\Gamma^k_{as}\Gamma^s_{bc} - \Gamma^k_{bs}\Gamma^s_{ac}). \qquad /4/$$

Последний называется тензором Римана-Кристоффеля. Свернутый тензор кривизны

$$R_{bc} = \sum_{k=1}^{N} R^k_{kbc} \qquad /5/$$

называют тензором Риччи.

Аффинную связность будем называть симметричной, если ее тензор кручения равен нулю. Симметричную аффинную связность будем называть примитивной, если ее тензор кривизны равен нулю, и полупримитивной, если ее свернутый тензор кривизны равен нулю.

Примитивную аффинную связность можно задать на простом многообразии любой размерности. Из перечисленных выше непростых многообразий примитивную связность нельзя задать на сфере, а на остальных - можно.

Система уравнений

$$S^k_{ab} = 0, \quad R^k_{abc} = 0 \qquad /6/$$

ковариантна. Равным образом ковариантна система уравнений

$$S^k_{ab} = 0, \quad R_{bc} = 0. \qquad /7/$$

Искомой величиной в этих уравнениях является аффинная связность.

Простое многообразие - обозначим его ПМ - можно покрыть /имеется в виду взаимно однозначно/ картой K с координатами $x^1, \dots, x^N$, принимающими любые значения из поля вещественных чисел. Таких карт бесконечно много, и замена карты K на такую же карту $\tilde K$ задается координатным преобразованием вида

$$\tilde x^a = f^a(x^1, \dots, x^N), \quad a \in \{1, \dots, N\}, \qquad /8/$$

с нигде не обращающимся в нуль якобианом. Простое многообразие с множеством таких карт обозначим ПМ∞. Полагая, что в карте $\tilde K$ коэффициенты аффинной связности равны нулю, находим решение системы уравнений /6/ на многообразии ПМ∞ в карте K, удовлетворяющее следующей системе линейных алгебраических уравнений:

$$\sum_{s=1}^{N} \frac{\partial f^k}{\partial x^s} \Gamma^s_{ab} = \frac{\partial^2 f^k}{\partial x^a \partial x^b}, \quad k \in \{1, \dots, N\}. \qquad /9/$$

Среди этих решений системы /6/ есть решение

$$\Gamma^k_{ab}(x^1, \dots, x^N) = 0, \qquad /10/$$

получающееся из /9/, когда преобразование /8/ линейное, т.е. когда

$$\tilde x^a = \sum_{b=1}^{N} A^a_b x^b + A^a, \quad a \in \{1, \dots, N\}. \qquad /11/$$

Пусть на некотором многообразии M задано невырожденное симметричное тензорное поле, называемое метрическим, компоненты которого в какой-нибудь карте K равны функциям g_{ab} от координат $x^1, \dots, x^N$. По этому условию

$$g_{ba} = g_{ab}, \quad g = \det(g_{ab}) \neq 0. \qquad /12/$$

Потребуем, чтобы ковариантная производная метрического поля по некоторой симметричной связности равнялась нулю, т.е. положим

$$S^k_{ab} = 0, \quad \nabla_m g_{ab} = \partial_m g_{ab} - \sum_{s=1}^{N} (\Gamma^s_{ma} g_{sb} + \Gamma^s_{mb} g_{as}) = 0. \qquad /13/$$

Отсюда найдем эту связность:

$$\Gamma^k_{ab} = \frac{1}{2} \sum_{s=1}^{N} g^{ks}(\partial_a g_{sb} + \partial_b g_{sa} - \partial_s g_{ab}) = \left\{ {k \atop ab} \right\}, \qquad /14/$$

где тензорное поле g^{ks} таково, что сумма

$$\sum_{s=1}^{N} g^{ks} g_{sa} = \delta^k_a \qquad /15/$$

составляет единичный аффинор /15/. Такую аффинную связность называют связностью Кристоффеля.

Вернемся к многообразию ΠM_∞ с его бесконечными картами и положим, что компоненты метрического поля в карте $\tilde{K}$ не зависят от координат $\tilde{x}^1, \ldots, \tilde{x}^N$ и равны, скажем, h_{ab}. Тогда в карте K компоненты /12/ равны

$$g_{ab} = \sum_{m=1}^{N} \sum_{n=1}^{N} h_{mn} \frac{\partial f^m}{\partial x^a} \frac{\partial f^n}{\partial x^b}, \qquad /16/$$

а скобки Кристоффеля /14/ удовлетворяют системе уравнений /9/, т.е.

$$\sum_{s=1}^{N} \frac{\partial f^k}{\partial x^s} \left\{ {s \atop ab} \right\} = \frac{\partial^2 f^k}{\partial x^a \partial x^b}. \qquad /17/$$

Если преобразование /8/ линейное, т.е. равно /11/, то компоненты /16/ не зависят от координат $x^1, \ldots, x^N$. Они равны

$$g_{ab} = \sum_{m=1}^{N} \sum_{n=1}^{N} h_{mn} A^m_a A^n_b \qquad /18/$$

и становятся точно такими в карте K, что и в карте $\tilde{K}$, коль скоро аффинор A с компонентами A^a_b удовлетворяет очевидному условию

$$\sum_{m=1}^{N} \sum_{n=1}^{N} h_{mn} A^m_a A^n_b = h_{ab}. \qquad /19/$$

Такой аффинор называют ортогональным по отношению к тензору h_{ab}.

3. ИНВАРИАНТНОСТЬ. СПЕЦИАЛЬНЫЙ ПРИНЦИП ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Главная идея специального принципа относительности была следующим образом сформулирована Ф.Клейном в 1872 году:

"Дано многообразие и в нем группа преобразований; нужно исследовать те свойства образов, принадлежащих многообразию, которые не изменяются от преобразований группы.

Можно выразиться еще так:

Дано многообразие и в нем группа преобразований. Требуется развить теорию инвариантнов этой группы" /16/.

Отметим, что правописание слов инвариант, инвариантность, инвариантный указано в словаре /14/. В приведенных выше формулировках Клейна имеются в виду не координатные, а точечные преобразования многообразия. С первыми связано понятие ковариантности, со вторыми - инвариантности. Введение в геометрию термина инвариант принадлежит Сильвестру /17/.

В собственном случае специального принципа относительности речь идет о группе преобразований Пуанкаре. Последняя задается в многообразии ΠM_∞ в бесконечной карте K следующим инвариантным тензорным полем

$$\sum_{a=0}^{3} \sum_{b=0}^{3} \theta_{ab}\, d^a \otimes d^b = dt \otimes dt - \frac{1}{c^2} (dx \otimes dx + dy \otimes dy + dz \otimes dz), \qquad /20/$$

где $x^0 = t$ - время, $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$ - декартовы координаты в одной из инерциальных систем отсчета, c - константа, равная скорости света. Преобразования Пуанкаре линейны и ортогональны по отношению к тензору θ_{ab}:

$$\tilde{x}^a = \sum_{a=0}^{3} \Pi^a_b x^b + \Pi^a, \quad a \in \{0, 1, 2, 3\}, \qquad /21/$$

$$\sum_{m=0}^{3} \sum_{n=0}^{3} \theta_{mn} \Pi^m_a \Pi^n_b = \theta_{ab}. \qquad /22/$$

Вместо поля /20/ с равным успехом можно пользоваться тензорным полем

$$\sum_{a=0}^{3} \sum_{b=0}^{3} h^{ab} \partial_a \otimes \partial_b = \frac{\partial}{\partial x} \otimes \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \otimes \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \otimes \frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \otimes \frac{\partial}{\partial t} \qquad /23/$$

и условием

$$\sum_{m=0}^{3} \sum_{n=0}^{3} h^{mn} \Pi^a_m \Pi^b_n = h^{ab}, \qquad /24/$$

эквивалентным условию /22/, поскольку $c^{-2} \neq 0$, а

$$\sum_{m=0}^{3} h^{am} \theta_{mb} = -\frac{1}{c^2} \delta^a_b. \qquad /25/$$

Исторически группа Пуанкаре появилась как группа инвариантности уравнений Максвелла

$$\partial_a F_{mn} + \partial_n F_{am} + \partial_m F_{na} = 0, \quad F_{mn} + F_{nm} = 0,$$
$$\sum_{m=0}^{3} \partial_m F^m_a = 0, \quad F^m_a = \sum_{n=0}^{3} h^{mn} F_{an}, \quad a, m, n \in \{0, 1, 2, 3\}. \qquad /26/$$

4. МИР НЬЮТОНА. КИНЕМАТИЧЕСКИЙ ПРИНЦИП ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

В "нерелятивистском пределе" $c \to \infty$ тензорное поле /20/ переходит в

$$\sum_{a=0}^{3} \sum_{b=0}^{3} \theta_{ab} d^a \otimes d^b = \theta \otimes \theta, \qquad /27/$$

где

$$\theta = \sum_{a=0}^{3} \theta_a d^a = dt, \qquad /28/$$

и, таким образом, факторизуется, т.е. распадается в произведение. Тензорное поле /23/ хотя и не факторизуется, однако тоже становится вырожденным:

$$\sum_{a=0}^{3} \sum_{b=0}^{3} h^{ab} \partial_a \otimes \partial_b = \frac{\partial}{\partial x} \otimes \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \otimes \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \otimes \frac{\partial}{\partial z}. \qquad /29/$$

Вместо /25/ получаем

$$\sum_{m=0}^{3} h^{am} \theta_m = 0. \qquad /30/$$

На первый взгляд может показаться, что группой инвариантности линейной формы /28/ и тензорного поля /29/ является группа Галилея, получающаяся из группы Пуанкаре при $c \to \infty$. Однако это не так. Группой инвариантности пары вырожденных метрических объектов /28/ и /29/, связанных очевидным условием /30/, является группа преобразований /18/

$$\tilde{t} = t + H^0, \quad \tilde{x}^a = \sum_{b=1}^{3} H^a_b(t) x^b + H^a(t), \quad a \in \{1, 2, 3\}, \qquad /31/$$

которую мы называем ортохронной группой Ньютона. Здесь H^0 - произвольная константа, $H^a(t)$ - произвольные функции времени t; $H^a_b(t)$ - функции того же времени, удовлетворяющие в каждый момент времени t условиям ортогональности

$$\sum_{m=1}^{3} \sum_{n=1}^{3} h^{mn} H^a_m(t) H^b_n(t) = h^{ab}, \quad a, b \in \{1, 2, 3\}, \qquad /32/$$

а в остальном - произвольные.

Если пользоваться не линейной формой /28/, а квадратичной формой /27/, то в /31/ вместо $\tilde{t} = t + H^0$ надо писать $\tilde{t} = \pm t + H^0$. В этом случае прилагательное ортохронная надо опускать и говорить просто о группе Ньютона. Очевидно, что ортохронная группа Ньютона является подгруппой группы Ньютона.

Мы видели, что специальная теория относительности является теорией инвариантов группы Пуанкаре. Теперь мы видим, что кинематическая теория относительности является теорией инвариантов группы Ньютона. Специальный принцип относительности состоит в желании изучать инварианты группы Пуанкаре. Кинематический принцип относительности состоит в желании изучать инварианты группы Ньютона.

5. МИР ГАЛИЛЕЯ. СТАРЫЙ СПЕЦИАЛЬНЫЙ ПРИНЦИП ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Если специальный принцип относительности, связанный с желанием изучать инварианты группы Пуанкаре, называть новым, то старым специальным принципом относительности следует называть принцип, связанный с желанием изучать инварианты группы Галилея. Группа преобразований

$$\tilde{t} = \pm t + \Gamma^0, \quad \tilde{x}^a = \sum_{b=1}^{3} \Gamma^a_b x^b + V^a t + \Gamma^a, \quad a \in \{1, 2, 3\}, \qquad /33/$$

Галилея является подгруппой группы Ньютона. В группе Галилея Γ^0, Γ^a и V^a - произвольные константы, Γ^a_b - константы, удовлетворяющие условиям ортогональности

$$\sum_{m=1}^{3} \sum_{n=1}^{3} h^{mn} \Gamma^a_m \Gamma^b_n = h^{ab}, \quad a, b \in \{1, 2, 3\}. \qquad /34/$$

Подчеркнем, что все преобразования Галилея так же, как и преобразования Пуанкаре, линейные. Группа Галилея получается из группы Пуанкаре в результате предельного перехода $c \to \infty$.

Старая специальная теория относительности является теорией инвариантов группы Галилея. Она следующим образом сформулирована Ньютоном:

"Следствие V. Относительные движения друг по отношению к другу тел, заключенных в каком-либо пространстве, одинаковы, покоится ли это пространство или движется равномерно и прямолинейно без вращения" /19/.

Пуанкаре-инвариантную теорию называют релятивистской, а галилей-инвариантную теорию почему-то называют нерелятивистской, хотя слово релятивизм означает относительность. Поэтому здесь слово нерелятивистский надо брать в кавычки, что мы и сделали в разделе 4, говоря о "нерелятивистском" пределе $c \to \infty$.

Важнейшим примером галилей-инвариантных уравнений являются ньютоновы уравнения движения двух тел:

$$m_1 \frac{d^2 \vec{r}_1}{dt^2} = \frac{\vec{r}}{r} F(r), \quad m_2 \frac{d^2 \vec{r}_2}{dt^2} = -\frac{\vec{r}}{r} F(r),$$

$$\vec r = \vec r_2 - \vec r_1, \quad r = |\vec r|. \qquad /35/$$

6. ШЕСТОЕ СЛЕДСТВИЕ НЬЮТОНА

К важной группе преобразований

$$\tilde t = \pm t + \Gamma^0, \quad \tilde x^a = \sum_{b=1}^{3} \Gamma^a_b x^b + H^a(t) \qquad /36/$$

приводит еще одно, а именно шестое, следствие Ньютона:

"Следствие VI. Если несколько тел, движущихся как бы то ни было друг относительно друга, будут подвержены действию равных ускоряющих сил, направленных по параллельным между собою прямым, то эти тела будут продолжать двигаться друг относительно друга так же, как если бы сказанные силы на них не действовали" [19].

Группу преобразований /36/ будем называть группой Галилея-Ньютона. Она является надгруппой группы Галилея и подгруппой группы Ньютона.

Шестым следствием Ньютона пользовался Эйнштейн, изучая ситуацию в падающем лифте.

7. СИСТЕМЫ ОТСЧЕТА

Систему отсчета можно определить как динамическую систему

$$\frac{dx^a}{d\tau} = u^a(x^0, x^1, x^2, x^3), \quad a \in \{0, 1, 2, 3\}, \qquad /37/$$

где векторное поле u^a всюду на пространственно-временном многообразии направлено в будущее. В специальной теории относительности существуют инерциальные системы, а в кинематической теории относительности существуют неинерциальные системы отсчета как динамические системы с метрическими инвариантами пространственно-временного мира.

Ортохронное преобразование Ньютона /31/ приводит к формулам перехода от условно покоящейся к произвольно, как твердое тело, движущейся системе отсчета. Ортохронное преобразование Галилея-Ньютона /36/ приводит к формулам перехода от покоящейся к произвольно, как твердое тело, движущейся без вращения системе отсчета. Ортохронное преобразование Галилея /33/ приводит к формулам перехода от покоящейся к движущейся как твердое тело равномерно и прямолинейно без вращения системе отсчета.

В новой специальной теории относительности переход от условно покоящейся к движущейся как твердое тело равномерно и прямолинейно без вращения системе отсчета задается ортохронным преобра-

зованием Пуанкаре. /Последнее характеризуется условием $\Pi^0_0 > 0$/. Как-нибудь иначе в этой теории твердое тело двигаться не может.

8. ИНЕРЦИАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

В специальной теории относительности - как в старой, так и в новой - можно говорить о связке параллельных мировых прямых. Если прямую из такой связки можно выбирать за ось времени, то саму связку можно называть инерциальной системой. Многообразие инерциальных систем трехмерно. Оно является пространством Евклида в старой и пространством Лобачевского в новой теории относительности [20,21]. Таким образом, создание новой теории относительности было предрешено созданием геометрии Лобачевского. Последняя все больше становится рабочим аппаратом в руках физиков, изучающих высокие энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Свифт Д. Путешествия Лемюэля Гуливера в некоторые отдаленные страны света, сначала хирурга, а потом капитана нескольких кораблей. /Пер. с англ./, "Мол.гвардия", М., 1984, с. 187.
2. Современная буржуазная философия. /Учебн. пособ. под ред. А.С.Богомолова, Ю.К.Мельвиля, И.С.Нарского/. "Высшая школа", М., 1978, с. 155.
3. Станюкович К.П. Гравитационное поле и элементарные частицы. "Наука", М., 1965.
4. В кн.[2], с. 495.
5. Brightman E.Sh. Nature and Values. N.Y., 1945.
6. Penrose R. Quasi-Local Mass and Angular Momentum in General Relativity. Proc.R.Soc.Lond., 1982, A381, p. 53-63.
7. Фаддеев Л.Д. Проблема энергии в теории тяготения Эйнштейна. УФН, 1982, т. 136, вып. 3, с. 435-456.
8. В кн.[3], с. 76.
9. Фок В.А. Теория пространства, времени и тяготения. ГИТТЛ, М., 1956.
10. Логунов А.А., Мествиришвили М.А. Релятивистская теория гравитации. Вест.Моск. ун-та, сер.3: физика, астрономия, 1984, т. 25, №5, с. 3-24.
11. Черников Н.А. Труды VII международного совещания по проблемам квантовой теории поля. ОИЯИ, Д2-84-366, Дубна, 1984, с. 382-410.
12. Лихнерович А. Теория связностей в целом и группы голономий. ИЛ, М., 1960.
13. Веблен О., Уайтхед Дж. Основания дифференциальной геометрии. ИЛ, М., 1949.

14. Орфографический словарь русского языка /Под ред. С.И.Ожегова и А.Б.Шапиро/. Гос. изд. ин. и нац. словарей, М., 1957,
15. Норден А.П. Пространства аффинной связности. М., "Наука", 1976.
16. Клейн Ф. Эрлангенская программа. В кн.: Об основаниях геометрии. Сборник классических работ по геометрии Лобачевского и развитию ее идей. ГИТТЛ, М., 1956, т.1, с.402.
17. Клейн Ф. Неевклидова геометрия. ОНТИ, М.-Л., 1936, с. 31 .
18. Черников Н.А. ОИЯИ, Р2-80-776, Дубна, 1980.
19. Ньютон И. Математические начала натуральной философии. /Пер. с лат. А.Н.Крылова/. В сб. трудов А.Н.Крылова, М.-Л., 1936, т. 7.
20. Черников Н.А. В кн.: Сборник научно-методических статей по теоретической механике. "Высшая школа", М., 1981, вып.11, с. 39-45.
21. Черников Н.А. В кн.: Физика элементарных частиц и атомного ядра. Атомиздат, М., 1973, т. 4, вып.3, с. 773-810.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 марта 1985 года.

Черников Н.А. Р2-85-157

О необходимости создания толкового словаря для гравитационистов

Обращается внимание на разнобой в терминологии в теории относительности и тяготения и на потребность в толковом словаре для гравитационистов. Обсуждаются понятия: ковариантность, инвариантность, три принципа относительности, гравитационная энергия, системы отсчета, координатная карта, атлас многообразия.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Chernikov N.A. P2-85-157

On Necessity of Creation of the Explanatory Dictionary for Gravitationalists

Attention is drawn to inconsistancy in the terminology of relativity theory and gravity and to the necessity of creation of the explanatory dictionary. The following concepts are discussed: covariance, invariance, three principles of relativity, gravitational energy, reference frames, coordinate map, manifold atlas.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985