

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

5422/82

15/11-82

P4-82-603

В.Г.Николенко

ПОНЯТИЯ ДИНАМИКИ
И КОНВЕНЦИЯ ОДНОВРЕМЕННОСТИ

1982

В последнее время часто обсуждается вопрос об изотропии скорости света и тесно связанный с ним вопрос об конвенциональности различных определений одновременности удаленных событий ^{1/}. В работе ^{2/} релятивистская кинематика построена без обращения к понятию одновременности удаленных событий. Природа не вынуждает нас вводить это понятие в кинематике, и его использование скорее дань исторически сложившимся представлениям, основанным на нашем непосредственном зрительном восприятии. Возможность в кинематике обойтись без понятия удаленной одновременности позволяет ожидать подобной ситуации в динамике. При этом надо ожидать некоторой "деформации" привычных представлений, которые связаны с определением одновременности удаленных событий. Прежде всего это относится к зависимости массы от скорости, к интегральным законам сохранения импульса и энергии. Ниже делается попытка проанализировать понятия динамики при отказе от удаленной одновременности. В частности, хотелось бы проследить, что в понятиях динамики "жестко фиксировано" природой, а что является результатом явных или неявных соглашений об одновременности удаленных событий.

Обширнейшая библиография ^{3/}, посвященная понятиям динамики, свидетельствует о широком спектре подходов к этим вопросам. Объем статьи не позволяет рассмотреть критически даже основные подходы. И рассмотрение только излагаемой ниже точки зрения автора, отчасти, оправдано тем, что она приводит к новому взгляду на релятивистскую массу и на место понятия одновременности в динамике.

Понятия инертной массы, импульса /силы/ оказываются неопределенными до формулировки законов динамики. Они появляются вместе с этими законами, определяются для них и с их помощью. В частных случаях можно определить силу /динамометр/ и массу /взвешивание/ до обращения к закону Ньютона, тогда все три величины в законе динамики определены до него. Однако в общем случае мы измеряем только скорости и ускорения тел /например, для планет/ и не имеем независимых от этих измерений операций, "определяющих" силу F и массу m /при этом сила фигурирует в уравнениях как

удобная промежуточная величина, например: $\frac{dP}{dt} = F = J \frac{m_1 m_2}{r^2}$ /. Факти-

чески основываясь на измерениях ускорений, мы подбираем такое выражение для силы и такие значения масс, чтобы они соответствовали закону Ньютона. Естественно, что такая процедура неоднозначна, т.е. F и m определяются с большой долей условности, от которой, вообще говоря, зависит и сам вид закона Ньютона.

Трудности /или невозможность/ формально-логического построения системы определений и законов динамики вынуждают прибегнуть к операционным определениям. Это позволяет избежать физически бессодержательных определений и смешивания величин, обозначаемых одним термином, но отличных по существу. Вообще, если уж мы не можем избежать конвенций, то необходимо хотя бы выяснить их влияние на понятия и законы механики.

1. КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

До того, как заняться выяснением роли конвенции одновременности в динамике, обратимся к некоторым определениям необходимых кинематических понятий, не использующих этой конвенции /в этом пункте следуем работе /2/. При операционном подходе /2/ к кинематике для измерений используются только стандартные часы и сигналы. Из-за отказа от синхронизации часов /от представления о скорости светового сигнала по незамкнутой траектории/ промежуток времени определяется только локально. Т.е. "абсолютный" промежуток времени $\tau_{12}(A)$ определяется лишь для событий, происходящих в точке /т./ часов А, как разность показаний этих часов между событиями 1 и 2. Если события а и b происходят в разных точках, то экспериментальная связь между ними и часами может быть установлена только с помощью сигналов /например, электромагнитных - γ /. Эта связь характеризуется двумя событиями отправления γ -сигналов из точки часов к точкам событий а и b, и двумя событиями прибытия отраженных сигналов в точку часов. Обозначим временной промежуток между отправлениями сигналов как $\tau_{ab}^-(A)$, а между прибытиями отраженных - как $\tau_{ab}^+(A)$. Будем использовать эти обозначения и в случае, если только одно событие происходит не в точке часов. Величины τ_{ab}^{\pm} называем в дальнейшем сигнальными координатами событий /с./.

1.2. Определить характеристики относительного движения двух часов /точки А и В/ и γ -сигналов можно, не прибегая к конвенциональному представлению об изотропии скорости света. Пусть т. В, проходя через т. А /с.1/, удаляется от нее, и с.2 происходит в т.А достаточно скоро после с.1. Из промежутков времени, измеренных часами А и В, составим величины, характеризующие движение т.В и γ относительно т.А:

$$V_B(A) = \frac{\tau_{12}^+(A) - \tau_{12}^-(A)}{\tau_{12}^+(A) + \tau_{12}^-(A)}, \quad \mu_B(A) = \frac{\tau_{12}^+(A) - \tau_{12}^-(A)}{2\tau_{12}(B)} \quad /1/$$

V связано /2/ с μ соотношением: $\mu = V/\sqrt{1-V^2}$. Здесь скорость V, совпадая численно с v/c в специальной теории относительности /СТО/, уже не интерпретируется как путь, пройденный т.В по незамкнутой траектории в единицу времени, т.к. временной интервал определен только локально. Величины V и μ введены для характе-

ристики быстроты движения т.В на незамкнутой траектории. При их измерении сравниваются движения двух объектов: т.В и γ -сигнала, поэтому не имеет смысла говорить о скорости только т.В или только γ -сигнала при прохождении им отрезка траектории в одном направлении.

1.3. Если для произвольных соб.1,2 в т.А и соб.3,4 в т.В при обмене γ выполняются соотношения:

$$\tau_{12}(A) = \tau_{12}^+(B), \quad \tau_{34}(B) = \tau_{34}^+(A), \quad /A/$$

то точки А и В называются /2/ покоящимися относительно друг друга. Из определения /A/ следует, что для таких точек величина $\tau_{13} = [\tau_{13}^+(A) - \tau_{13}^-(A)]/2$, называемая расстоянием между точками А и В, не меняется от измерения к измерению.

Определение В. Если в системе покоящихся точек времена пробега γ -сигналами любой замкнутой траектории в обоих направлениях равны, то такая система точек, используемая для кинематических измерений, будет называться /2/ системой отсчета /с.о./. Заметим, что точки, равномерно вращающиеся по окружности, не являются точками с.о., хотя они и покоятся /согласно /A// относительно друг друга. Мы не называем с.о. инерциальной, так как она определяется здесь с помощью только кинематических методов измерения.

1.4. Покоящиеся точки с.о. позволяют говорить о координации событий 1 и 2 в трехмерном пространстве с помощью вектора τ_{12} . Кроме этого, вследствие выполнения условий /A/ и /B/, для двух с.1 и 2 в удаленных точках с.о. существует /2/ еще одна удобная величина для координации с.1 и 2:

$$T_{12}(\eta) = \frac{1}{2} [\tau_{12}^+ + \tau_{12}^-] - \bar{\tau}_{12} \cdot \bar{\eta},$$

$\bar{\eta}$ произвольный вектор с $|\bar{\eta}| \leq 1$. Ее удобство состоит в следующем: а/ она не зависит от того, часами какой точки данной с.о. измеряются τ_{12}^{\pm} ; б/ для взаимодействия, распространяющегося между событиями 1 и 2 медленней γ , $T_{12}(\eta) > 0$; в/ для любых с. 1,2,3 $T_{12}(\eta) + T_{23}(\eta) = T_{13}(\eta)$; г/ если с.1 и 2 происходят в т.0, то $T_{12}(\eta) = \tau_{12}(0)$. Эти свойства $T(\eta)$ позволяют называть ее временной координатой*. Конвенциональность $T_{12}(\eta)$ сказывается в том, что можно выбрать разные $\bar{\eta}$ при одних и тех же сигнальных координатах τ^{\pm} для с.1 и 2 /в СТО $\eta=0$ /. Вообще говоря, нет необходимости координировать некоторые события с помощью координат $T(\eta)$ и $\bar{\tau}$ /четыре сигнальные координаты, измеренные из трех не лежащих на прямой точек с.о., однозначно задают событие /2/ /.

* Обычно используемая временная координата Рейхенбаха является частным случаем величины T.

Для нас $T(\eta)$ и \bar{r} удобны еще тем, что, изменяя η , можно перейти от случая СТО / $\eta = 0$ / к более общему и тем самым выявить конвенциональные "компоненты" в понятиях массы и силы.

2. МАССА, ИМПУЛЬС, ЭНЕРГИЯ

2.1. Инертная масса m проявляется при взаимодействии движущихся тел, поэтому для ее определения непригодна такая операция, как взвешивание. Наиболее естественными являются определения, данные Сен-Венаном и Махом^{/3/}. Подобное определение можно сделать и в релятивистской динамике /хотя существует и прямо противоположное мнение^{/4/}.

Пусть имеем частицы 1 и 2, которые превращаются после взаимодействия в частицы 3 и 4. Измеряя в некоторой с.о. характеристики (μ) движения этих частиц в различных столкновениях, мы можем ввести понятие импульса частицы $P = m\mu = mV/\sqrt{1-V^2}$ и ее энергии $E = \sqrt{P^2 + m^2}$, основываясь, прежде всего, на существовании четырех сохраняющихся величин /трех проекций суммарного импульса и суммы энергий до и после взаимодействия/:

$$n_1 \mu_1^{(a)} + n_2 \mu_2^{(a)} = n_3 \mu_3^{(a)} + n_4 \mu_4^{(a)}, \quad a = 1, 2, 3, \quad /2/$$

$$\sqrt{n_1^2 + (n_1 \mu_1)^2} + \sqrt{n_2^2 + (n_2 \mu_2)^2} = \sqrt{n_3^2 + (n_3 \mu_3)^2} + \sqrt{n_4^2 + (n_4 \mu_4)^2}$$

$$(\mu)^2 = \sum_a (\mu^{(a)})^2.$$

Из первых трех уравнений можно определить отношения $m_2 = n_2/n_1$, $m_3 = n_3/n_1$, $m_4 = n_4/n_1$, называемые массами /при этом частицу 1 считаем эталоном в измерениях масс/.

То, что частица характеризуется одним и тем же значением m при разных взаимодействиях, является удивительным законом взаимодействия * частиц, независимым от законов /2/. /Заметим, что сохранение P в /2/ позволяет называть с.о., определенную в п. 1.3., инерциальной/. Величина m характеризует отношение инертных свойств по крайней мере двух частиц. Но введение эталонной частицы для измерения масс провоцирует на абстракцию от этой важной стороны понятия массы и ведет к интерпретации массы как характеристики отдельной частицы /например, как "количества вещества" частицы/. Но пока не существует теории массы как

* Определяемые из /2/ массы характеризуют свободные частицы, т.к. соотношения /2/ не должны выполняться в процессе взаимодействия частиц.

внутреннего свойства частицы, и масса выступает только как отношение свойств частиц. Хотя определенная выше масса входит в выражение для P и E так же, как и масса покоя в СТО, термин "Масса покоя" в нашем случае совершенно неоправдан, так как m в /2/ имеет динамическую природу и измеряется только в движении. Напротив, в СТО масса покоя определена как частный случай массы движущейся $m/\sqrt{1-V^2}$, и поэтому термин "Масса покоя" является естественным в СТО.

2.2. Рассмотрим критически основания, приводящие в СТО к определению массы как величины $m/\sqrt{1-V^2}$. Переход от ньютоновской динамики к релятивистской связан с уточнением понятия импульса частицы / $P = mV/\sqrt{1-V^2}$ вместо $P = mV$ /. При этом казалось удобным оставить старое определение импульса как произведения скорости на массу, а отсюда уже с формальной необходимостью следует новое определение массы как $m/\sqrt{1-V^2}$. Однако величина $\mu = V/\sqrt{1-V^2}$, как видно из п. 1.2, является не менее естественной характеристикой движения *, чем V , и импульс можно с не меньшим правом определить как произведение массы m на μ .

Но определение СТО для массы движущегося тела основано не только на этих формальных соображениях, а также на принципе сохранения центра масс, перенесенном из ньютоновской динамики в релятивистскую. Нетрудно показать, что этот принцип основывается не только на законе сохранения импульса, но и на конвенции одновременности. Пусть два тела с нулевым суммарным импульсом разлетаются из точки А /с.1/ со скоростями v и V , и с.2,3 в точках тел, например, выбраны так, что для временных координат $T(\eta)$ /см. п.1.4/ выполняется равенство:

$$T_{12}(\eta) = T_{13}(\eta). \quad /3/$$

Из этого равенства и закона сохранения импульса следует /см. /1/, /2// соотношение:

$$r_{12} m \frac{1 - \bar{\eta} \bar{v}}{\sqrt{1 - v^2}} = r_{13} M \frac{1 - \bar{\eta} \bar{V}}{\sqrt{1 - V^2}}. \quad /4/$$

Это является в СТО / $\eta = 0$, с.2 и 3 - одновременны/ основанием для определения массы как $m/\sqrt{1-v^2}$. Из приведенного рассуждения вытекает, что последнее утверждение о массе и сам принцип сохранения центра масс /4/ изменится при принятии другой конвенции об одновременности удаленных событий / $\eta \neq 0$ /. Таким образом, принцип сохранения центра масс /4/ для удаленных тел конвенционален, и не имеет нового фактического содержания в сравнении с законом сохранения импульса. Поэтому и определение массы движущейся

* В отличие от dV , $d\bar{\mu}$ имеет то же направление, что и сила, поэтому μ является более естественной, чем V , характеристикой движения.

гося тела в СТО конвенционально, и от него можно отказаться без ущерба. Более того, при этом отпадает необходимость в представлениях о продольной и поперечной массах, в утверждении о так называемой эквивалентности массы и энергии. /При определении, данном в п. 2.1, масса m /измеряемая в движении/ равна численно энергии только для покоящегося тела/. Но дело не только в упрощении существа понятия массы. Интересна сама возможность последовательно провести необычный взгляд на релятивистскую массу, что безразлично для будущей теории массы.

3. СИЛА И ОДНОВРЕМЕННОСТЬ

В общем случае силу можно определить как отношение передаваемого импульса ΔP_{12} между событиями 1 и 2 к изменению между этими событиями некоторой временной координаты T_{12} . Но раз временная координата $T(\eta)$ конвенциональна, то и определение силы будет содержать эту конвенцию. Почему же при множестве возможных определений силы экспериментальные факты не зависят от конвенций в этих определениях? Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим, какие экспериментальные факты мы сопоставляем с уравнением Ньютона. В динамике, как и в кинематике, фактом эксперимента является некоторое множество событий и связь между ними /сам же вид как временных, так и пространственных координат выбирается и из соображений удобства/. Знать движение тела в поле сил - значит сопоставить ряд событий $(a, b, \dots, m, n, \dots, r)$ в точке тела с рядом пар событий $(A, B, \dots, M, N, \dots, R)$ в точках часов некоторой инерциальной с.о. /вообще говоря, достаточно /2/ иметь трое часов/. Это сопоставление сводится обычно к функции пространственных координат тела от временной координаты. Измеряя изменения импульсов ΔP_{mn} между соседними событиями (m, n) для различных пробных тел и обобщая результаты измерений, мы приходим к понятию передаваемого телу импульса и к понятию силы $F = \Delta P_{mn} / T_{mn}$. После этого, для расчета движения некоторого тела (m', n') - события в его точке/ с известной массой, используется закон Ньютона

$$\frac{\Delta P_{mn}}{T_{mn}} \equiv F = \frac{\Delta P'_{m'n'}}{T'_{m'n'}} \quad /5/$$

В /5/ величины, стоящие слева и справа, измеряются в подобных операциях, но они отличаются по своему теоретическому статусу / F характеризует "активность" поля по отношению к данному телу, хотя сама F измерялась по движению пробных тел/.

Соотношение /5/ является просто следствием закона сохранения импульса, но из-за того, что в качестве одного из сопоставляемых рядов событий выбираются события стандартных часов, мы приобретаем возможность сравнивать между собой ΔP_{mn} и $\Delta P'_{m'n'}$. А считая F в /5/ заданной, рассматриваем /5/ как уравнение движения данного тела.

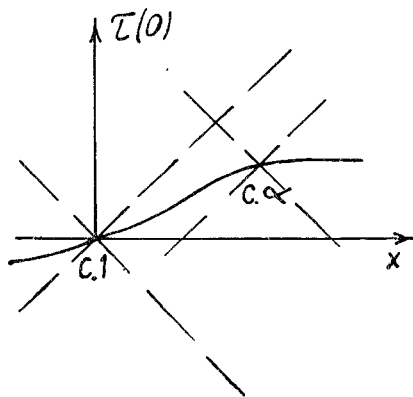
Роль временной координаты в уравнении /5/ сводится к тому, чтобы изменению импульсов пробного тела ΔP_{mn} , отнесенного к парам событий M, N в часах/ чему соответствует изменение временной координаты T_{mn} /, было поставлено в соответствие с изменением импульса $\Delta P'_{m'n'}$ исследуемого тела, отнесенного, конечно, к другим парам m', n' в тех же часах, но таким, что $T_{mn} = T'_{m'n'}$. Результат интегрирования уравнения /5/ от начального события a в точке тела до конечного события r не будет зависеть от выбранной переменной интегрирования $T(\eta)$. Именно из-за этого конвенциональность в уравнениях движения не сказывается на предсказываемые факты /например, на совпадение нашего тела при событиях a и r с другими телами/. Вообще, можно выбрать неконвенциональный временной параметр в /5/, например, временной интервал по часам, движущимся вместе и одинаково с телом. В таком случае мы избегаем рассматриваемой конвенции в определении силы.

4. НЕСВЯЗАННЫЕ СОБЫТИЯ

Энергии и импульсы в локальных законах сохранения /2/ относятся к объектам до и после единичного акта взаимодействия. Чтобы распространить эти законы на взаимодействия, происходящие в разных местах, необходимо суммировать энергии и импульсы удаленных объектов. Тогда можно получить соответствующие интегральные законы сохранения. Если при взаимодействии объекты не движутся, то нетрудно проинтегрировать E по трехмерному пространству, не опасаясь многократного включения в сумму одного и того же объекта или пропуска его. Подобно этому, если частицы двигаются, но не взаимодействуют, то можно промаркировать их некоторыми событиями с единственным требованием: каждой частице соответствует только одно событие. Тогда множество таких событий может служить "областью" суммирования. При этом неважно, в каком координатном /временном и пространственном/ отношении находятся сами маркирующие события, результат суммирования всегда будет один и тот же.

Даже если при взаимодействии само многообразие объектов и их энергии /импульсы/ меняются со временем, то все же можно выделить множество событий таких, что эти события не могут даже потенциально находиться в причинно-следственной /сигнальной/ связи между собой. Тем самым, в этом множестве не может быть двух событий, принадлежащих одному и тому же объекту /такое множество в принципе могло бы и не существовать, если бы существовал бесконечно быстрый агент взаимодействий/. Такое множество будем называть множеством несвязанных событий N . Если оно включает все возможные несвязанные события, то оно полно, и только тогда можно над этим множеством N интегрировать E и P /и другие аддитивные характеристики/.

Но насколько мы свободны в выборе для данного события полного множества несвязанных событий? Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим, какие отношения между событиями устанавливает распространение самого быстрого сигнала. Пусть такие сигналы, распространяясь в пространстве покоящихся точек, собираются одновременно в т.А в момент интересующего нас с.1, а затем расходятся после отражения /с.1/ от т.А. Множество событий P_1 в точках трехмерного пространства, имеющих место до прохождения сходящихся сигналов, произошли до с.1, а множество событий F_1 , имеющих место после прохождения расходящегося сигнала, происходят после с.1. Остальные события составляют множество M_1 несвязанных событий с событием 1 /если электромагнитный сигнал - самый быстрый, то M_1 - пространственноподобная область, а $F_1 + P_1$ - времениподобная/. Если мы исключим с.1 из M_1 , то среди оставшихся событий будут как связанные, так и несвязанные между собой. Поэтому множество N /раз мы хотим, чтобы в него вошло с.1/ будет подмножеством $M_1 (N \in M_1)$. Из M_1 нужно выбрать полное множество несвязанных событий N , так, чтобы по отношению к любому событию a , принадлежащему M_1 , остальные события этого множества лежали в $M_a (N \in M_a, \text{ как и } N \in M_1)$. Рисунок демонстрирует эту возможность для случая, когда покоящиеся точки пространственно упорядочены координатой x , а события в точке при данном x упорядочены показаниями часов, лежащих в этой точке. На рисунке пунктирные линии разделяют области множеств P_a, F_a, M_a для событий a , одно из множеств N показано сплошной линией. Сплошная линия должна иметь всюду меньший наклон, чем пунктирные прямые. Только это и ограничивает выбор N на рисунке. В общем случае полное множество несвязанных событий N представляет собой поверхность, заданную на трехмерном пространстве покоящихся точек, т.е. чтобы не пропустить в суммировании какого-нибудь объекта, мы должны "просмотреть" события во всех точках трехмерного пространства.



Существенно, что значения интегралов для E и P не будут зависеть от выбора множества N . В самом деле: 1/ ни один объект не может попасть с одной стороны поверхности N на другую, не пересекая ее, а пересечь ее он может только однажды, значит, в множестве N любой объект представлен только одним событием; 2/ из-за того, что ΣE и ΣP имеют одно и то же значение до и после локального взаимодействия /см. /2//, результат интегрирования совпадает

для двух поверхностей N и N' таких, что рассматриваемое взаимодействие лежит между ними.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В механике Ньютона двум событиям приписывается абсолютный промежуток времени, даже если не существует прибора, которым эта величина могла бы быть измерена. В СТО этим событиям соответствуют разные промежутки времени в различных инерциальных с.о., но, как и раньше, используется только одна временная координата в определенной с.о. В последнее время много места уделяется доказательству и обсуждению такого утверждения: и в одной инерциальной с.о. в зависимости от конвенции об одновременности удаленных событий можно выбирать различные временные координаты^{1/}. При построении релятивистской кинематики, без использования представления об удаленной одновременности^{2/}, намного упрощается как логическая структура теории, так и интерпретация экспериментальных фактов, то есть понятие удаленной одновременности не необходимо, по крайней мере, в кинематике.

Какие же существуют основания для представления об удаленной одновременности в динамике? Рассматривая выше интегральные законы сохранения, мы были вынуждены ввести понятие множества несвязанных событий N . А обычно в качестве несвязанных событий используют именно одновременные события. /Рейхенбах^{5/} называл два несвязанных события потенциально одновременными/. И разным конвенциям одновременности соответствуют разные множества несвязанных событий N . В самом деле, некоторому множеству несвязанных событий можно приписать нулевые значения временной координаты и отсчитывать ее по часам инерциальной с.о. от событий этого множества. Тогда события с одинаковой временной координатой тоже будут несвязаны между собой. И для этой временной координаты будут справедливы свойства, перечисленные в п.1.4. Все это и дает некоторые основания называть события с одинаковыми значениями такой временной координаты одновременными. Таким образом, определение удаленной одновременности основывается на несвязанности событий и на выборе вида временной координаты, основанном, в свою очередь, на выборе несвязанного множества N конкретного вида. Обусловленная этим конвенциональность временной координаты не исключает того, что при некотором ее выборе задача или закон выглядят проще. Последнее и имеет место в СТО, где физическая "равноправность" разных инерциальных с.о. /невозможность выделить покоящуюся с.о./ отражается в одинаковом виде уравнений в разных с.о., благодаря выбору разных множеств одновременных событий в разных с.о.

Таким образом, в интегральных законах сохранения мы вынуждены использовать множества несвязанных событий или частный слу-

чай таких множеств - множества одновременных событий. При этом мы не используем в понятии удаленной одновременности никакого другого фактического содержания, кроме того, которое принадлежит понятию несвязанных событий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тяпкин А.А. ОИЯИ, 766, Дубна, 1961;
Lett, Nuovo. Cim., 1973, 7, p. 760.
Winnie J.A. J.Phil.Sci., 1970, 37, p. 81.
Beauregard L.A. Found Phys., 1977, 7, p. 789.
Karlov L. Aust. J. Phys., 1970, 23, p. 243.
2. Nikolenko V.I. JINR, Dubna, E4-80-845, E4-81-357, 1981;
E4-82-273, Dubna, 1982.
3. Джеммер М. Понятие массы в классической и современной физике, "Прогресс", М., 1967.
4. Матвеев А.Н. В сб.: История и методология естественных наук, вып. XX, 1, физика, с. 69, Изд. МГУ, М., 1981.
5. Грюнбаум А. Философские проблемы пространства и времени "Прогресс", М., 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 августа 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
Д17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
Д6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

II

Николенко В.Г.
Понятия динамики и конвенция одновременности

P4-82-603

Рассматриваются следствия отказа от конвенции одновременности удаленных событий в релятивистской динамике. Даются операционные определения динамических величин без использования удаленной одновременности. Это приводит к отказу от представления о возрастании массы со скоростью, основанного на этой конвенции. При рассмотрении интегральных законов сохранения вводится понятие множества несвязанных событий, которое включает в себя в качестве частных случаев соответствующие разным конвенциям множества одновременных событий.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Nikolenko V.G.
Concepts of Dynamics and Convention of Simultaneity

P4-82-603

The results of the refusal from the convention of simultaneity of remote events in relativistic dynamics are considered. The operational definitions of dynamical quantities are given (without using the remote simultaneity). This leads to the refusal from the concept about increasing of mass with increasing the velocity, based on this convention. For formulating the integral law conservation the concept of a set of unbound events is introduced. This set includes as particular cases sets of simultaneous events corresponding to different conventions of simultaneity.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой .