

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Нелокальность и несепарабельность
квантовых и релятивистских систем

А.В. Белинский, И.И. Джадан

Обсуждается понятие нелокальности и её роль в нарушении неравенств Белла (НБ). Выявлена более слабая нелокальность по сравнению со "Spooky Action at a Distance" Альберта Эйнштейна, при этом не противоречащая принципам специальной теории относительности (СТО). Описан корреляционный статистический эксперимент с нарушением неравенства Клаузера–Хорна–Шимони–Хольта в СТО, при котором проявляется слабая нелокальность. Корреляция в таком эксперименте распространяется с бесконечной скоростью в собственной системе отсчёта измерительного прибора.

Ключевые слова: неравенства Белла, нелокальность, СТО, "жуткое действие на расстоянии", запутанные состояния

PACS numbers: 03.37.+p, 03.65.Ud, 03.67.Bg

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.08.040002>

Содержание

1. Введение (205).
 2. Неравенство Белла вида Клаузера–Хорна–Шимони–Хольта (206).
 3. Пример нарушения неравенств Белла вида Клаузера–Хорна–Шимони–Хольта в специальной теории относительности (207).
 4. Выводы (210).
- Список литературы (211).

1. Введение

Несмотря на беспрецедентный практический успех квантовой механики (КМ) и продолжающуюся нарастающими темпами "вторую квантовую революцию", общепризнанного объяснения квантовым эффектам пока так и не найдено. Наоборот, множатся попытки "неконвенционального" объяснения квантовой реальности путём привлечения идеи ретрокаузальности, утверждения "супердетерминизма" и отказа от единой объективной реальности. Между тем огромное влияние квантовой механики на весь спектр научных дисциплин требует определённости в понимании квантовых явлений. Присуждение Нобелевской премии 2022 года за экспериментальное подтверждение парадоксальности квантовой механики не освобождает нас от обязанности стремиться к избавлению физики от необъяснимости и спорности теорий и их интерпретаций.

В недавно вышедшем обзоре [1], посвящённом Нобелевским лауреатам по физике 2022 года, авторы подняли важный и принципиальный для всей физики вопрос: как понимать квантовую механику? Нефизикам может показаться странным, что одна из самых успешных физических теорий до сих пор полна загадок, и вокруг неё продолжают кипеть споры. Тем более это странно, если учесть огромное влияние, которое оказало само появление квантовой механики не только на научную парадигму, но и на область околonaучных философских построений. Однако весьма рискованным выглядит попытка положить в фундамент картины мира нечто, отнюдь не несомненно чего нет уверенности в его прочности и незыблемости.

В обзоре [1] среди прочего описана попытка дать объяснение ряду наиболее парадоксальных квантовых эффектов с привлечением идеи ретрокаузальности и с построением на её основе расширенного формализма квантовой теории. Надо признать необычность и математическую красоту данного метода, однако встаёт вполне законный вопрос: действительно ли без идеи ретрокаузальности в квантовой механике никак не обойтись? Или для объяснения квантовых эффектов можно воспользоваться более консервативными предположениями? Аналогичный вопрос вызывает и квантовая нелокальность: действительно ли мы должны считать её "таинственным действием на расстоянии", или же для объяснения соответствующих эффектов, например, [1–7], вполне достаточно более слабого и при этом совместимого со специальной теорией относительности (СТО) предположения?

Анализ нарушений неравенств Белла (НБ) [8–10] в своё время привёл к однозначному опровержению локального реализма в квантовой механике. Однако причин нарушений здесь может быть две: нелокальность и/или квантовая суперпозиция. Из ряда других экспериментов, например [11, 12], следует, что, скорее всего,

А.В. Белинский^(*), И.И. Джадан^(†)Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет,
Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: ^(*) belinsky@physics.msu.ru, ^(†) idzhadan@yandex.ruСтатья поступила 16 июня 2025 г.,
после доработки 4 августа 2025 г.

имеют место обе. Джон Белл [8] выводил свои неравенства исходя из двух посылок: реальности существования значений величин, наблюдаемых до измерения, и независимости измерения от настроек удалённого детектора. Дословно: "*the result of the measurements of one system be unaffected by operations on a distant system with which it has interacted in the past*"¹. Суперпозиция, если её понимать как отсутствие измеряемого свойства до измерения, означает отрицание первой посылки, а нелокальность — второй.

Вместе с тем не исключены и другие, менее явные, условия соблюдения неравенств Белла. Например, действия экспериментаторов и работа детекторов не должны быть каким-то образом коррелированы под влиянием взаимодействия в прошлом. Также подразумевается, что существование значений измеряемых свойств должно оставаться объективным, в том смысле что не должно быть ситуации, при которой один экспериментатор получает одно, а другой — что-то иное. Не должно быть и так, что существование значения свойства или его отсутствие зависит от действий "на бумаге", например от выбора одной из равноправных систем отсчёта (СО).

2. Неравенство Белла вида Клаузера – Хорна – Шимони – Хольта

Кратко напомним вывод НБ в форме Клаузера – Хорна – Шимони – Хольта (КХШХ) [14–16] с соответствующими нашей ситуации акцентами. В простейшем случае [10, 17] взята арифметическая формула $s_i = a_i(b_i + b'_i) + a'_i(b_i - b'_i)$, где $a_i^{(j)}, b_i^{(j)} = \pm 1$ — значения дихотомных случайных величин, полученные в результате четырёх измерений, объединяемых в данном случае в одно "четырёхмерное" с индексом i . Величина s_i может принимать только два значения: $+2$ и -2 , поскольку всегда одно из выражений, стоящих в скобках, будет равно нулю, откуда следует равенство $|s_i| = 2$, и, учитывая умножение на вероятности для получения средних величин, из него вытекает неравенство $\langle |s_i| \rangle \leq 2$.

Важно подчеркнуть, что четвёрка величин a_i, a'_i, b_i, b'_i должна описываться четырёхмерными условными вероятностями [13]. Таким образом, неравенство $\langle |s_i| \rangle \leq 2$ для сохранения своей универсальной истинности имплицитно требует совместного существования значений в каждом четырёхмерном измерении. Если же число получаемых значений больше четырёх, что может случиться в случае определённой функциональной зависимости наблюдаемых друг от друга, то неравенство нарушается. Фактически это означает переход от описания в рамках четырёхмерных условных вероятностей к большей размерности, вплоть до восьмимерной [20].

Итак, достаточными основаниями для вывода неравенства могут быть физические требования локальности и реализма. И, в соответствии с известным логическим правилом де Моргана, отрицание неравенства означает либо отрицание локальности, либо реализма, либо того и другого. На этом основании в физическом дискурсе принято говорить о нарушении локального реализма как о "физической причине" нарушения соответствующ-

щих неравенств, хотя из нарушения локального реализма логически не следует нарушения неравенств, а наоборот: из нарушения неравенств следует нарушение локальности, либо реализма, либо того и другого.

Если описанное четырёхмерное измерение будет повторено достаточно большое число раз $N \gg 1$, будет верно неравенство:

$$S_i = \left| \sum_{i=1}^N s_i \right| = \left| \sum_{i=1}^N [a_i b_i + a_i b'_i + a'_i b_i - a'_i b'_i] \right| \leq 2N. \quad (2.1)$$

Обозначим варианты корреляции значений в каждой компоненте (2.1) как $(++)$, $(--)$, $(+-)$ и $(-+)$, а число выпадения любого варианта в серии из N совместных измерений для значений $a_i^{(j)}$ и $b_i^{(j)}$ ($a_i^{(j)}, b_i^{(j)} \in \{-1, +1\}$) пары случайных величин $A^{(j)}$ и $B^{(j)}$: $n_{a^{(j)}b^{(j)}}^{++}, n_{a^{(j)}b^{(j)}}^{--}, n_{a^{(j)}b^{(j)}}^{+-}, n_{a^{(j)}b^{(j)}}^{-+}$. Тогда $n_{a^{(j)}b^{(j)}}^{++} + n_{a^{(j)}b^{(j)}}^{--} + n_{a^{(j)}b^{(j)}}^{+-} + n_{a^{(j)}b^{(j)}}^{-+} = N$. Обозначим число корреляций и число антикорреляций для полученных при измерении значений пары случайных величин $A^{(j)}$ и $B^{(j)}$:

$$N_{a^{(j)}b^{(j)}}^{\text{cor}} \stackrel{\text{def}}{=} n_{a^{(j)}b^{(j)}}^{++} + n_{a^{(j)}b^{(j)}}^{--}, \quad N_{a^{(j)}b^{(j)}}^{\text{ant}} \stackrel{\text{def}}{=} n_{a^{(j)}b^{(j)}}^{+-} + n_{a^{(j)}b^{(j)}}^{-+}.$$

Определим момент для пары случайных величин $A^{(j)}$ и $B^{(j)}$ как

$$\langle A^{(j)} B^{(j)} \rangle \stackrel{\text{def}}{=} \frac{(N_{a^{(j)}b^{(j)}}^{\text{cor}} - N_{a^{(j)}b^{(j)}}^{\text{ant}})}{N} = P_{A^{(j)}B^{(j)}}^{\text{cor}} - P_{A^{(j)}B^{(j)}}^{\text{ant}}$$

представительной выборки достаточно большого N . Поскольку для коррелирующих пар произведение значений $a_i^{(j)} b_i^{(j)}$ всегда положительно и равно 1, а для антикоррелирующих всегда равно -1 , то $\langle A^{(j)} B^{(j)} \rangle = (\sum_{i=1}^N a_i^{(j)} b_i^{(j)})/N$, и неравенство (2.1) переходит в КХШХ:

$$\begin{aligned} & |\langle AB \rangle + \langle AB' \rangle + \langle A'B \rangle - \langle A'B' \rangle| = \\ & = \left| \frac{(\sum_{i=1}^N a_i b_i)}{N} + \frac{(\sum_{i=1}^N a_i b'_i)}{N} + \frac{(\sum_{i=1}^N a'_i b_i)}{N} - \right. \\ & \quad \left. - \frac{(\sum_{i=1}^N a'_i b'_i)}{N} \right| \leq 2. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Его можно также вывести исключительно из существования четырёхмерных классических распределений вероятности без дополнительных предположений [13].

В некоторых случаях более удобно равносильное неравенство для вероятностей. Поскольку при достаточно большом N $P_{A^{(j)}B^{(j)}}^{\text{cor}} = N_{a^{(j)}b^{(j)}}^{\text{cor}}/N$ и $P_{A^{(j)}B^{(j)}}^{\text{ant}} = N_{a^{(j)}b^{(j)}}^{\text{ant}}/N$, имеем $\langle A^{(j)} B^{(j)} \rangle = P_{A^{(j)}B^{(j)}}^{\text{cor}} - P_{A^{(j)}B^{(j)}}^{\text{ant}} = 2P_{A^{(j)}B^{(j)}}^{\text{cor}} - 1$, и (2.2) может быть переписано как

$$0 \leq P_{AB}^{\text{cor}} + P_{AB'}^{\text{cor}} + P_{A'B}^{\text{cor}} - P_{A'B'}^{\text{cor}} \leq 2. \quad (2.3)$$

Неравенства выводятся из выполнения условия совместного существования значений в каждом четырёхмерном измерении. Физически это означает, что они существовали независимо от актов измерения, а значит — и до таких актов, ведь в экспериментах с запутанными парами частиц измерения производятся не одновременно. Дело в том, что штрихованные и нештрихован-

¹ "Результат измерения одной системы не должен испытывать влияние действий, производимых над удалённой системой, с которой в прошлом она взаимодействовала". (Пер. авторов статьи.)

ные наблюдаемые в реальных экспериментах соответствуют разным углам поворота поляризационных анализаторов, которые не могут принимать сразу два различных значения, т.е. фактическое измерение несёт информацию только о двух из четырёх величин: по одной из пар (a_i, a'_i) и (b_i, b'_i) .

Совместное существование значений в каждом четырёхмерном измерении обычно называется "реализмом свойств" (РС). Отсутствие влияния результата A на результат B означает их локальность (Л). Поэтому можно утверждать, что неравенства Белла в форме КХШХ следуют из "реализма свойств" и локальности: $(РС \wedge Л) \Rightarrow \Rightarrow НБ - КХШХ$. В таком случае, согласно правилу де Моргана, нарушение неравенств ведёт либо к нарушению "реализма свойств", либо к нарушению локальности, либо к тому и другому: $\neg НБ - КХШХ \Rightarrow (\neg РС \vee \neg Л)$. Таким образом, если в физической теории по каким-то объективным причинам не может быть соблюдено требование "реализма свойств", это уже объясняет результаты физических экспериментов с нарушением неравенств, и искать объяснение в нелокальности нет необходимости. Для нелокальности найдётся место тогда, когда в теории будут чётко объяснены её механизмы. Она не должна быть постулирована в качестве некоего "таинственного действия", хотя и проявляется в редукции волновой функции при измерении. Но является ли такая редукция действием? Вряд ли, ведь она может быть сверхсветовой, а силовое сверхсветовое воздействие, согласно СТО, невозможно. А информационное? С одной стороны, передача информации со сверхсветовой скоростью тоже невозможна согласно по-communication theorem [18]. А с другой — волновая функция может редуцировать достаточно быстро в запутанной паре частиц. Но каков статус существования волновой функции? Объективный или чисто расчётный? А если роль волновой функции сводится лишь к вычислительному приёму, аналогично логарифмической линейке, то такой нелокальности вроде и нет? Но рассмотрим простой пример. Если измерение энергии, или импульса, или момента импульса одной из запутанных по данным параметрам частиц даёт статистический, не известный заранее результат, то исход регистрации второй — предопределён и однозначно зависит от первого. Откуда вторая частица его "узнала", если она находится далеко и никакими известными видами взаимодействия с ней не общалась? Очевидно, что всё дело в соблюдении законов сохранения, которые, в свою очередь, следуют из однородности и изотропности пространства — времени, как следует из теоремы Эмми Нётер [19]. Итак, именно само пространство — время ответственно за квантовую нелокальность, сомнений в существовании которой также возникать не должно [21].

3. Пример нарушения неравенств Белла вида Клаузера — Хорна — Шимони — Хольта в специальной теории относительности

В недавней работе [26] на конкретном примере показана возможность нарушения НБ — КХШХ в релятивистском чисто классическом случае. Однако формат журнала не позволил нам подробно обосновать такой результат и проанализировать его причины. Здесь мы рассмотрим другой мысленный эксперимент с четырьмя удалёнными друг от друга радиоактивными ядрами. Обозначим дан-

ные ядра R_1, R_2, R_3, R_4 . Согласно закону радиоактивного распада, $dN/dt = -kN$, N — число ядер, dN — число распадов, k — вероятность распада за единицу времени (постоянная распада). Зависимость числа распавшихся ядер от времени является экспоненциальной, но в нашем мысленном эксперименте для простоты на небольшом интервале времени будем считать эту зависимость линейной. При том что выбор четырёх распадающихся ядер в качестве стохастической системы является чисто иллюстративным, нетрудно придумать другие примеры, когда зависимость числа происходящих случайных событий от времени является строго линейной.

Итак, вероятность $P(A_{ij})$ распада ядра R_j за промежуток времени Δt_{ij} , измеренный в собственной канонической системе отсчёта S_j ядра R_j , равна $P(A_{ij}) = k\Delta t_{ij}$. Будем обозначать A_{ij} состояние ядра, покоящегося в СО S_i , измеренное в СО S_j . Левый индекс здесь указывает на ядро, а правый — на СО, в которой измеряется время.

Согласно принятой терминологии, каноническими системами отсчёта являются такие, тела отсчёта которых движутся без ускорений, а собственной СО для тела B является такая, в которой скорость этого тела равна нулю. Поскольку движение в СТО относительно, а все канонические системы отсчёта равноправны, нам приходится делать выбор, какую из двух СО считать "покоящейся", а какую — "движущейся". Если мы определим СО S_i как "движущуюся", а S_j как "покоящуюся", то часы, для которых движущаяся система S_i является собственной, в результате релятивистского замедления времени будут отставать от часов, для которых собственной СО является S_j :

$$\Delta t_{ij} = \frac{\Delta t_{ii}}{\gamma_{ij}} = \Delta t_{ii} \sqrt{1 - \frac{v_{ij}^2}{c^2}} \stackrel{\text{def}}{=} \Delta t_{ii} r_{ij},$$

где

$$\gamma_{ij} = \frac{1}{\sqrt{1 - v_{ij}^2/c^2}} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{r_{ij}}$$

— релятивистский множитель, v_{ij} — скорость R_i относительно R_j , Δt_{ii} — отрезок времени, измеренный часами, для которых собственной СО является S_i , Δt_{ij} — отрезок времени между теми же двумя событиями, что и Δt_{ii} , но измеренный часами, для которых собственной СО является S_j . Таким образом, левым индексом пронумерованы пары событий измерения промежутка времени, а правым — системы отсчёта, в которых измерялся промежуток времени между событиями в данной паре.

Под "измерением в СО S_j " в общем случае следует понимать привязку времени и пространственных координат сделанного измерения состояния распада к координатной сетке СО S_j . Тогда с точки зрения наблюдателя, рассматривающего S_j как "покоящуюся" СО, вероятность $P(A_{ij})$ измерить состояние распада A_{ij} ядра R_i станет меньше в γ_{ij} раз по сравнению с вероятностью $P(A_{ii})$, измеренной в собственной СО S_i ядра:

$$P(A_{ij}) = \frac{P(A_{ii})}{\gamma_{ij}} = P(A_{ii}) \sqrt{1 - \frac{v_{ij}^2}{c^2}} \stackrel{\text{def}}{=} r_{ij} P(A_{ii}), \quad (3.1)$$

где $r_{ij} = \sqrt{1 - v_{ij}^2/c^2}$, $0 \leq v_{ij} < c$ — относительная скорость, c — скорость света в вакууме.

Так как в нашем эксперименте номер ядра соответствует номеру его собственной СО, нет необходимости вводить отдельные индексы ядер для измерений их состояний A_{ij} в разных СО: левый индекс одновременно обозначает порядковый номер ядра и его собственной СО. Поскольку ядра распадаются независимо, то на основании (3.1) совместная вероятность $P^{++}(A_{ij}A_{jj})$ нахождения атомов R_i и R_j в распавшемся состоянии будет равна произведению локальных вероятностей, измеренных в системе отсчёта S_j : $P^{++}(A_{ij}A_{jj}) = P(A_{ij})P(A_{jj}) = r_{ij}P(A_{ii})P(A_{jj}) = r_{ij}(k\Delta t_{ii})(k\Delta t_{jj})$. Промежутки времени Δt_{ii} и Δt_{jj} измеряются одинаковыми часами каждый в собственной СО. Одинаковые часы в собственных СО показывают время одинаково, и значит, мы можем опустить индексы собственного времени и переписать: $\Delta t_{ii} = \Delta t_{jj} \stackrel{\text{def}}{=} \Delta t$, $P^{++}(A_{ij}A_{jj}) = r_{ij}(k\Delta t)^2$.

Поскольку движущиеся равномерно и прямолинейно с разными скоростями ядра и их собственные СО полностью равноправны, мы можем с равным успехом выбрать для измерения вероятностей собственную СО S_i другого ядра R_i и записать: $P^{++}(A_{ii}A_{ji}) = P(A_{ii})P(A_{ji}) = r_{ji}P(A_{ii})P(A_{jj}) = r_{ji}(k\Delta t)^2 = r_{ij}(k\Delta t)^2 = P^{++}(A_{ij}A_{jj})$. Так как результат измерения совместных вероятностей не зависит от выбора одной из двух собственных СО, мы можем опустить индексы, указывающие на системы отсчёта, записав

$$P^{++}(A_iA_j) = r_{ij}(k\Delta t)^2. \quad (3.2)$$

Соответственно, совместная вероятность $P^{--}(A_iA_j)$ измерения A_i и A_j ядер R_i и R_j в нераспавшемся состоянии будет равна произведению вероятностей найти эти ядра в нераспавшемся состоянии при измерении в одной из двух собственных систем отсчёта, S_j или S_i :

$$\begin{aligned} P^{--}(A_iA_j) &= P(\overline{A_{ij}})P(\overline{A_{ji}}) = P(\overline{A_{ii}})P(\overline{A_{jj}}) = \\ &= (1 - P(A_{ij}))(1 - P(A_{jj})) = (1 - r_{ij}P(A_{ii}))(1 - P(A_{jj})) = \\ &= (1 - r_{ij}k\Delta t_{ii})(1 - k\Delta t_{jj}), \end{aligned} \quad (3.2a)$$

где $P(\overline{A_{ij}})$ — вероятность того, что ядро R_i найдено не распавшимся при измерении его состояния в СО S_j . $P(\overline{A_{jj}})$, $P(\overline{A_{ji}})$, $P(\overline{A_{ii}})$ — аналогично.

Обозначим пары ядер как коррелирующие, когда два ядра находятся в аналогичном состоянии, т.е. если одно распалось, то другое — тоже, и наоборот. Вероятность корреляции в таком случае равна:

$$\begin{aligned} P_{ij}^{\text{cor}} &= P^{++}(A_iA_j) + P^{--}(A_iA_j) = \\ &= r_{ij}(k\Delta t)^2 + 1 - k\Delta t - r_{ij}k\Delta t + r_{ij}(k\Delta t)^2 = \\ &= 1 - k\Delta t(1 + r_{ij}) + 2r_{ij}(k\Delta t)^2. \end{aligned} \quad (3.2б)$$

Вероятность парной антикорреляции P_{ij}^{ant} в данном случае — это вероятность того, что два ядра, R_i и R_j , находятся в разных состояниях: одно из них распалось, а другое — нет: $P_{ij}^{\text{ant}} = 1 - P_{ij}^{\text{cor}}$. Функцию парной корреляции (момент) $\langle A_iA_j \rangle$ для пары ядер определим как $\langle A_iA_j \rangle \stackrel{\text{def}}{=} P_{ij}^{\text{cor}} - P_{ij}^{\text{ant}}$. Вычислим моменты корреляции состояния распада для четырёх разных пар, взятых из четырёх ядер с заданными релятивистскими скоростями, и подставим их в НБ–КХШХ: $s = |\langle A_1A_2 \rangle + \langle A_2A_3 \rangle + \langle A_3A_4 \rangle - \langle A_1A_4 \rangle| \leq 2$.

Установим координатные скорости ядер в лабораторной СО $S_\Lambda \equiv S_2 \equiv S_3$: $v_1 = -(1/3)c$, $v_2 = 0$, $v_3 = 0$, $v_4 = (1/3)c$. Используя формулу релятивистского сложения скоростей [22] $v_{ij} = (v_i + V_{ji})/(1 + v_iV_{ji}/c^2)$, где в

нашем случае скорость системы отсчёта $V_{ji} = -v_j$, посчитаем относительные скорости атомов: $v_{12} = (1/3)c$, $v_{23} = 0$, $v_{34} = (1/3)c$, $v_{14} = 0,6c$. Необходимые коэффициенты вычислим по формуле $r_{ij} = [1 - (v_{ij}/c)^2]^{1/2}$. Получим: $r_{12} = r_{34} \approx 0,949$, $r_{23} = 1$, $r_{14} \approx 0,632$.

Поскольку для пары A_i и A_j случайных величин $\langle A_iA_j \rangle \stackrel{\text{def}}{=} P_{ij}^{\text{cor}} - P_{ij}^{\text{ant}} = 2P_{ij}^{\text{cor}} - 1$, с учётом (3.2б) моменты равны:

$$\langle A_iA_j \rangle = 2(1 - k\Delta t(1 + r_{ij}) + 2r_{ij}(k\Delta t)^2) - 1. \quad (3.3)$$

Подставим их в НБ–КХШХ:

$$s = |2 - 4k\Delta t + (r_{12} + r_{23} + r_{34} - r_{14})(4(k\Delta t)^2 - 2k\Delta t)|, \quad (3.4)$$

положим $k\Delta t = 0,95$, получим $s \approx 2,073$, с нарушением НБ–КХШХ.

Можно попытаться поставить под сомнение чистоту эксперимента, указав на то, что вероятности измеряются в разных собственных СО, а если их привести к одной СО, то нарушения исчезают. Но измерение корреляций в разных СО полностью аналогично измерению квантовых корреляций в разных измерительных базисах, когда измеряются по отдельности моменты $\langle AB \rangle$, $\langle AB' \rangle$, $\langle A'B \rangle$ и $\langle A'B' \rangle$ при разных углах поворота поляризационных анализаторов. Поэтому, чтобы экспериментальная логика оставалась единой, нужно в релятивистском случае поступать аналогично нашим действиям при квантовых измерениях.

Как известно, априорное равноправие канонических СО — твёрдо установленный факт, из которого следует, что предпочтение одной из них может делаться лишь на основе физических фактов, без всякого произвольного выбора наблюдателя. К примеру, для каждого тела, обладающего определённой 4-скоростью v_{0-3} , существует единственная привилегированная система отсчёта, в которой пространственные компоненты 4-вектора v_{0-3} нулевые. Эта привилегированная СО есть его собственная. В данном случае привилегированное положение собственной СО обусловлено характером движения тела и не зависит от субъективного выбора. Таким образом, привилегированное положение собственных СО в отношении своих тел отсчёта не противоречит ни принципу априорного равноправия канонических систем, ни принципу объективности. Отсюда следует, что единственным способом избежать субъективизма в нашем эксперименте является использование вместо координатных скоростей, взятых в одной выбранной СО, относительных попарных скоростей ядер, т.е. использование для расчётов собственных СО ядер. Только собственные СО ядер, т.е. те, в которых скорости ядер равны нулю, являются естественно выбранными СО в данной ситуации. В противном случае как сами относительные скорости, так и связанные с ними результаты измерения других величин становятся субъектнозависимыми. В отличие от координатных, относительные скорости не зависят от выбора СО, и, используя их в расчётах, мы сразу получаем результат измерения непосредственный и объективный [23], в том смысле что он не зависит от нашего "бумажного" выбора, т.е. выбора, осуществляемого "на кончике пера", а не в действительном эксперименте. Мы так и поступили, используя для расчётов собственные СО распадающихся ядер.

Описанный вывод неравенств в разделе 2 предполагает одновременное существование всех четырёх величин. Но в СТО объективной одновременности не существует. Поэтому неравенства могут нарушаться, что мы и зафиксировали. Отсутствие объективной одновременности прямо ведёт к несепабельности релятивистских систем, а значит — к нелокальности, поскольку по-другому система корректно и однозначно описана быть не может. Более подробно: при изменении скорости одного из ядер изменяется параметр, относящийся ко всей системе, а именно — корреляция его состояния с состояниями удалённых ядер. Причём это изменение корреляции (и совместных вероятностей) должно распространяться в пространстве мгновенно и сразу охватывать систему из двух ядер. В противном случае новые локальные изменения будут запаздывать и совместные вероятности, характеризующие состояние всей системы в целом, перестанут быть определёнными.

Такая мгновенность распространения корреляции не означает мгновенной однонаправленной передачи сигнала, так как она будет заметна лишь ретроспективно: при сверке журналов локального наблюдения за распадами ядер экспериментатор увидит локальные времена событий распада, а также локальное время, когда скорость ядра поменялась (если это происходило). Но что именно отметит наблюдатель, находящийся вместе с ядром R_i в одной (собственной для ядра) СО, либо что зарегистрирует его прибор в момент изменения скорости своей лаборатории? Будет замечено, что синхронизирующий сигнал, идущий от источника в лаборатории ядра R_j , изменил свою частоту, что является признаком того, что относительные скорости двух лабораторий в данный момент изменились. Разумеется, чем ниже несущая частота сигнала синхронизации времени, тем больше будет ошибка определения момента пересмотра состояния релятивистской системы. Ошибка будет порядка $\pm 1/2v$, где v — частота синхронизирующего сигнала, идущего из другой лаборатории. Указанное обстоятельство придётся учитывать при построении реального эксперимента и брать расстояния между атомами достаточно большие, а частоту синхронизации времени между лабораториями достаточно высокую, чтобы эффекты неопределённости измерения времени перестройки состояния несепабельной системы оставались минимальными.

Поскольку корреляции распадов имеют смысл для пары атомов, в которой атомы и их собственные СО равноправны, эти корреляции и их мгновенное изменение могут быть рассмотрены равноправно в любой из двух собственных СО данной пары. Таким образом, "мгновенное" в данном эксперименте следует понимать не как "вообще мгновенное для любой СО", а как "мгновенное для данной пары" (с учётом возможности расчёта в любой из двух собственных СО), что не противоречит априорной относительности одновременности в СТО. В других СО такие корреляции могут оказаться не "мгновенными", а "сверхсветовыми", поскольку речь идёт о пространственноподобных релятивистских интервалах между событиями. Момент, когда началось относительное замедление времени, связанное с изменением относительной скорости, появляется только в наших вычислениях.

Следует отметить, что корреляции, будь то классические или квантовые, в принципе могут быть сверхсвето-

выми, и это не нарушает принципы СТО. К примеру, пятно электронного луча на экране сернистого цинка в электронно-лучевой трубке или обычный солнечный зайчик на стенке могут двигаться со сверхсветовой скоростью, что вполне соответствует положениям СТО. Нетрудно себе представить эксперимент, в котором пятно на поверхности Земли, образованное лазерным лучом, идущим от космического спутника, перемещается по поверхности со сверхсветовой скоростью, и вызывает с некоторой вероятностью возгорание вначале в точке А, а затем В. При повторении такого эксперимента достаточно большое число раз мы можем говорить о сверхсветовой корреляции между возгораниями в точках А и В. Причём, согласно СТО, всегда найдётся такая СО, в которой скорость передачи корреляции становится бесконечной, т.е. два коррелирующих события происходят одновременно. Никакого нарушения СТО при этом, разумеется, не будет.

В то же время направленная передача классической информации из точки А (источник) в точку В (приёмник), в отличие от корреляции, всегда ограничена скоростью света. Объясняется такая разница, очевидно, тем, что корреляция, в отличие от направленной передачи информации, является симметричным по своему направлению процессом: мы не можем выделить одно направление, в котором она распространяется и которое сохранялось бы во всех СО. Поэтому коррелирующие события могут быть соединены пространственноподобным интервалом, концы которого в зависимости от выбора СО могут быть в прямом порядке, обратном или даже одновременно. В отличие от отрицательных (пространственноподобных) интервалов, неотрицательные (временноподобные и светоподобные) интервалы имеют однозначную, твёрдо установленную для всех СО, временную последовательность концов своих отрезков. Таким образом, однонаправленная от А к В передача классической информации может быть связана исключительно с неотрицательными релятивистскими интервалами: поскольку речь идёт о чём-то вполне объективном, необходимо, чтобы направление этой передачи могло быть определено однозначно и не было бы зависимым от дальнейшего произвольного выбора чего бы то ни было, в том числе и от выбора СО.

Из-за несепабельности релятивистского описания пространства – времени возникает аналогия с квантовой запутанностью: в СТО относительные скорости двух произвольных тел в известном смысле "запутаны": если скорость тела В относительно А равна $v_{ВА}$, то всегда скорость $v_{АВ}$ тела А относительно В равна $v_{АВ} = -v_{ВА}$. И когда тело А изменяет свою относительную скорость $v_{АВ}$ относительно тела В, то мгновенно, вне зависимости от расстояния между двумя телами, изменяется и скорость $v_{ВА}$. Здесь нет ничего удивительного, и тем не менее это напоминает нелокальность.

Очевидно, что определённая связь между удалёнными событиями в СТО устанавливается за счёт относительной скорости, хотя это не свидетельствует о наличии между телами какого-либо физического взаимодействия. В то же время относительная скорость косвенно, через переопределение "настоящего", влияет на совместные вероятности, ведь сама "совместность" данных вероятностей приобретает смысл лишь в рамках какого-то одного релятивистского "настоящего", которое определено лишь условно после выбора той или иной СО.

Таким образом, в релятивистском случае можно говорить и о неопределённости совместных вероятностей, если иметь в виду эту зависимость. Такая неопределённость сохраняется вплоть до момента измерения относительной скорости, ведь вплоть до указанного момента она может быть мгновенно и произвольно изменена при локальном ускорении одного из двух тел (ядер в данном эксперименте). Только в момент непосредственного измерения становится окончательно ясным, в какой СО относительная скорость будет измерена, ведь возможность изменения локальной скорости одного из тел означает и возможность изменения его собственной СО вплоть до момента измерения. Такая ситуация напоминает измерительный коллапс квантового состояния: там тоже настройки несепарабельной системы могут быть изменены путём локальных действий вплоть до момента измерения, что в свою очередь, требует, чтобы распространение измерительного коллапса в пространстве не ограничивалось скоростью света c . В ином случае могло бы получиться, что распространение коллапса не успело бы за новыми локальными изменениями в настройках квантовой системы, и совместные вероятности не могли бы быть определены однозначно при измерении.

Физический механизм нарушения КХШХ в СТО можно представить геометрически: на каждой из двух удалённых друг от друга мировых линиях ядер определена точка-событие, соответствующая моменту распада. Пускай мировые линии до распада помечаются $-$, после распада $+$. "Настоящее" представляет собой трёхмерную гиперплоскость в четырёхмерном пространстве–времени, пересекающую эти две мировые линии. В зависимости от координатной скорости тела мы должны считать его "настоящим" ту или иную гиперплоскость. Следовательно, "настоящее" может пересекать две мировые линии разными способами на участках мировых линий, помеченных нами $(-+)$, $(--)$, $(+-)$, $(++)$. При переходе к расчётам в собственных СО двух атомов координатные скорости станут равными относительным. От относительной скорости будет зависеть то, сколько времени в течении эксперимента гиперплоскость общего "настоящего" будет принадлежать тому или иному варианту из четырёх: если дольше — вероятность данного случая, рассчитанная для множества однородных экспериментов с ядрами, будет больше, если короче, то меньше. Поскольку распределения вероятностей, необходимых для вычисления корреляций, строятся попарно, корреляции для трёх и более атомов с необходимостью будут вычислены на основе разных распределений, соответствующих разным парам атомов и разным "настоящим", что и приводит к неопределённости свойств до момента измерения и к нарушению неравенств локального реализма. Дело в том, что, как показано в [23], не всегда три или большее количество распределений можно, не изменяя попарные относительные вероятности, объединить в одно. Если же получаемые при измерении попарные совместные вероятности привести к одной произвольно выбранной СО, то, естественно, эффект нарушения неравенств исчезнет, но полученное распределение и вычисленные на его основе корреляции уже нельзя будет считать результатом непосредственного измерения. Вполне достаточно изменения относительной скорости путём локального ускорения одного из ядер в системе, чтобы корреляция мгновенно изменилась: коррелирующая по факту совместного рас-

пада пара может стать антикоррелирующей, или наоборот. Причём два атома могут находиться на сколь угодно большом расстоянии друг от друга, так что для передачи классической информации об изменении скорости одного из атомов может понадобиться сколь угодно долгое время. Тем не менее с того момента, когда один из атомов в паре изменил свою скорость, что привело к изменению относительной скорости двух атомов, мы обязаны изменить свои расчёты, принять во внимание данный новый факт и пересчитать совместные вероятности в любой из собственных СО пары атомов. Это опять напоминает логику измерительного коллапса в квантовой механике, когда пересчитываются не только корреляции событий во всём объёме гиперплоскости "настоящего", но и для событий, уже произошедших в прошлом, как показано, например, в анализе телепортационных экспериментов [24].

Существенно, что подобный вид нелокальности отличается от таинственного "жуткого действия на расстоянии" (Spooky Action at a Distance) Альберта Эйнштейна, поскольку непосредственного действия в данном случае нет. Здесь скорее следует говорить о том, что тела правильно "чувствуют" свою скорость относительно других тел, поскольку так мы описываем систему исходя из симметрии пространства–времени. Это более слабое допущение, чем реальное "действие на расстоянии", и поэтому было бы правильным называть такой вид нелокальности "слабой нелокальностью". Связанные с ней нарушения неравенств локального реализма в СТО, так же как и в КМ, с очевидностью следуют из формализма теории, что указывает на определённые параллели между двумя теориями.

Это "чувство на расстоянии" можно назвать неким "общим знанием" телами и пространством величин скоростей и направлений, которое необходимо приписать телам исходя из наших представлений о симметрии, и поэтому его сложно назвать "действием". Хотя, если сравнивать с квантовым случаем, и редукцию волновой функции тоже непосредственным "мгновенным действием на расстоянии" назвать трудно [10].

4. Выводы

Статистическая корреляция между результатами измерений в двух удалённых точках, А и В, происходит в момент измерения и распространяется с бесконечной скоростью в собственной системе отсчёта измерительного инструмента. Во всех других канонических СО скорость v распространения корреляции не будет бесконечной, но в соответствии со специальной теорией относительности возможно будет $v > c$, с соблюдением инвариантности пространственноподобных интервалов между измерениями в А и В, когда эти интервалы в действительности берутся пространственноподобными.

Такая нелокальность следует из несепарабельности квантовых систем и систем, описываемых СТО, и, в отличие от эйнштейновской формулировки "таинственного действия на расстоянии", она СТО не противоречит. В то же время однонаправленная сверхсветовая передача информации от частицы в А к частице в В противоречила бы объективности описания, так как в разных СО у нас получались бы противоположные направления передачи.

Если в будущем найдутся какие-либо соображения, которые заставят нас пожертвовать нелокальностью

в пользу какого-то другого объяснения возникающих сверхсветовых корреляций в релятивистских системах, то по такой же логике мы должны будем поступить и относительно корреляций в квантовой механике, поскольку физические выводы о несепабельности систем, ведущие к нелокальности в СТО, аналогичны таковым в КМ. В общефизическом смысле речь идёт о представлении гильбертова пространства и пространства – времени как категорий, неразрывно связанных как между собой, так и со свойствами самой материи [25].

Уже после отправки этого текста в редакцию появилась интересная статья в *Nature* [27], описывающая широкий спектр интерпретаций квантовой механики, существующих в настоящее время.

Список литературы

1. Федоров А К, Киктенко Е О, Хабарова К Ю, Колачевский Н Н *УФН* **191** 1162 (2023); Fedorov A K, Kiktenko E O, Khabarova K Yu, Kolachevsky N N *Phys. Usp.* **66** 1095 (2023)
2. Смирнов Д Ф, Трошин А С *УФН* **153** 233 (1987); Smirnov D F, Troshin A S *Sov. Phys. Usp.* **30** 851 (1987)
3. Александров Е Б, Голубев Ю М, Ломакин А В, Носкин В А *УФН* **140** 547 (1983); Aleksandrov E B, Golubev Yu M, Lomakin A V, Noskin V A *Sov. Phys. Usp.* **26** 643 (1983)
4. Freedman S J, Clauser J F *Phys. Rev. Lett.* **28** 938 (1972)
5. Kim Y-H et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 1 (2000)
6. Braginsky V B, Khalili F Ya *Quantum Measurement* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1992)
7. Proietti M et al. *Sci. Adv.* **5** (9) aaw9832 (2019) DOI:10.1126/sciadv.aaw9832
8. Bell J S *Physics Physique Fizika* **1** 195 (1964)
9. Aspect A, Grangier P, Roger G *Phys. Rev. Lett.* **49** 91 (1982)
10. Белинский А В, Клышко Д Н *УФН* **163** (8) 1 (1993); Belinskii A V, Klyshko D N *Phys. Usp.* **36** 653 (1993)
11. Aharonov Y, Bohm D *Phys. Rev.* **115** 485 (1959)
12. Белинский А В, Клевцов А А *УФН* **188** 335 (2018); Belinsky A V, Klevtsov A A *Phys. Usp.* **61** 313 (2018)
13. Белинский А В *УФН* **164** 231 (1994); Belinskii A V *Phys. Usp.* **37** 219 (1994)
14. Clauser J F, Horne M A, Shimony A, Holt R A *Phys. Rev. Lett.* **23** 880 (1969)
15. Холево А С *Квантовые системы, каналы, информация* (М.: Изд-во МЦНМО, 2010); Пер. на англ. яз.: Holevo A S *Quantum Systems, Channels, Information: a Mathematical Introduction* (Berlin: De Gruyter, 2012)
16. Холево А С *Вероятностные и статистические аспекты квантовой теории* (М.: Изд-во МЦНМО, 2020); Пер. на англ. яз. 1 изд.: Holevo A S *Probabilistic and Statistical Aspects of Quantum Theory* (Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1982)
17. Belinsky A V, Klyshko D N *Phys. Lett. A* **176** 415 (1993)
18. Peres A, Terno D R *Rev. Mod. Phys.* **76** 93 (2004)
19. Noether E *Nachr. König. Gesellsch. Wiss. Göttingen math.-phys. Klasse* 235 (1918); Пер. на англ. яз.: *Transport Theory Stat. Phys.* **1** (3) 186 (1971) DOI:10.1080/00411457108231446; physics/0503066
20. Белинский А В *Квантовые измерения* (М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2008)
21. Белинский А В *Оптика и спектроскопия* **132** 1051 (2024); Belinsky A V *Opt. Spectrosc.* **132** 995 (2024)
22. Четаев Н Г *Теоретическая механика* (М.: Наука, 1987)
23. Белинский А В, Джадан И И *Метафизика* (2) 49 (2023) DOI:10.22363/2224-7580-2023-2-49-75
24. Белинский А В, Григорьева А П, Джадан И И *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.* (5) 2350104 (2023); Belinsky A V, Grigorieva A P, Dzhadan I I *Moscow Univ. Phys. Bull.* **78** 603 (2023) DOI:10.3103/S002713492305003X
25. Владимиров Ю С *Реляционная картина мира* Кн. 1 (М.: ЛЕНАНД, 2020) с. 30–32
26. Belinsky A V, Dzhadan I I *Laser Phys. Lett.* **21** 085202 (2024)
27. Gibney E "Physicists disagree wildly on what quantum mechanics says about reality, *Nature* survey shows" *Nature* **643** 1175 (2025)

Nonlocality and nonseparability of quantum and relativistic systems

A.V. Belinsky^(*), I.I. Dzhadan^(†)

Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics,
Leninskie gory 1, str. 2, 119991 Moscow, Russian Federation
E-mail: ^(*)belinsky@physics.msu.ru, ^(†)idzhadan@yandex.ru

The concept of nonlocality and its role in the violation of Bell's inequalities are discussed. A weaker nonlocality is revealed in comparison with Albert Einstein's "Spooky Action at a Distance" and at the same time does not contradict the principles of the special theory of relativity (STR). A correlation statistical experiment with the violation of the Clauser–Horne–Shimony–Holt inequality in STR is described, in which weak nonlocality is manifested. The correlation in such an experiment propagates with infinite speed in the proper frame of reference of the measuring device.

Keywords: Bell's inequalities, nonlocality, special relativity, Spooky Action at a Distance, entangled states

PACS numbers: **03.37. + p**, 03.65.Ud, 03.67.Bg

Bibliography — 27 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **196** (2) 205–211 (2026)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.08.040002>

Received 16 June 2025, revised 4 August 2025

Physics – Uspekhi **69** (2) (2026)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2025.08.040002>