Нелокальные теории со скрытыми переменными и квантовая механика: теорема несовместимости

Э. Леггетт (США)

Сокр. перевод[1] М.Х. Шульмана (shulman@dol.ru, www.timeorigin21.narod.ru)

Foundations of Physics, Vol. 33, No. 10, October 2003 (© 2003)

Nonlocal Hidden-Variable Theories and Quantum Mechanics: An Incompatibility Theorem

A. J. Leggett (aleggett@uiuc.edu)

Departament of Physics, University of Illinois, 1110 West Green Street, Urbana, Illinois 61801-3090

Received February 28, 2003; revised May 29, 2003

Доказывается, что среди возможных нелокальных теорий со скрытыми параметрами относительно правдоподобным кандидатом по физическим основаниям представляется частный класс (называемый здесь "крипто-нелокальным", или CN. CN-теории обладают тем свойством, что (например) два фотона, испущенных в процессе атомного каскада, неотличимы по их индивидуальным статистическим свойствам от фотонов, испущенных поодиночке, и что в этом последнем случае эффекты нелокальности ненаблюдаемы. Показано, что все CN-теории ограничены неравенствами, которые нарушаются квантово-механическими предсказаниями; эти неравенства не связаны простыми отношениями с неравенствами Белла, построен простой пример CN-теории, которая нарушает эти последние. Показано также, что в то время, как существующие эксперименты не дают возможности отвергнуть общие CN-теории, они отвергают подкласс, в котором поляризация фотонов линейна.

1. ВВЕДЕНИЕ

Знаменитая теорема Белла [1] утверждает, что в той ситуации, которую рассматривали Эйнштейн и его соавторы [2] и в которой речь идет о корреляции при измерении над двумя пространственно разделенными системами, взаимодействовавшими в прошлом, не существует *локальной* теории со скрытыми параметрами (или, более общо, объективной локальной теории), которая могла бы предсказать экспериментальные результаты, идентичные предсказаниям квантовой механики. За последние 30 лет было выполнено очень большое число экспериментов с целью проверить предсказания квантовой механики сравнительно с теориями со скрытыми параметрами и, насколько мне известно, ни один эксперимент не был избавлен от всех так называемых "ловушек" (связанных с эффективностью детектора, случайностью выбора настроек и т.д.), хотя каждая ловушка исключалась, по крайней мере, в одном эксперименте (ср., например, с Weihs et al. [3]). Таким образом, для подтверждения *локальной* теории

[1] Переведены разделы 1 – 4 данной статьи – прим. перев.

со скрытыми параметрами с помощью существующих экспериментов должна возникнуть вера в особую конспирологию природы.

В данной статье я доказываю, что среди возможных *нелокальных* теорий со скрытыми параметрами *априорно* относительно правдоподобным кандидатом по физическим основаниям является некоторый класс теорий, который я называю “крипто-нелокальным” (CN), и затем показываю, что любая теория из этого класса должна давать экспериментальные предсказания, наверняка конфликтующие с предсказаниями квантовой механики. Я также показываю, что хотя существующие экспериментальные результаты еще не адекватны в том смысле, чтобы отвергнуть целый класс таких теорий, они позволяют отвергнуть определенный их подкласс. Для простоты описания я ограничиваюсь здесь анализом экспериментально интересного случая, а именно – излучением двух фотонов, чья (линейная или эллиптическая) поляризация должна быть измерена при атомном каскадном процессе. В этом случае определение характеристик CN-теории основано, грубо говоря, на том, что каскадный процесс может быть описан в терминах излучения пар фотонов, каждый из которых “ведет себя подобно” фотону, излученному в стандартном однофотонном процессе излучения, даже в предположении, что отклик (всех) фотонов на детектирование связан с нелокальными эффектами. Более точно, ансамбль пар фотонов, испущенных в ходе каскадного процесса, может рассматриваться как непересекающаяся совокупность субансамблей, соответствующих эмиссии двух фотонов, каждый из которых имеет определенный вектор поляризации и ведет себя (статистически) в точности так же, как если бы он был испущен в ходе однофотонного процесса. (Более точно это описано в разделе 2). Очевидно, что наиболее общая CN-теория должна позволять “участвующим” фотонам быть поляризованными эллиптически; это полезно с точки зрения определения подкласса (назовем его подклассом-**L**), где все поляризации являются линейными.

Читатель, конечно, вправе спросить, почему нас интересует целиком вся тема нелокальных теорий со скрытыми параметрами. С моей точки зрения, дело не столько в том, что они сами по себе дают правдоподобную картину физической реальности, сколько в том, что изучение их последствий может дать более глубокий подход к пониманию природы квантово-механической “странности” теоремы Белла. В частности, я верю, что результаты настоящего исследования дают количественную поддержку той точке зрения, которая, как я верю, сегодня является определенно хорошо принимаемой на качественном уровне, а именно, что несовместимость предсказаний объективных локальных теорий с предсказаниями квантовой механики относительно немного говорит о локальности, а больше об объективности.

В разделе 2 я даю более точное определение концепции крипто-нелокальной теории (от которой оригинальная статья Белла [1] далека настолько, насколько это возможно). В разделе 3 я рассматриваю идеализированную ситуацию, в которой поляризаторы и детекторы являются 100% эффективными, и т.д., и показываю, что при этих условиях подкласс-**L** CN-теорий дает предсказания, несовместимые с предсказаниями квантовой механики; в разделе IV я распространяю доказательство на весь класс CN-теорий. В разделе 5 я привожу явный пример (подкласса-L) CN-теорий, который нарушает неравенства Белла и, следовательно, не исключается тривиальным образом существующими экспериментами (впрочем, см. ниже). В разделе 6 я кратко обсуждаю экспериментальную ситуацию и показываю, что при том, что существующие эксперименты не могут исключить общие CN-теории, они могут (это предмет для дополнительных допущений) исключить подкласс-**L**. В разделе 7 обсуждается значение результатов.

2. “КРИПТО-НЕЛОКАЛЬНЫЕ” ТЕОРИИ

Рассмотрим источник **S** (на практике – атом, или, точнее, ансамбль атомов), который испускает два фотона (1 и 2) в разных направлениях в ходе каскадного распада. Фотоны 1 и 2 попадают в поляризаторы P_1 и P_2, а затем – в детекторы D_1 и D_2 соответственно. Мы будем использовать термин “устройство 1” для обозначения совокупности поляризатора P_1 и детектора D_1, и аналогично для устройства 2. Определим, как это было принято в работе Белла, переменную A, которая принимает значение +1 (-1) в случае, если детектор D_1 регистрирует (не регистрирует) попадание фотона; аналогично определяем переменную B для детектора D_2. На выходе возможных теорий процессов излучения и детектирования (включая стандартную квантовую механику) дается, среди прочего, предсказание корреляции $\langle AB \rangle$, которая, при прочих равных условиях, должна быть функцией настроек поляризаторов P_1 и P_2.

В контексте данного обсуждения необходимо прояснить, что мы подразумеваем под “поляризатором” (анализатором). Для простоты предположим на минуту, что поляризаторы и детекторы настроены под нулевым телесным углом к источнику и расположены на оси z в положительном и отрицательном направлениях. Более того, допустим в этом примере идеальную эффективность линейных поляризаторов (см. далее). Тогда, в наиболее общем случае, (линейный) поляризатор – это некоторый физический объект (например, кристалл кальцита), чья ориентация характеризуется некоторым действительным вектором $\mathbf{c}$, который может лежать в плоскости xy и который обладает следующим свойством: если за поляризатором мы поместим детектор, а перед ним – подходящий источник света (в состав которого могут входить другие поляризаторы), и если, при прочих равных условиях, мы повернем наш поляризатор (т.е. вектор $\mathbf{c}$) в плоскости xy, то число срабатываний в детекторе, деленное на число срабатывание в случае отсутствия поляризатора, будет равно величине $(\mathbf{e}\cdot\mathbf{c})^2$, где $\mathbf{e}$ - фиксированный действительный вектор, лежащий в плоскости xy. Проще говоря, это можно выразить так: “вероятность для фотона, обладающего линейной поляризацией $\mathbf{e}$, проходящего через детектор при его распространении в направлении $\mathbf{c}$, равна $(\mathbf{e}\cdot\mathbf{c})^2$”. Заметим, что этот мысленный эксперимент предусматривает также, следовательно, неявное определение того, что мы подразумеваем под “пучком (ансамблем) фотонов с (линейной) поляризацией $\mathbf{e}$”. На языке, сформулированном выше, мы можем сказать, что для такого пучка $\langle A \rangle$ среднее по ансамблю значение A пропорционально $2(\mathbf{e}\cdot\mathbf{c})^2-1$ (оно равно этому значению только при 100% эффективности детектора).

Вышеприведенное обсуждение легко распространяется на менее идеальный случай и общую (эллиптическую) поляризацию. Для неидеальных поляризаторов число срабатываний, зафиксированных детектором, деленное на число срабатываний в отсутствие поляризатора, дается выражением $\epsilon_m+(\epsilon_M-\epsilon_m)(\mathbf{e}\cdot\mathbf{c})^2$, где ϵ_M и ϵ_m - максимальное и минимальное значение коэффициента пропускания поляризатора соответственно. Данное утверждение является определением ϵ_M и ϵ_m, равно как (неявно) понятия “пучка фотонов с поляризацией $\mathbf{e}$”; должно быть аккуратно отмечено, что поскольку определение дано непосредственно в терминах числа отсчетов детектора, нам *не нужно* предполагать, что вероятность регистрации фотона не зависит от того, прошел он или нет через поляризатор, и, больше того, что величины ϵ_M и ϵ_m , строго говоря, являются свойствами всего комплекса настроек (поляризатора и детектора), а не одного лишь поляризатора. Однако, разумеется, является экспериментальным фактом, что очень большой класс детекторов дает одно и то же значение коэффициента пропускания.

В случае общей (эллиптической) поляризации векторы $\mathbf{c}$ и $\mathbf{e}$ должны быть комплексными величинами, тогда следует заменить $(\mathbf{e}\cdot\mathbf{c})^2$ на $|(\mathbf{e}^*\cdot\mathbf{c})|^2$.

Вернемся теперь к анализу корреляции, наблюдаемой в двухфотонном каскадном процессе. Чтобы упростить обсуждение, предположим в дальнейшем, что не только поляризаторы, но и детекторы идеально эффективны, что они располагаются вдоль оси $\pm z$ и настроены под нулевым углом к источнику, а также (если не оговорено иначе) что все поляризации фотонов линейны и, следовательно, задаются действительными векторами, лежащими в плоскости xy. Тогда настройки (линейных) поляризаторов P_1 и P_2 описываются действительными единичными векторами $\mathbf{a}$ и $\mathbf{b}$ в плоскости xy; вектор $\mathbf{a}$ соответствует оси максимального коэффициента пропускания (которую мы выше называли $\mathbf{c}$) для поляризатора P_1 , а $\mathbf{b}$ имеет аналогичный смысл для P_2 . Тогда наблюдаемая корреляция $\langle AB\rangle$ отсчетов в обоих детекторах будет функцией $\mathbf{a}$ и $\mathbf{b}$; запишем, как это принято,

$$\langle AB\rangle \equiv P(\mathbf{a},\mathbf{b}). \tag{2.1}$$

Для каскада подобного типа квантовая механика дает однозначное предсказание для $P(\mathbf{a},\mathbf{b})$ (см., например, Belinfante [4]). В частности, для каскада $0^+\to 1^-\to 0^+$ (наиболее часто используемый тип в экспериментах с Са) предсказание имеет вид

$$P_{\mathrm{QM}}(\mathbf{a},\mathbf{b}) = 2(\mathbf{a}\cdot\mathbf{b})^2 - 1 \equiv \cos 2\phi, \tag{2.2}$$

где ϕ - угол между $\mathbf{a}$ и $\mathbf{b}$, тогда как для каскада $1^-\to 1^-\to 0^+$ (тип, используемый в экспериментах с Hg) знак в правой стороне (2.2.) меняется на противоположный.

Вернемся теперь к обсуждению возможных теорий со скрытыми параметрами относительно процессов излучения и детектирования. В общем случае теория со скрытыми параметрами может характеризоваться следующими свойствами:

1. Каждая пара испущенных в данном атомном каскаде фотонов описывается единым значением некоторого (возможно, очень сложного) набора “скрытых” параметров, который мы условно обозначим через λ.

2. В каскадном процессе данного типа, происходящего в источнике при данных физических условиях, ансамбль пар испущенных фотонов определяется единым, статистически воспроизводимым распределением значений λ, которое мы описываем нормированной функцией распределения $\rho(\lambda)$. Вид функции $\rho(\lambda)$ зависит только от условий в

окрестности источника и, в частности, не зависит от от настроек поляризатора $\mathbf{a}$, $\mathbf{b}$ и результатов на выходе детекторов D_1 и D_2.

3. Для данной пары значение величины A, определенной выше (т.е. наличие или отсутствие фотона 1, зарегистрированное детектором), определяется значениями $\mathbf{a}$, $\mathbf{b}$ и λ, и, возможно, также значением B; аналогичным образом, значение B определяется значениями $\mathbf{a}$, $\mathbf{b}$ и λ, и, возможно, также значением A. Условия (1) – (3) влекут за собой для измеренной корреляции результат

$$P(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \int_{\wedge} dp(\lambda)\, \rho(\lambda)\, A(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \lambda : B)\, B(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \lambda : A), \qquad (2.3)$$

где $\wedge$ обозначает полное пространство параметра λ.

Локальные теории со скрытыми параметрами должны также удовлетворять следующим двум условиям:

4.

$$A(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \lambda : B) = A(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \lambda), \qquad B(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \lambda : A) = B(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \lambda), \qquad (2.4)$$

т.е. результат измерения A не зависит от *результата* измерения удаленного устройства 2, и наоборот (“независимость результатов”, ср. с Jarrett [5]).

5.

$$A(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \lambda) = A(\mathbf{a}, \lambda), \qquad B(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \lambda) = B(\mathbf{b}, \lambda), \qquad (2.5)$$

т.е. результат измерения A не зависит от настройки $\mathbf{b}$ для удаленного устройства 2 (“независимость настроек”).

Как хорошо известно, любые теории, удовлетворяющие условиям (1) – (5), должны предсказывать неравенства для $P(\mathbf{a}, \mathbf{b})$, которые нарушаются квантовой механикой (Bell [1], Clauser et al. [6]). Более того, эти неравенства в большинстве случаев нарушаются в известных экспериментальных результатах (Clauser and Shimony [7], Weihs et al. [3]). Таким образом, представляется невероятным, чтобы теория, согласующаяся с экспериментом, могла бы удовлетворять всем условиям (1) – (5).

Здесь мы определяем “теорию с нелокальными скрытыми параметрами” как такую, в которой выполняются условия (1) – (4) (с одной оговоркой, см. ниже), но условие (5) не выполняется. Не стоит думать, что это наиболее существенная возможная модификация, или что это что-то искусственное; ср. с разделом 7. Имело место определенное обсуждение подобных нелокальных теорий в литературе; в частности, Garuccio и Selleri [8] показали, что если наложить различные (альтернативные) условия, то такая теория будет удовлетворять неравенству Белла и связанным с ним. Эти условия сформулированы непосредственно в терминах влияния нелокальности на корреляции, и, хотя они формально наиболее просты среди мыслимых, пока неясно, имеют ли они интуитивное физическое обоснование. С другой стороны, если допустить нелокальность в процессе детектирования, т.е. что функции $A(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \lambda)$, $B(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \lambda)$ абсолютно произвольны, то мы не получим ничего полезного (в частности, подходящим выбором функций A и B всегда можно воспроизвести результаты квантовой механики (Белл [1]). Следовательно, мы ищем физическую мотивацию, чтобы ограничить класс нелокальных теорий нетривиальным образом. Для получения желаемой мотивации зададимся сначала вопросом, почему для многих физиков *все* теории с нелокальными скрытыми параметрами *априори* кажутся неправдоподобными. Исходя из укоренившихся предпочтений в пользу локального описания (что, однако, нарушает по меньшей мере сам дух квантовой механики), следующее соображение имеет важное подсознательное оправдание: с точки зрения системы, осуществляющей измерение над фотоном 1 (т.е. поляризатора P_1 и детектора D_1, поляризатор P_2 является физическим объектом, который представляет собой часть удаленного оборудования. Но в физике для нас нормально привлекать некоторое позитивное обоснование перед тем, как мы будем рассматривать конкретную часть оборудования как имеющее значение для результата эксперимента. Тогда поляризатор P_2 - это ничего более, чем (например) кристалл кальцита, и ничто в нашем физическом опыте не указывает, что ориентация удаленных кристаллов кальцита в той или иной степени больше способна повлиять на результат эксперимента, чем, скажем, положение ключей в кармане экспериментатора или время, показываемое настенными часами; в частности, мы знаем об отсутствии причинного влияния, распространяющегося от P_2 (которое бы отличалось от влияния остального оборудования, обозначаемого для краткости через E) к P_1, и предполагаем, что любое такое особое влияние должно приписывать отдельное значение тому факту, что P_2, отличаясь от E, был настроен специальным образом для измерения корреляций с P_1. Такой принцип должен казаться бросающим вызов нашим обычным представлениям о причинности и так называемой “стреле времени” (ср. Коста де Борегар [9]) или загадочно вводить в физику антропоморфный элемент. Эти последствия слишком радикальны, чтобы легко быть принятыми со стороны большинства физиков. Вероятно, такой ход мысли, который иногда приводит людей к описанию теорий, позволяющих переменной A зависеть от настроек $\mathbf{b}$ удаленного поляризатора наравне с $\mathbf{a}$ и λ, является “конспирологическим”.

Если требуется преодолеть это возражение и при этом сократить до минимума радикальную ревизию базовых представлений, то естественно сделать это, наложив запрет на факт любого влияния со стороны P_2, отличающегося от остального E. Иными словами, мы будем предполагать, что нелокальность – это действительно повседневное и универсальное свойство мира; мы должны, строго говоря, утверждать, что не $A = A(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \lambda : B)$, но что

$$A = A(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}, \mathbf{d}, \ldots, \lambda : B), \tag{2.5a}$$

где $\mathbf{c}, \mathbf{d}, \ldots$ - величины, схематически описывающие поведение E. Более того, это утверждение, естественно, должно применяться не только к измерению поляризации фотонов, но и к любым иным измерениям.

В этом месте месте мы произвольно оставляем допущение (4) (независимость результатов). Причиной этого является не столько его “естественность” (в конечном счете, результат на удаленном устройстве есть просто еще один параметр, характеризующий оборудование “в целом”), сколько чисто практическое соображение; если изъять (4), то кажется маловероятным (хотя нет строгих доказательств), что можно вообще получить что-либо полезное, и, в частности, вероятно, что можно воспроизвести квантово-механические результаты для произвольного эксперимента. Предполагая, что допущение (4) действительно используется, уравнение (2.5a) превращается в

$$A = A(\mathbf{a}; \mathbf{b}, \mathbf{c}, \mathbf{d}, \ldots, \lambda), \tag{2.5b}$$

где, разумеется, список $\mathbf{c}, \mathbf{d}, \ldots$ не включает удаленный результат B. (Конечно, в однофотонном случае, который обсуждается ниже, поскольку там нет “удаленного устройства”, тривиальным образом исчезает зависимость не только от B, но и от $\mathbf{b}$).

Очевидно, уравнение (2.5b) должно быть дополнено сильными ограничениями, если оно не нарушает наши обычные ожидания (соответствующие “здравому смыслу”), согласно которым результаты измерения воспроизводимы и не зависят от различных частей оборудования. Наиболее естественный дополнительный постулат состоит в том, что формы распределения скрытых параметров $\rho(\lambda)$, которые мы, вероятно, встретим в обычной жизни, в точности таковы, чтобы гарантировать этот результат, т.е.

$$\bar{A}(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}, \mathbf{d}, \ldots) \equiv \int \rho(\lambda)\, A(\mathbf{a}; \mathbf{b}, \mathbf{c}, \mathbf{d}, \ldots, \lambda)\, d\lambda = \bar{A}(\mathbf{a}). \tag{2.6}$$

Рассмотрим, в частности, ансамбль, который мы охарактеризуем как “пучок фотонов с поляризацией $\mathbf{e}$”. В теории со скрытыми параметрами это описывается некоторым распределением $\rho(\lambda)$ скрытых параметров, затем мы постулируем, в соответствии обсуждением в начале этого раздела, что оно является свойством (для идеально эффективного детектора)

$$\bar{A}_{\mathbf{e}}(a; b, c, d, \ldots) = 2(\mathbf{e} \cdot \mathbf{a})^2 - 1 \equiv \bar{A}(\mathbf{e}, \mathbf{a}), \tag{2.7}$$

т.е.

$$\int \rho_{\mathbf{e}}(\lambda)\, A(\mathbf{a} : \mathbf{b}, \mathbf{c}, \mathbf{d}, \ldots, \lambda)\, d\lambda = 2(\mathbf{e} \cdot \mathbf{a})^2 - 1. \tag{2.8}$$

Разумеется, имеется экспериментальный факт, что такие ансамбли могут быть приготовлены, и в данном контексте нелишне сделать нетривиальное замечание, что, по крайней мере, в принципе, они могут быть приготовлены с помощью прямых манипуляций вовлеченными атомными состояниями без необходимости введения промежуточного поляризатора между источником и P_1. (Например, если источник является твердотельным с анизотропным кристаллом, фотоны при данной частоте имеют вектор поляризации вдоль данной оси.) Пока мы используем только линейные поляризаторы, все наши экспериментальные результаты над одиночными пучками могут быть объяснены, предположением, что пучки фотонов, с которыми мы имеем дело, являются смесями “чистых” пучков со свойством (2.7).

Рассмотрим теперь случай, когда два фотона (или, более точно, ансамбль фотонных пар) испускаются и могут быть детектированы устройствами 1 и 2 с настройками $\mathbf{a}$ и $\mathbf{b}$, как указано выше. (начиная с этого места, мы не будем явно ссылаться на остальное оборудование, т.к. это не имеет значения для нашей аргументации; все математические ожидания, обсуждаемые ниже, предполагаются независимыми от $\mathbf{c}, \mathbf{d}, \ldots$). По ходу дела можно заметить, что фотоны, исследуемые в "однопучковом" эксперименте, очень часто в действительности излучаются совместно с другими фотонами иной частоты и поляризации, хотя, разумеется, мы обычно используем поляризатор P_2 и детектор D_2 только для измерения нужных корреляций во втором пучке. Предполагается, что мы можем (хотя и не обязаны) измерять любые или все математические ожидания $\bar{A}, \bar{B}$ и $\overline{AB}$, где последняя величина – это корреляция между откликом двух детекторов. Рассмотрим три случая, описывая их как обычно (мы снова полагаем детекторы идеально эффективными):

(1) Эмиссия двух фотонов с определенной поляризацией $\mathbf{u}, \mathbf{v}$ двумя разными (и по предположению "некоррелированными") атомами. В теории со скрытыми параметрами мы должны описывать это некоторым распределением $\rho_{\mathbf{u},\mathbf{v}}(\lambda)$ скрытых параметров, и естественным является предположение, что оно (априорно) совместимо с существующими экспериментами:

$$\bar{A}(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \mathbf{a}, \mathbf{b}) \equiv \int \rho_{\mathbf{uv}}(\lambda)\, A(\mathbf{ab}\lambda)\, d\lambda = 2(\mathbf{u}\cdot\mathbf{a})^2 - 1 = \bar{A}(\mathbf{u}, \mathbf{a}), \tag{2.9a}$$

$$\bar{B}(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \mathbf{a}, \mathbf{b}) \equiv \int \rho_{\mathbf{uv}}(\lambda)\, B(\mathbf{ab}\lambda)\, d\lambda = 2(\mathbf{v}\cdot\mathbf{b})^2 - 1 = \bar{B}(\mathbf{v}, \mathbf{b}), \tag{2.9b}$$

$$\overline{AB}(\mathbf{u}, \mathbf{v}; \mathbf{a}, \mathbf{b}) = \bar{A}(\mathbf{u}, \mathbf{a})\, \vec{B}(\mathbf{v}, \mathbf{b}), \tag{2.10}$$

где

$$\overline{AB}(\mathbf{u}, \mathbf{v}; \mathbf{a}, \mathbf{b}) \equiv \int \rho_{\mathbf{uv}}(\lambda)\, A(\mathbf{ab}\lambda)\, B(\mathbf{ab}\lambda)\, d\lambda, \tag{2.11}$$

т.е. нет корреляции между отсчетами двух детекторов D_1 и D_2.

(2) Эмиссия двух фотонов с определенной поляризацией $\mathbf{u}, \mathbf{v}$ одним и тем же атомом (например, в твердотельном каскадном процессе). Поскольку фотоны, испущенные в такой ситуации, как нам сейчас представляется, индивидуально, точно так же, как некогерентные фотоны (случай (1), то естественно постулировать (2.9) и для этого случая тоже. Однако, из этого непосредственно *не вытекает*, что мы должны также принять постулат (2.10); это тема для экспериментов, и я подозреваю, что было выполнено хотя бы несколько из них, в которых (2.10) было проверено (если был проведен хотя бы один). Однако может быть, что мы придем к случаю (3).

(3) Эмиссия двух фотонов с "неопределенной" поляризацией. Это в точности та ситуация, которая имеет место в атомных каскадных процессах того типа, который и обсуждается в настоящей статье. В контексте теории со скрытыми параметрами (отличной от квантовой механики) естественно рассматривать полный ансамбль как непересекающуюся совокупность субансамблей, отвечающих случаю (2), где мы ограничиваем средние по субансамлям условием (2.9), но *не обязательно* (2.10).

Такой анализ приводит нас естественным образом к определению некоторого класса нелокальных теорий со скрытыми параметрами, которые я буду называть “крипто-нелокальными” (crypto-nonlocal – CN). Заменим теперь обозначение для распределений: $\rho_{\mathbf{uv}}(\lambda) \to g_{\mathbf{uv}}(\lambda)$. Ансамбль пар фотонов является непересекающейся совокупностью субансамблей, характеризуемых функциями распределения $g_{uv}(\lambda)$, *которые обладают свойством (2.9)* (но в общем случае не подчиняются условию (2.10)). Т.е. мы можем написать

$$\rho(\lambda) = \iint F(\mathbf{u}, \mathbf{v})\, g_{\mathbf{uv}}(\lambda)\, d\mathbf{u}\, d\mathbf{v}, \tag{2.12}$$

$$\int_{\wedge} g_{\mathbf{uv}}(\lambda)\, d\lambda = \iint F(\mathbf{u}, \mathbf{v})\, d\mathbf{u}\, d\mathbf{v} = 1, \tag{2.13}$$

$$g_{\mathbf{uv}}(\lambda) \geqslant 0, \qquad F(\mathbf{u}, \mathbf{v}) \geqslant 0, \tag{2.14}$$

и, таким образом,

$$P(\mathbf{a}, \mathbf{b}) \equiv \langle AB \rangle = \iint F(\mathbf{u}, \mathbf{v})\, \overline{AB}(\mathbf{u}, \mathbf{v}; \mathbf{a}, \mathbf{b})\, d\mathbf{u}\, d\mathbf{v}, \tag{2.15}$$

где $\overline{AB}(\mathbf{u}, \mathbf{v}; \mathbf{a}, \mathbf{b})$ дается выражением (2.11) (но в общем случае не удовлетворяет (2.10)). Здесь и далее Я использую угловые скобки для обозначения средних по всему ансамблю, а верхние черточки – для средних по субанамблю.

Следует указать, что наше допущение (2.9) действительно ограничивает значение средних по ансамблю $\langle A \rangle, \langle B \rangle$; поскольку любая сумма выражений вида $(\mathbf{u} \cdot \mathbf{a})^2$ с разными $\mathbf{u}$ может быть записана как $\alpha(\mathbf{e} \cdot \mathbf{a})^2 + \beta$, где $\mathbf{e}$ - фиксированный единичный вектор, то существуют некоторые α' и $\mathbf{e}$ такие, что

$$\langle A \rangle = \alpha'[2(\mathbf{e} \cdot \mathbf{a})^2 - \beta']. \tag{2.16}$$

Это ограничение, разумеется, автоматически удовлетворяет экспериментальным распределениям, которые нам известны (заданным, как всегда, при идеальных детекторах); α' может быть, разумеется, равно нулю.

В вышеприведенном обсуждении мы явно предположили, что субансамбли, описываемые $g_{\mathbf{uv}}(\lambda)$, соответствуют *линейным* поляризациям фотона $\mathbf{u}, \mathbf{v}$. Этого, очевидно, в общем случае недостаточно; на самом деле, мы только что определили “подкласс-**L**” крипто-нелокальных (CN) теорий со скрытыми параметрами. Чтобы получить общую CN-теорию, необходимо допустить для субансамблей общие (эллиптические) поляризации фотона. Это можно просто осуществить, если считать векторы $g_{\mathbf{u}}$ и $\mathbf{v}$ комплексными единичными векторами в плоскости xy и обобщить правую часть уравнения (например) (2.9а) до $2\,|\mathbf{u}^* \cdot \mathbf{a}|^2 - 1$, где векторы $\mathbf{a}$, $\mathbf{b}$ теперь также в общем случае являются комплексными, соответствуя настройкам поляризаторов для приема данной эллиптической поляризации.

Фундаментальный результат данной статьи заключается в том, что как только функции распределения $g_{\mathbf{uv}}(\lambda) \equiv P_{\mathbf{uv}}(\lambda)$ ограничены условием выполнения

(2.9) (или его обобщением), значения $P(\mathbf{a}, \mathbf{b})$, предсказываемые любой нелокальной теорией со скрытыми параметрами описываемого типа, становятся несовместимыми с предсказаниями квантовой механики. Это доказывается для субкласса **L** в следующем разделе, а для общего случая – в разделе 4.

3. НЕСОВМЕСТИМОСТЬ СУБКЛАССА-L ТЕОРИЙ С КВАНТОВОЙ МЕХАНИКОЙ

Субкласс-**L** нелокальных сепарабельных теорий со скрытыми параметрами, соответствующий *линейным* поляризациям фотонов, определен постулатами (2.13), (2.11) и (2.9):

$$P(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \iint F(\mathbf{u}, \mathbf{v})\, \overline{AB}(\mathbf{u}, \mathbf{v}; \mathbf{a}, \mathbf{b})\, d\mathbf{u}\, d\mathbf{v}, \tag{3.1}$$

$$\overline{AB}(\mathbf{u}, \mathbf{v}; \mathbf{a}, \mathbf{b}) \equiv \int g_{\mathbf{uv}}(\lambda)\, A(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \lambda)\, B(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \lambda)\, d\lambda, \tag{3.2}$$

$$\bar{A}(\mathbf{u}, \mathbf{v}; \mathbf{a}, \mathbf{b}) \equiv \int g_{uv}(\lambda)\, A(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \lambda)\, d\lambda = 2(\mathbf{u}\cdot\mathbf{a})^2 - 1, \tag{3.3a}$$

$$\bar{B}(\mathbf{u}, \mathbf{v}; \mathbf{a}, \mathbf{b}) \equiv \int g_{uv}(\lambda)\, B(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \lambda)\, d\lambda = 2(\mathbf{v}\cdot\mathbf{b})^2 - 1, \tag{3.3b}$$

где $\mathbf{u}, \mathbf{v}, \mathbf{a}, \mathbf{b}$ - действительные векторы, лежащие в одной и той же плоскости, и где весовые функции $g_{\mathbf{uv}}(\lambda)$ и $F(\mathbf{u}, \mathbf{v})$ положительны и удовлетворяют условиям нормировки

$$\int g_{\mathbf{uv}}(\lambda)\, d\lambda = \iint F(\mathbf{u}, \mathbf{v})\, d\mathbf{u}\, d\mathbf{v} = 1, \tag{3.4}$$

и где $A(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \lambda)$ и $B(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \lambda)$ - функции, принимающие значения ±1. Мы покажем в этом разделе, что уравнения (3.1) – (3.4) предсказывают неравенства для $P(\mathbf{a}, \mathbf{b})$, которые нарушаются квантово-механическими выражениями, т.е. уравнением (2.2).

Хотя доказываемая теорема является, разумеется, независимой от точного определения интегралов $d\mathbf{u}$ и $d\mathbf{v}$, она согласуется со стандартным определением. Поскольку $\mathbf{u}$ и $\mathbf{v}$ являются действительными единичными векторами в плоскости xy, они характеризуются одним углом, скажем, θ_u и θ_v, относительно некоторой стандартной оси. Мы, следовательно, определяем

$$d\mathbf{u} \equiv \frac{d\theta_u}{2\pi}, \qquad d\mathbf{v} \equiv \frac{d\theta_v}{2\pi}, \tag{3.5}$$

где множитель $(2\pi)^{-1}$ включен для удобства.

Доказательство основано на следующем простом наблюдении. Пусть C, D являются величинами, которые принимают только значения ±1, а $\bar{C}, \bar{D}$ - их средние по отношению к некоторой положительной нормированной весовой функции; пусть $\overline{CD}$, аналогично, является средним от их произведения. Тогда, привлекая в явной форме тот факт, что число случаев, соответствующих конкретному результату (например, $C=+1$, $D=-1$) не может быть отрицательным, мы можем легко продемонстрировать неравенства:

$$-1+|\bar{C}+\bar{D}| \leqslant \overline{CD} \leqslant 1-|\bar{C}-\bar{D}|. \qquad (3.6)$$

Применим этот результат к переменным A и B с весовой функцией $g_{\mathbf{uv}}(\lambda)$, как в уравнениях (3.2) и (3.3). Мы теперь подставляем результирующие неравенства в (3.1); Поскольку $F(\mathbf{u}, \mathbf{v})$ по предположению является положительной, мы получаем

$$-1+2\iint d\mathbf{u}\, d\mathbf{v}\, F(\mathbf{u}, \mathbf{v})\, |(\mathbf{u}\cdot\mathbf{a})^2+(\mathbf{v}\cdot\mathbf{b})^2-1|$$

$$\leqslant P(\mathbf{a}, \mathbf{b}) \leqslant 1-2\iint d\mathbf{u}\, d\mathbf{v}\, F(\mathbf{u}\cdot\mathbf{v})\, |(\mathbf{u}\cdot\mathbf{a})^2-(\mathbf{v}\cdot\mathbf{b})^2|. \qquad (3.7)$$

Введем теперь углы θ_a и θ_b, характеризующие ориентацию $\mathbf{a}$ и $\mathbf{b}$, и затем определим

$$\xi \equiv \frac{\theta_a+\theta_b}{2}, \qquad \varphi \equiv \theta_a-\theta_b,$$

$$\Psi \equiv \frac{\theta_u+\theta_v}{2}, \qquad \chi \equiv \theta_u-\theta_v. \qquad (3.8)$$

Выражая неравенства (3.7) через эти углы и используя стандартные тригонометрические тождества, мы получаем (записав $P(\mathbf{a}, \mathbf{b}) \equiv P(\xi, \varphi)$).

$$-1+2\iint \frac{d\Psi}{2\pi}\int \frac{d\chi}{2\pi} F(\Psi, \chi)\, |\cos 2(\xi-\Psi)|\, |\cos(\varphi-\chi)|$$

$$\leqslant P(\xi, \varphi) \leqslant 1-2\int \frac{d\Psi}{2\pi}\int \frac{d\chi}{2\pi} F(\Psi, \chi)\, |\sin 2(\xi-\Psi)|\, |\sin(\varphi-\chi)|. \quad (3.9)$$

Теперь проинтегрируем неравенства (3.9) по ξ и затем выполним интегрирование по Ψ. Используем тот факт, что

$$\int |\cos 2(\xi-\Psi)| \frac{d\xi}{2\pi} = \int |\sin 2(\xi-\Psi)| \frac{d\xi}{2\pi} = \frac{2}{\pi}, \qquad (3.10)$$

и определим

$$\int P(\xi, \varphi) \frac{d\xi}{2\pi} \equiv \bar{P}(\varphi), \qquad (3.11)$$

$$\int F(\Psi, \chi) \frac{d\Psi}{2\pi} \equiv \rho(\chi), \qquad (3.12)$$

так что согласно (3.4) $\rho(\chi)$ будет нормированной весовой функцией:

$$\int \rho(\chi) \frac{d\chi}{2\pi} = 1. \tag{3.13}$$

Тогда мы имеем

$$-1 + \frac{4}{\pi} \int \frac{d\chi}{2\pi} \rho(\chi) \, |\cos(\varphi - \chi)| \leqslant \overline{P}(\varphi) \leqslant 1 - \frac{4}{\pi} \int \frac{d\chi}{2\pi} \rho(\chi) \, |\sin(\varphi - \chi)|. \tag{3.14}$$

Теперь мы сложим и вычтем неравенства (3.14) для $\overline{P}(\varphi)$ и $\overline{P}(\varphi')$ и спользуем соотношения

$$|\sin(\varphi - \chi)| + |\sin(\varphi' - \chi)| \geqslant |\sin(\varphi - \varphi')|, \tag{3.15a}$$

$$|\cos(\varphi - \chi)| + |\cos(\varphi' - \chi)| \geqslant |\sin(\varphi - \varphi')|, \tag{3.15b}$$

$$|\sin(\varphi - \chi)| + |\cos(\varphi' - \chi)| \geqslant |\cos(\varphi - \varphi')|. \tag{3.15c}$$

Так мы получаем наши финальные неравенства для субкласса-**L** теорий:

$$|\overline{P}(\varphi) + \overline{P}(\varphi')| \leqslant 2 - \frac{4}{\pi} |\sin(\varphi - \varphi')|, \tag{3.16a}$$

$$|\overline{P}(\varphi) - \overline{P}(\varphi')| \leqslant 2 - \frac{4}{\pi} |\cos(\varphi - \varphi')|, \tag{3.16b}$$

где $\overline{P}(\varphi)$ - определен уравнением (3.14). Неравенства (3.16) очевидно нарушаются квантово-механическим выражением (2.2) (для которого $\overline{P}(\varphi) \equiv P(\varphi) = \cos 2\varphi$); например, (3.16a) нарушается для $\varphi = 0$ и малого φ'. Таким образом, несовместимость доказана.

4. НЕСОВМЕСТИМОСТЬ ОБЩИХ CNHV-ТЕОРИЙ С КВАНТОВОЙ МЕХАНИКОЙ

Очевидно, что аргументы предшествующего раздела становятся неверными, как только мы допускаем, что пары испущенных фотонов имеют наиболее общую (эллиптическую) поляризацию. На самом деле, если мы просто рассмотрим ансамбль, который представляет собой соединение двух неперекрывающихся субансамблей, в одном из которых оба фотона имеют круговую правостороннюю поляризацию, а в другом оба фотона имеют круговую левостороннюю поляризацию, то мы не только воспроизводим квантово-механическое предсказание для корреляции при круговой поляризации (для перехода ($0^+ \to 0^+$), но и результат обобщения аргументов раздела 3 для корреляций линейной поляризации полностью пропадает. Таким образом ясно, что любое полезное обобщение этих аргументов должно относиться к измерениям с “нетривиальными эллиптическими” (т.е. не круговыми и не линейными) компонентами поляризации.

Поскольку должно быть полностью возможно явно осуществить требуемое измерение в терминах (комплексной) поляризации в поперечной плоскости, понимание геометрической структуры аргументации достигается отображением этой задачи на задачу о частицах со спином 1/2. При таком отображении общее состояние линейной поляризации соответствует собственному состоянию $\tilde{\boldsymbol{\sigma}}\cdot\hat{\mathbf{n}}$, где (действительный) единичный вектор $\hat{\mathbf{n}}$ ограничен принадлежностью плоскости xy, тогда как произвольная эллиптическая поляризация соответствует произвольному направлению $\hat{\mathbf{n}}$ (круговая поляризация соответствует $\hat{\mathbf{n}}=\pm\hat{\mathbf{z}}$). Естественное определение величины A из раздела 2 теперь есть значение проекции $\tilde{\boldsymbol{\sigma}}\cdot\hat{\mathbf{a}}(=\pm 1)$, так что квантово-механическое математическое ожидание величины $\langle AB\rangle$ аналогично (2.2) равно теперь $\cos\varphi(\equiv\mathbf{a}\cdot\mathbf{b})$, а не $\cos 2\varphi$; аналогично, для “субкласса-L” CNHV-теории (в которой все релевантные спины ограничены принадлежностью плоскости xy) все углы в аргументе раздела 3 просто заменяются половинными углами), так что (например) аналог уравнения (3.16a) есть

$$|\bar{P}(\varphi)+\bar{P}(\varphi')|\leqslant 2-\frac{4}{\pi}|\sin(\varphi-\varphi')/2|, \tag{4.1}$$

и так далее.

Рассмотрим теперь общую CNHV теорию в представлении “спин 1/2”, так что “спины” $\mathbf{u},\mathbf{v}$ попарно испущенных частиц (так же, как измерительные оси $\mathbf{a},\mathbf{b}$) могут распространяться в произвольных направлениях. В общем случае аналог уравнения (3.7) в представлении “спин 1/2” есть

$$-1+2\iint d\mathbf{u}\,d\mathbf{v}\,F(\mathbf{u},\mathbf{v})\,|(\mathbf{u}\cdot\mathbf{a})+(\mathbf{v}\cdot\mathbf{b})|$$

$$\leqslant P(\mathbf{a},\mathbf{b})\leqslant 1-2\iint d\mathbf{u}\,d\mathbf{v}\,F(\mathbf{u},\mathbf{v})\,|\mathbf{u}\cdot\mathbf{a}-\mathbf{v}\cdot\mathbf{b}|. \tag{4.2}$$

Выберем теперь конкретную плоскость (которую мы без потери общности можем обозначать через xy) и положим, что единичные действительные векторы $\mathbf{a},\mathbf{b}$ принадлежат этой плоскости. Пусть $\lambda_z\equiv(1-(\mathbf{u}\cdot\hat{\mathbf{z}})^2)^{\frac{1}{2}}$ и $\mu_s\equiv(1-(\mathbf{v}\cdot\mathbf{z})^2)^{\frac{1}{2}}$ - амплитуды проекций $\mathbf{u}$ и $\mathbf{v}$ соответственно в этой плоскости. Тогда очевидно, что для любых конкретных значений λ_z и μ_z мы можем обобщить каждый шаг аргументации раздела 3; например, обобщение уравнения (3.14) состоит в заменах

$$|\cos(\varphi-\chi)|\to(\Sigma_z^2\cos^2\{(\varphi-\chi)/2\}+\Delta_z^2\sin^2\{(\varphi-\chi)/2\})^{\frac{1}{2}}, \tag{4.3a}$$

$$|\sin(\varphi-\chi)|\to(\Sigma_z^2\sin^2\{(\varphi-\chi)/2\}+\Delta_z^2\cos^2\{(\varphi-\chi)/2\})^{\frac{1}{2}}, \tag{4.3b}$$

где Σ_z и Δ_z определены соотношениями

$$\Sigma_z\equiv\tfrac{1}{2}(\lambda_z+\mu_z),\qquad \Delta_z\equiv\tfrac{1}{2}(\lambda_z-\mu_z). \tag{4.4}$$

Используя (3.15a-c) (с соответствующими заменами угла на “половинный”) плюс легко доказуемый результат, что если для положительных величин a,b,c,d,p,q выполнены неравенства $a+c\geqslant p$ and $b+d\geqslant q$, то $(a^2+b^2)^{\frac{1}{2}}+(c^2+d^2)^{\frac{1}{2}}\geqslant(p^2+q^2)^{\frac{1}{2}}$, мы находим, что вклад (обозначим его через $\bar{P}(\varphi:\lambda_z,\mu_z)$)

субансамбля пар с конкретными значениями λ_z, μ_z в корреляцию $\overline{P}(\varphi)$ удовлетворяет неравенствам (обобщение неравенств (3.16a,b)

$$|\overline{P}(\varphi:\lambda_z,\mu_z)+\overline{P}(\varphi':\lambda_z,\mu_z)|\leqslant W(\lambda_z,\mu_z)\left(2-\frac{2}{\pi}(\lambda_z^2+\mu_z^2)^{\frac{1}{2}}|\sin(\varphi-\varphi')/2|\right), \tag{4.5a}$$

$$|\overline{P}(\varphi:\lambda_z,\mu_z)-\overline{P}(\varphi':\lambda_z,\mu_z)|\leqslant W(\lambda_z,\mu_z)\left(2-\frac{2}{\pi}(\lambda_z^2+\mu_z^2)^{\frac{1}{2}}|\cos(\varphi-\varphi')/2|\right), \tag{4.5b}$$

где величина

$$W(\lambda_z,\mu_z)\equiv\int\frac{d\theta_u}{2\pi}\int\frac{d\theta_v}{2\pi}F(\mathbf{u},\mathbf{v}) \tag{4.6}$$

представляет собой “вес” этого субансамбля в полном ансамбле. Теперь понятно, что (поскольку утверждение $|a|\leqslant b$ является просто эквивалентом пары утверждений $a\leqslant b,\ -a\leqslant b!$), что мы можем проинтегрировать (4.5) по λ_z и μ_z, чтобы получить финальный результат для экспериментально измеряемых корреляций $\overline{P}(\varphi)$

$$|\overline{P}(\varphi)+\overline{P}(\varphi')|\leqslant 2-\frac{2}{\pi}\overline{(\lambda_z^2+\mu_z^2)^{\frac{1}{2}}}|\sin(\varphi-\varphi')/2|, \tag{4.7a}$$

$$|\overline{P}(\varphi)-\overline{P}(\varphi')|\leqslant 2-\frac{2}{\pi}\overline{(\lambda_z^2+\mu_z^2)^{\frac{1}{2}}}|\cos(\varphi-\varphi')/2|, \tag{4.7b}$$

где черточка сверху указывает на усреднение по всему ансамблю излученных пар.

Решающий пункт теперь заключается в том, что неравенства (4.7) должны выполняться для произвольной плоскости. Рассмотрим тогда (например) неравенство (4.7a), положим $\varphi'\equiv 0$ и повернем векторы $\mathbf{a}$ и $\mathbf{b}$, определяющие φ, один относительно другого сначала вокруг оси z, а затем – вокруг оси x: положим углы поворота одинаковыми, но для ясности обозначим их через φ_z и φ_x соответственно. Поскольку в вышеуказанных неравенствах мы имеем $(\lambda_z^2+\mu_z^2)^{\frac{1}{2}}+(\lambda_x^2+\mu_x^2)^{\frac{1}{2}}\geqslant\sqrt{2}$, то, добавляя релевантные формы (4.7a), получаем неравенство

$$\overline{P}(\varphi_x)+\overline{P}(\varphi_z)\leqslant 2-\frac{2\sqrt{2}}{\pi}\{|\sin\varphi/2|\}, \tag{4.8}$$

где $\varphi\equiv\varphi_x\equiv\varphi_z$. (Излишне говорить, что могут быть доказаны и более общие неравенства, но для нашей задачи это не требуется).

Наконец, возвращаясь к описанию результата (4.8) на языке “поляризации”, необходимо определить угол, отвечающий “эллиптической разности” между двумя возможными эллиптическими поляризациями, соответствующими обоим поляризаторам. Для нашей задачи достаточно предположить, что релевантные поляризации обоих имеют вид $\cos\theta_j \mathbf{a} + i \sin\theta_j \mathbf{b}$ ($j = 1, 2$), где $\mathbf{a}$ и $\mathbf{b}$ обозначают частную пару действительных взаимно ортогональных векторов, лежащих в плоскости xy; тогда интересующий нас угол есть просто $\varphi_{el} \equiv \theta_1 - \theta_2$. Как и в разделе 3, мы продолжим определением φ для случая, когда поляризации являются *действительными*, как и угол между ними. Тогда неравенство (4.8) переходит в

$$\overline{P}(\varphi = \chi) + \overline{P}(\varphi_{el} = \chi) \leqslant 2 - \frac{2\sqrt{2}}{\pi} |\sin\chi|, \qquad (4.9)$$

где, как и ранее, черточка над P указывает на усреднение по релевантному углу “центра массы” (таким образом, в случае эллиптических поляризаций, по переменной $\frac{1}{2}(\theta_1 + \theta_2)$). С другой стороны, квантово-механическое предсказание для левой стороны соотношения (4.9) в случае перехода $0^+ \to 1^- \to 0^+$ есть

$$\overline{P}_{\rm QM}(\varphi = \chi) + \overline{P}(\varphi_u = \chi) = 2\cos 2\chi, \qquad (4.10)$$

что, очевидно, несовместимо с (4.9) в конечном диапазоне малых, но отличных от нуля χ. Это дополняет доказательство того утверждения, что не существует теорий CNHV класса, которые могли бы давать экспериментальные предсказания, совместимые с предсказаниями квантовой теории.

5. ЯВНЫЙ ПРИМЕР НЕТРИВИАЛЬНОЙ CN-ТЕОРИИ

(не переведено)

6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ СИТУАЦИЯ

(не переведено)

7. ОБСУЖДЕНИЕ

(не переведено)

БЛАГОДАРНОСТИ

Ядро этой работы было сделано во время семестра, проведенного в Университете Науки и Технологии (UST), Kumasi, Гана, на стажировке от Университета Сассекса на исходе 1976, а данная рукопись была подготовлена, за исключением раздела 4 и некоторых минимальных обновлений и исправлений, в Сассексе в течение следующих двух лет. Я хотел бы поблагодарить моих коллег из UST за их гостеприимство в Kumasi и Британский Межуниверситетский Совет по Зарубежному Высшему Образованию за финансовую поддержку моего пребывания там. Я благодарен д-ру L. Allen, д-ру G. Barton, д-ру R. Kuhn и особенно (позднее) проф. J. S. Bell за их полезные комментарии в это время; а также Dipankar Home и Abner Shimony (спустя четверть века), что не только привело к улучшению рукописи, но и убедило меня что она может быть опубликована. Я, в частности, благодарен Abner Shimony за его комментарии к последним версиям. Исходный текст раздела 4, как оказалось, содержал значительную ошибку, и необходимость (нетривиальной) переделки этого раздела и последующего просмотра всей рукописи была связана с очень приятным пребыванием в в Университете Флориды, Gainesville, и поддержкой Национального Научного фонда (грант NSF-EIA01-21568).

ССЫЛКИ

1. J. S. Bell, *Physics* **1**, 195–200 (1965).
2. A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, *Phys. Rev.* **47**, 777–780 (1935).
3. G. Weihs, T. Jennewein, C. Simon, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5039 (1999).
4. F. J. Belinfante, *A Survey of Hidden-Variables Theories* (Pergamon, Oxford, 1973).
5. J. P. Jarrett, *Noûs* **18**, 569 (1984)[2].
6. J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony, and R. A. Holt, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 880–884 (1969).
7. J. F. Clauser and A. Shimony, *Rep. Prog. Phys.* **41**, 1881–1927 (1978).
8. A. Garuccio and F. Selleri, *Nuovo Cimento B* **36**, 176–185 (1976).
9. O. Costa de Beauregard, *Nuovo Cimento B* **51**, 267–279 (1979).
10. J. R. Torgerson, D. Branning, C. H. Mooken, and L. Mandel, *Phys. Rev. A* **51**, 4400 (1995).
11. J. F. Clauser and M. A. Horne, *Phys. Rev. D* **10**, 526–535 (1974).
12. J. S. Bell, *Rev. Mod. Phys.* **38**, 447 (1966).
13. S. Kochen and J. Specker, *J. Math. Mech*. **17**, 59 (1967).

[2] Заметим, что по терминологии в этой работе условие (4) раздела 2 выше является условием ‘‘полноты”, а (5) – условием ‘‘локальности”; таким образом, класс теорий, рассмотренный выше, является ‘‘полным, но не строго локальным”.