РЕСПЕКТАБЕЛЬНЫЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПСЕВДОНАУКИ

Игнатович В.К. (v.ignatovi@gmail.com) Лаборатория нейтронной физики Объединенного Института Ядерных Исследований.

Аннотация.
Показывается псевдонаучность таких направлений, как парадокс Эйнштейна, Подольского, Розена (ЭПР), неравенства Белла, квантовые криптография, телепортация и компьютеры, теорема Кохена-Шпеккера и слабые измерения. Демонстрируется цензура в науке, запрещающая обсуждать псевдонаучность утвердившихся в литературе понятий.

Ключевые слова: Квантовая механика, ЭПР парадокс, переплетенные состояния, поляризация

Abstract
Pseudoscience of such directions as the paradox of Einstein, Podolsky, Rosen (EPR), Bell inequality, quantum cryptography, teleportation and computers, Kohen-Speker's theorem and weak measurements are shown. The scientific censorship prohibiting discussion of the pseudoscience is demonstrated.

Keywords: quantum mechanics, EPR paradox, intertwined states, polarization

Без лишних предисловий я покажу сначала псевдонаучность ЭПР парадокса, который основан на переплетенности волновой функции (ВФ) двух когда-то провзаимодействовавших частиц, и, хотя существование переплетенности никто не доказал, все безоговорочно верят, что если одну из далеко разлетевшихся частиц дернуть за хвост, то другая это почувствует. В статье 1935 г. (Phys.Rev.(**47**)777) авторы придумали такую ВФ, что, если измерить координату или импульс одной частицы, то у второй мгновенно появляется или то или другое. Но т.к. сверхсветовой обмен информациями невозможен, то вторая частица должна иметь и то и другое одновременно, независимо от измерений первой. Но это запрещено соотношениями неопределенности. Следовательно, квантовая механика неполна. Решение этого парадокса тривиально и не требует переплетенности. Частицы всегда имеют точно определенные координаты и импульсы одновременно, а соотношения неопределенности не имеют к этому никакого отношения. Все зависит от определения: что такое импульс и координата. ЭПР считают, что импульс это собственное значение оператора импульса $\hat{\mathbf{p}}$, т.е. импульс существует только у частиц, описываемых плоской волной: $\psi(x)=\exp(ikx)$. Тогда оператор импульса имеет собственное значение $p=\hbar k$, но при этом возникает противоречие относительно того, где находиться частица. ЭПР определяют «относительную вероятность» найти частицу в интервале (ab) как $\int_a^b dx|\psi(x)|^2=b-a$. Такая размерная вероятность неприемлема. В учебниках по квантовой механике (КМ) предлагается ограничить пространство масштабом L. Тогда вероятность равна $(b-a)/L$, но волновая функция внутри ограниченного интервала равна $\psi(x)=\sin(\pi n\,x/L)$ и не является собственной для оператора импульса. Следовательно, в такой системе частицы не имеют импульса. Для выхода из тупика , нужно вместо плоской волны ввести волновой пакет $\psi(x)$ и считать импульсом $p=\int dx\psi^*(x)\hat{p}\psi(x)$. При таком определении возникает дисперсия Δp. Однако эта дисперсия есть свойство волнового пакета, которое следует изучать. Рассмотрим, например, классический объект, такой, как карандаш. Его положение можно определить в любой точке, например на кончике грифеля. При этом дисперсия выбора точки отлична от нуля и характеризует размер и форму карандаша.

В 1957 г Бом и Ааронов (БА) (Phys.Rev. (**108**)1070) предложили исследовать переплетенность на поляризациях частиц. Они рассмотрели распад скалярной частицы на 2 спинорные. Исходя из закона сохранения спина, они приписали разлетающимся частицам общую спинорную функцию $|\psi\rangle = |u\rangle|d\rangle - |d\rangle|u\rangle$. При этом измерение поляризации одной частицы мгновенно определяет поляризацию другой. Однако закон сохранения спина выполняется только в среднем, а в отдельном событии распада закон сохранения спина, как и углового момента нарушается. Нарушение закона сохранения углового момента в отдельном акте распада с очевидностью следует из распада скалярной частицы на 2 скалярные же. При распаде симметричная волновая функция переходит в несимметричную – суперпозицию состояний всех орбитальных моментов, среди которых есть и нечетные, что автоматически приводит к нарушению четности. Нарушение закона сохранения углового момента при распаде частиц отмечено в самой работе АБ, и потому требование сохранения спина в каждом акте распада представляется незаконным. В работе АБ также предлагается переплетенность изучать на фотонных распадах. Если атом после распада излучает два фотона с параллельными поляризациями, то фотоны, по их мнению, не обладают индивидуальными поляризациями, а имеют общую фотонную функцию $\psi = \mathbf{xx} + \mathbf{yy}$, где $\mathbf{x}$, $\mathbf{y}$ -- два произвольных ортогональных вектора. Поэтому измерение поляризации одного фотона мгновенно определяет поляризацию другого, а до измерений поляризацию не имеет ни один из них.

В 1964г. Белл (Bell J.S. Physics.(**1**)195) вывел неравенства для измерения на совпадение частиц после распада и показал, что в переплетенных состояниях эти неравенства нарушаются. Суть состоит в следующем. Представим себе двух наблюдателей, Алису и Боба. У каждого из них имеется анализатор поляризации -- одноосный анизотропный кристалл. Фотон, поляризованный вдоль оси анизотропии, детектируется детектором 1, а фотон с перпендикулярной поляризацией детектируется детектором 2. Алиса и Боб ориентируют оси своих кристаллов под углом θ друг к другу и измеряют корреляцию $E(\theta) = \dfrac{N_{11} + N_{22} - N_{21} - N_{12}}{N_{11} + N_{22} + N_{21} + N_{12}}$, где N_{ij} -- скорости счета детекторов A_i и B_j. При этом предлагается провести измерения при 4-х углах θ. Забавно, что в случае переплетенных фотонов $E(\theta) = \cos(2\theta)$, а если предположить, что фотоны независимы, но имеют параллельную поляризацию однородно распределенную по азимутальному углу вокруг направления распространения, то корреляция оказывается равной $E(\theta) = \cos(2\theta)/2$, и это можно проверить в единственном измерении. Если же это нельзя проверить в одном измерении, то нет никакой надежности и в 4-х измерениях. Экспериментально измеренную величину $E(\theta)$ можно увеличить сколь угодно, если при измерении скорости счета N_{ij} вычесть достаточно большой фон. Знаменатель это уменьшит, а числитель не изменит. Таким образом, все измерения нарушений неравенств Белла следует считать фикцией. Чтобы доказать переплетенность, нужно измерять не нарушение неравенств Белла, а напрямую измерить зависимость поляризации фотонов Боба от измерений Алисы. Для этого достаточно приблизить Алису к источнику излучения и при параллельной ориентации осей анализаторов измерять у Боба только те фотоны, парные которых у Алисы зарегистрированы детектором A_1. Но нет, проще симулировать фундаментальные исследования путем измерения неравенств Белла. Это особенно четко видно в публикациях, в которых число соавторов превышает количество 2-х-3-х футбольных команд (Phys.Rev.Lett.{**115**} 250401,250402 (2015)). Делать людям нечего. Сформулировать свои задачи они не могут, а количество публикаций для отчетности требуется.

Однако, работа (Paul G.Kwiat, a.o. Phys.Rev.Lett. **75,** 4337 (1995)) может вызвать сомнение в справедливости выше приведенных рассуждений. В ней рассматривается расщепление фотона в нелинейных кристаллах на 2 других фотона с половинной энергией. Причем показывается, что поляризации фотонов переплетены, доказательством чему являются измеренные неравенства Белла, S, которые превышают 2 на много статистических ошибок. Я проверил их теоретические формулы и получил для S всюду нули вместо указанных экспериментальных величин. Я удивился и послал письма авторам, Ответа не получил. У меня возникло подозрение, что эксперимент не производился, а был сочинен с указанием якобы измеренных величин, чтобы удовлетворить ожидание соответствующего авторитетного сообщества. Авторы были уверены, что никто не будет проверять их результаты, и почти не ошиблись. Я направил комментарий к этой работе в Phys.Rev.Lett. . Реакция редактора (George Basbas Consulting Editor) была сразу отрицательной: мои нули ничего не значат, т.к. работа была опубликована более 20 лет назад, на нее имеются более 1400 ссылок и кто-нибудь бы заметил. Я попросил редактора направить мой комментарий авторам и, даже пусть без публикации, переслать их ответ мне, чтобы мне было безумно стыдно за мои ничем не обоснованные подозрения. В конечном счете мой комментарий был отвергнут. Jian-Wei Pan (Divisional Associate Editor) написал, что установка, аналогичная установке Paul G.Kwiat, используется почти во всех оптических лабораториях, и потому мой комментарий нужно безусловно отвергнуть. Я спросил у George Basbas: был ли ответ авторов? Он написал, что не посылал им ничего. Далее он заявил, что в статье Kwiat и др. утверждается, что $S \leq 2$ для локальных теорий, и потому результат моих вычислений не удивителен. Они же не вычисляли, а измеряли, и показали, что природа нелокальна. Я был потрясен этим рассуждением и предложил George Basbas обсудить подробнее. Но George Basbas нашу переписку прекратил.

Поскольку доказательств переплетенности удаленных частиц до сих пор нет, то все работы, основанные на переплетенности частиц, такие как квантовые криптография, телепортация и компьютеры следует считать псевдонауками. Теоретические исследования в них основаны на манипуляциях с математическими символами, а экспериментальные исследования дальше многообещающих предсказаний никогда не приведут к реальным результатам.

Теорема Кохена-Шпекера (КШТ) – это одно из псевдонаучных направлений, не связанных с переплетенностью. Теорема доказывает, что квантовым величинам нельзя сопоставить однозначные классические величины. Например, если у вас есть три оператора **A**, **B** и **C=AB,** причем все три имеют отрицательные собственные значения, то собственным значениям первых двух операторов нельзя сопоставить классически отрицательные величины, т.к. тогда третьему оператору будет соответствовать положительное значение, что противоречит квантовому результату. Доказывать справедливость КШТ в эксперименте – это ломиться в открытую дверь. Но экспериментаторам приятно придать фундаментальность своим работам и представить доказательство КШТ, когда ничего другого в работе не содержится (см. например, Yu.Hasegawa a.o. PRL **97**, 230401 (2006)).

Особое место среди псевдонаук занимает статья Ааронова, Альберта и Вайдмана (ААВ) 1988г. (Phys. Rev.Lett. (**60**), 1351) о «слабых измерениях», в которой неправильно решена физическая задача, и получена абсурдная физическая величина. Но, из-за публикации в авторитетном журнале, статья стала респектабельной, ее популяризируют, ей поют аллилуйю, и она подхвачена многими исследователями, которые, если не могут сформулировать задачу для исследований, добавляют в свою установку какое-нибудь малое возмущение и подают результат под знаменем «слабых измерений».

Суть работы представлена на рис. 1. Представим, что на пути поляризованного нейтронного

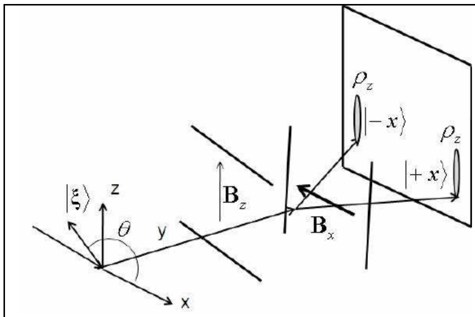

Рис.1. *На пути нейтронного пучка, распространяющегося вдоль оси y, и поляризованного вдоль вектора* **ξ***, близкого к направлению –x, располагаются два неоднородных магнитных поля. Одно слабое вдоль оси z, а другое сильное вдоль оси –x. Первое слабое поле только слегка уширяет пучок, а второе , сильное, расщепляет его, и расщепленные компоненты регистрируются позиционно чувствительным детектором. Измеряется распределение ρ_z.*

пучка находятся два неоднородных магнитных поля, характерных для измерения эффекта Штерна-Герлаха. Одно из них слабое (не расщепляет пучок), а второе сильное. Нужно найти распределение нейтронных отсчетов на позиционно чувствительном детекторе в зависимости от слабого поля.

Поскольку поля не меняются во времени, то в этой задаче нужно решить стационарное уравнение Шредингера, рассматривая слабое поле либо строго, либо как возмущение. Решение не простое, т.к. нужно хорошо знать распределение полей, и, строго говоря, придется пользоваться численными методами. Впрочем, нужно ли решать такую задачу? Какая физическая проблема при этом исследуется? Но вот как подошли ААВ к этой задаче. Они обозначили прохождение нейтрона через слабое поле, как «слабое измерение» и представили его в виде преобразования $|\Psi_{\rm f}(p)\rangle = e^{-i\int dt H(t)}|\Psi_{\rm in}(p)\rangle$. Здесь $H=-g(t)q\mathbf{S}$ -- гамильтониан взаимодействия, q оператор координаты, канонически сопряженный импульсу p, **S** совпадает с матрицей Паули σ_z, собственные спиноры которой, $|\zeta_i\rangle$, соответствуют собственным значениям $S_i=\pm 1$, функция g(t) определяет малый параметр $\gamma=\int g(t)dt$ взаимодействия с полем, $|\Psi_{\rm in}(p)\rangle = \exp(-p^2/2\Delta)|\psi_{\rm in}\rangle$ -- начальная «волновая функция», и $|\psi_{\rm in}\rangle = \sum_i \alpha_i|\zeta_i\rangle$-- ее спинорная часть. Это преобразование называемое «слабым измерением», приводит к результату

$$|\Psi_{\rm f}(p)\rangle = \exp(i\gamma q\mathbf{S})\exp(-p^2/2\Delta)|\psi_{\rm in}\rangle = \sum_i \alpha_i \exp(-(p-\gamma S_i)^2/2\Delta)|\zeta_i\rangle, \tag{1}$$

который нельзя считать правильным, потому что в нем нарушается закон сохранения энергии. Если поля до и после взаимодействия равны нулю, что и предполагается, то импульсы всех поляризаций должны сохраняться. Впрочем, для ААВ результат (1) тоже не представляет интереса, поскольку при малых γ изменение импульсов тоже мало, они задались целью усилить эффект, но не с помощью усилителей в экспериментальной установке, а на бумаге. И вот как это делается.

Найдем матричный элемент перехода в спинорное состояние $|\psi_{\rm f}\rangle$. Он при малых γ вычисляется следующим образом:

$$\langle\psi_{\rm f}|e^{i\gamma q\mathbf{S}}|\psi_{\rm in}\rangle \approx \langle\psi_{\rm f}|1+i\gamma q\mathbf{S}|\psi_{\rm in}\rangle \approx \langle\psi_{\rm f}\|\psi_{\rm in}\rangle\left(1+i\gamma q\frac{\langle\psi_{\rm f}|\mathbf{S}|\psi_{\rm in}\rangle}{\langle\psi_{\rm f}\|\psi_{\rm in}\rangle}\right) \approx \langle\psi_{\rm f}\|\psi_{\rm in}\rangle e^{i\gamma q\langle S_w\rangle}, \tag{2}$$

где $\langle S_w\rangle = \dfrac{\langle\psi_{\rm f}|\mathbf{S}|\psi_{\rm in}\rangle}{\langle\psi_{\rm f}\|\psi_{\rm in}\rangle}$ -- так называемая слабая величина, которая, благодаря знаменателю, может быть сколь угодно большой. Далее вспоминаем о распределении $\exp(-p^2/2\Delta)$ и, умножив его на (2), получим

$$\langle\psi_{\rm f}\|\psi_{\rm in}\rangle\exp(i\gamma q\langle\mathbf{S}_w\rangle)\exp(-p^2/2\Delta)=\langle\psi_{\rm f}\|\psi_{\rm in}\rangle\exp\left(-\frac{(p-\gamma\langle\mathbf{S}_w\rangle)^2}{2\Delta}\right). \qquad (3)$$

Таким образом, малая величина γ усиливается большим фактором $\langle S_w\rangle$, и источником усиления является произведение $\langle\psi_{\rm f}\|\psi_{\rm in}\rangle$ в знаменателе, которое может быть сколь угодно малым.

Впрочем, можно получить и еще большее усиление, если выражение (2) обобщить следующим образом:

$$\langle\psi_{\rm f}|1+i\gamma q\mathbf{S}|\psi_{\rm in}\rangle\approx\langle\psi_{\rm f}\|\psi_{\rm in}\rangle^2\left(\frac{1}{\langle\psi_{\rm f}\|\psi_{\rm in}\rangle}+i\gamma q\frac{\langle\psi_{\rm f}|\mathbf{S}|\psi_{\rm in}\rangle}{\langle\psi_{\rm f}\|\psi_{\rm in}\rangle^2}\right)\approx C+\langle\psi_{\rm f}\|\psi_{\rm in}\rangle^2 e^{i\gamma q\langle\mathbf{S}_{sw}\rangle}, \qquad (4)$$

где введена новая $\langle S_{sw}\rangle=\dfrac{\langle\psi_{\rm f}|\mathbf{S}|\psi_{\rm in}\rangle}{\langle\psi_{\rm f}\|\psi_{\rm in}\rangle^2}$ -- «суперслабая величина», а $C=\langle\psi_{\rm f}\|\psi_{\rm in}\rangle-\langle\psi_{\rm f}\|\psi_{\rm in}\rangle^2$ -- постоянная, которой можно пренебречь, когда начальное и конечное состояние почти ортогональны. Суперслабая величина еще более усиливает γ, но процесс усиления на бумаге можно продолжать до бесконечности, и это только свидетельствует о его бессмысленности.

Правильное решение этой задачи можно найти квазиклассически, смоделировав слабое поле пленкой ширины l с постоянным градиентом магнитного поля внутри нее. Градиент поля создает ускорение a, которое внутри пленки изменяет скорости вдоль оси z двух компонент спинора на величину $\Delta v_z=\pm al/v_\perp$, где $v_\perp$ -- компонента скорости падающего нейтрона, перпендикулярная пленке, которая при выходе из пленки изменяется ровно на такую же величину $-\Delta v_z$. Таким образом, энергия нейтрона после прохождения пленки не меняется. Усреднив по начальному распределению скоростей нейтрона, получим распределение ρ_z на детекторе, после чего, при желании, можно методом подгонки определить параметр al. Но решение подобной задачи не представляет никакой ценности.

Покажем на одном примере, как используется «слабое измерение» в эксперименте. В работе (N. W. M. Ritchie, a.o. Phys. Rev. Lett. **66**, 1107 (1999)) лазерный луч с гауссовским распределением волновой поверхности пропускался через два поляризатора, ориентированных под углом α друг к другу, и регистрировался на позиционно чувствительном детекторе. Для «слабого измерения» между поляризаторами помещалась анизотропная пластинка, в которой лазерный луч расщеплялся на два луча со взаимно перпендикулярными поляризациями. Эти два луча при выходе из пластинки смещались друг относительно друга в поперечном направлении на малое расстояние l порядка 1 Ангстрема, но на детекторе получалось широкое распределение, которое интерпретировалось как усиление слабого расщепления. Фактически в этом эксперименте используется формула (1), а не (2). Поэтому данная работа, по существу, не относится к категории «слабых измерений», но работа теряет смысл, если не подвести ее под эту категорию. Если распределение в падающем луче равно $\exp(-x^2)$, то при $\alpha=\pi/2$ на детекторе будет $F(x)\propto\exp(-x^2)-\exp(-(x-l)^2)$. Легко рассчитать, как выглядит такое расщепление при различных l. Результат показан на рис. 2.

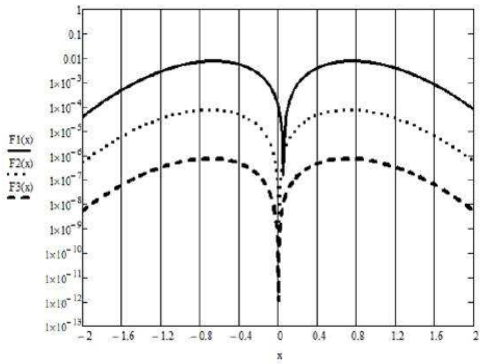

Рис.2. *Функция* $F(x) = \exp(-x^2) - \exp(-(x-l)^2)$, *рассчитанная для различных l. Здесь F1(x) соответствует l=0.1, F2(x) -- l=0.01 и F3(x) -- l=0.001. Видно, что расстояние между горбами не зависит от величины l. Это свойство гауссианов, и потому широкое распределение на детекторе не является усилением смещения l вследствие «слабых измерений». Чтобы определить l требуется подгонка, которая тем труднее, чем шире гауссиан. Но в категории «слабых измерений» работа становится фундаментальной.*

В категории «слабых измерений» опубликовано, в частности, много работ, посвященных несуществующему смешению электромагнитного луча перпендикулярно плоскости падения при отражении от границы раздела между двумя изотропными средами -- так называемый Спин-Холл-эффект, или эффект Федорова-Эмберта. Эти работы опубликованы в авторитетных журналах, а моя работа, доказывающая отсутствие эффекта, этими журналами отвергается.

Такова цензура. Не публикуется и эта критическая статья ни в русских, ни в зарубежных журналах. В УФН статья была отвергнута, т.к. не подходит по форме и является дискуссией со статьей, опубликованной не в УФН. В Rev.Mod.Phys. статья была отвергнута мгновенно. Debbie Brodbar сообщила мне, что она не будет опубликована ни в одном журнале Американского Физического Общества. В Found.Phys. редактор Fedde Benedictus также сообщил, что статья не удовлетворяет высоким стандартам, принятым в журнале. Мои аргументы в защиту высокого стандарта данной работы остались без ответа.