

УДК 53.01:535.51

Детерминистическая интерпретация закона Малюса и корреляции в экспериментах с запутанными фотонами

А.И. Гончаров

Алтайский государственный университет (Барнаул, Россия)

Deterministic Interpretation of the Malus Law and Correlation in Experiments with Entangled Photons

A.I. Goncharov

Altai State University (Barnaul, Russia)

Рассматривается локальная детерминистическая модель эксперимента с коррелированными фотонами. Экспериментальная установка содержит источник, который в каждом акте излучает два линейно поляризованных фотона, два двухканальных анализатора и детекторы, включенные в схему совпадений. Угол ориентации плоскости поляризации фотонов является случайной величиной с равномерным распределением и одинаков у одновременно излучаемых фотонов. Рассматриваемая модель является обобщением «наивного примера теории со скрытыми параметрами», описанного в статье А. Аспэ (A. Aspect) Bell's Theorem: The Naive View of an Experimentalist. Исход взаимодействия фотона с анализатором (попадание в один из двух каналов) однозначно определяется углом между плоскостью поляризации фотона и осью анализатора и описывается ступенчатой функцией. Отличие нашей модели состоит в том, что ступенчатая функция содержит большое число участков разной длины. Расположение и длины участков заданы так, чтобы вероятность попадания фотона в конкретный канал идеального анализатора, определяемая путем усреднения исходов по малым окрестностям углов, при уменьшении максимальной длины участка приближалась к закону Малюса. Это делает классическую модель самосогласованной. В случае идеальных анализаторов абсолютная величина коэффициента корреляции показаний детекторов в основном не превышает значений из «наивного примера» Аспэ. В случае анализаторов с поглощением рассчитанные корреляции при некоторых расположениях анализаторов превышают квантово-механические значения.

Ключевые слова: линейная поляризация фотонов, закон Малюса, запутанные фотоны, корреляции, скрытые параметры.

DOI: 10.14258/izvasu(2023)1-03

This paper examines a local deterministic model of an experiment involving correlated photons. The experimental setup involves a source that emits two linearly polarized photons in each act, two two-channel analyzers, and detectors included in the coincidence scheme. The orientation angle of the photon polarization plane is a random variable with a uniform distribution, and it is the same for simultaneously emitted photons. The model presented here is a generalization of the “naive example of hidden variable theory” described in A. Aspect's article ‘Bell's Theorem: The Naive View of an Experimentalist’.

In our model, the outcome of the photon interaction with the analyzer (hit in one of the two channels) is uniquely determined by the angle between the photon polarization plane and the analyzer axis and is described by a step function. The difference in our model is that the step function contains a large number of segments of different lengths. The location and lengths of the segments are set so that the probability of a photon hitting a specific channel of an ideal analyzer, determined by averaging the outcomes over small neighborhoods of angles, approaches the Malus law when the maximum length of a segment decreases. This ensures that the classical model is self-consistent.

When ideal analyzers are used, the absolute value of the correlation coefficient of detector readings mainly does not exceed the values from Aspect's ‘naive example’. However, when analyzers with absorption are used, the calculated correlations for some orientations of the analyzers exceed the quantum mechanical values.

Key words: linear polarization of photons, Malus law, entangled photons, correlations, hidden parameters.

Введение

В течение последних нескольких десятилетий в экспериментальной и теоретической физике особое место занимают исследования систем частиц в запутанных квантовых состояниях. За исследования фотонов, запутанных по поляризациям, частично описанные в [1–5], Дж.Ф. Клаузеру, А. Аспэ и А. Цайлингеру в 2022 г. была присуждена Нобелевская премия. Как известно, эти исследования подтвердили удивительные предсказания квантовой механики, что обычно интерпретируется как нарушение принципа локального реализма (например, [5]). Однако представляются также естественными попытки найти объяснение экспериментальным фактам в рамках классических локальных моделей [6–9]. Цель настоящей статьи — с помощью расчетов проиллюстрировать возможности классического подхода, а также некоторые трудности, которые возникают в ходе поиска классических объяснений результатов экспериментов с запутанными фотонами.

1. Взаимодействие линейно поляризованного фотона с анализатором. На рисунке 1 анализатор схематически изображен в виде пластинки, расположенной перпендикулярно оси Z. На пластинке имеется выделенное направление — «ось» (на рисунке — пунктир). Ориентация пластинки в плоскости XY задается с помощью угла ϑ . Пусть на пластинку падают линейно поляризованные фотоны, до попадания в анализатор движущиеся вдоль оси Z. Ориентация плоскости поляризации фотонов (на рисунке — штрих-пунктир) определяется углом φ . Угол между плоскостью поляризации фотонов и направлением оси пластинки равен $\alpha = \varphi - \vartheta$.

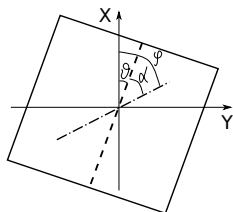


Рис. 1. Схематическое изображение анализатора

Подразумеваем, что на самом деле анализатор представляет собой поляризационную призму, при взаимодействии с которой фотон может попасть в один из двух пространственно разделенных каналов, которые будем обозначать «+» и «-». Для удобства обозначения факта попадания фотона в тот или иной канал введем, следуя Дж. Беллу [10], величину A, которую будем называть показанием детектора: если фотон попал в канал «+», то $A = 1$, а при попадании в канал «-» $A = -1$.

Вероятности попадания фотона в каналы «+», «-» будем обозначать p^+ , p^- : $p^+ = P\{A = 1\}$,

$p^- = P\{A = -1\}$. Эти вероятности равны

$$p^+(\varphi, \vartheta) = \cos^2(\varphi - \vartheta), \quad p^-(\varphi, \vartheta) = \sin^2(\varphi - \vartheta) \quad (1)$$

(закон Малюса применительно к отдельным фотонам). Таким образом, сейчас полагаем, что анализатор — идеальный, т.е. с единичной вероятностью фотон попадает в один из двух каналов. Считаем, что детектор тоже обладает эффективностью в 100%.

Если фотоны с определенными, но, вообще говоря, разными φ , равномерно распределенными в $[0, 2\pi)$, в случайном порядке направлять на анализатор, то вероятности $p^\pm(\vartheta)$ будут определяться путем усреднения вероятностей (1) по φ :

$$p_{\text{смесь}}^\pm(\vartheta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p^\pm(\varphi, \vartheta) d\varphi = \frac{1}{2}. \quad (2)$$

2. Описание двухчастичного эксперимента. Рассмотрим эксперимент типа [2], в котором источник в каждом акте одновременно излучает два фотона, запутанных по состояниям линейной поляризации (см. рис. 2). Каждый из этих двух фотонов попадает в свой анализатор, ориентации которых равны соответственно ϑ_1 , ϑ_2 . Показания первого и второго детекторов в одной и той же реализации обозначаем соответственно A и B. Подразумевается, что сигналы A, B поступают на схему совпадений.

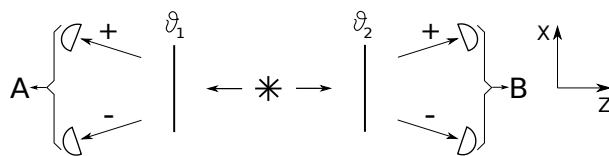


Рис. 2. Схема эксперимента

Вероятности попадания отдельных фотонов в каналы «+», «-» согласно квантовой механике и результатам экспериментов равны $p^\pm = 1/2$. Рассчитываемые с помощью квантовой механики вероятности совпадений и антисовпадений равны

$$\begin{aligned} p^{++}(\vartheta_1, \vartheta_2) &= P\{A = 1, B = 1\} = \\ &= p^{--}(\vartheta_1, \vartheta_2) = \frac{1}{2} \cos^2 \theta, \\ p^{+-}(\vartheta_1, \vartheta_2) &= p^{-+}(\vartheta_1, \vartheta_2) = \frac{1}{2} \sin^2 \theta, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\theta = \vartheta_2 - \vartheta_1$ (например, [3]). На основе (3) определяется коэффициент корреляции показаний детекторов

$$\overline{AB} = p^{++} + p^{--} - p^{+-} - p^{-+} = \cos 2\theta. \quad (4)$$

Эксперименты [2] подтвердили справедливость формулы (4). В частности, при $\theta = 0$ наблюдается полная корреляция показаний детекторов:

$\overline{AB} = 1$, а при $|\theta| = \pi/2$ — полная антикорреляция: $\overline{AB} = -1$.

Во многих работах отмечалась парадоксальность этого экспериментального факта (например, [11]). Действительно, с классической точки зрения фотоны имеют определенную ориентацию плоскости поляризации, одинаковую у фотонов одной и той же пары, но случайным образом меняющуюся от пары к паре. Вероятность попадания отдельных фотонов в тот или иной канал в классическом подходе определяется формулой (2): $p^\pm = 1/2$. Фотоны — компоненты пары взаимодействуют с анализаторами независимо друг от друга. Поэтому можно было бы ожидать, что даже при $\theta = 0$ будут наблюдаться в среднем в равных количествах события типа «++», «+-», «-+», «--». Как было уже отмечено, эксперименты показывают отсутствие событий типа «+-», «-+» при $\theta = 0$, что находится в полном согласии с предсказанием квантовой механики. При этом парадокса в квантовой механике не возникает, поскольку пара запутанных фотонов рассматривается как единая система, а вопрос о механизме, который определяет поведение частиц, в квантовой механике не ставится.

Но, как известно, описанный парадокс может быть устранен также и в рамках классического подхода. С классической точки зрения полная корреляция показаний детекторов при $\theta = 0$ (и полная антикорреляция при $|\theta| = \pi/2$) является *доказательством* того, что при абсолютно точно заданных значениях параметров, определяющих точное (не квантово-механическое) состояние фотона и анализатора, исход взаимодействия фотона с анализатором не является случайным. Набор таких параметров может быть как угодно большим. Например, должно быть существенным расстояние от траектории фотона до каждого атома, расположение электронов в этих атомах в момент пролета фотона и т.д. Но в настоящей статье мы рассмотрим только простейшую феноменологическую модель (будем называть ее «моделью ступенек»), в которой состояние анализатора определяется одним только углом ϑ , а состояние фотона — углом φ . Например, показание A первого детектора при $\vartheta_1 = 0$ однозначно определяется некоторой функцией $E(\varphi)$, которая принимает значения ± 1 . Обозначим L^+ , L^- множества значений φ , при которых фотон попадает соответственно в каналы «+», «-». Индикаторы этих множеств обозначим I^+ , I^- :

$$I^\pm(\varphi) = \begin{cases} 1, \varphi \in L^\pm, \\ 0, \varphi \notin L^\pm. \end{cases} \quad (5)$$

Интересующая нас функция равна $E(\varphi) = I^+(\varphi) - I^-(\varphi)$. Для идеальных анализаторов $I^+(\varphi) + I^-(\varphi) = 1$, $E(\varphi) = 2I^+(\varphi) - 1$.

Так как анализаторы идентичны, результат взаимодействия фотонов с ними описывается од-

ной и той же функцией $E(\varphi)$: $A = E(\varphi - \vartheta_1)$, $B = E(\varphi - \vartheta_2)$. Коэффициент корреляции показаний детекторов в рассматриваемой модели равен $\overline{AB} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} E(\varphi - \vartheta_1)E(\varphi - \vartheta_2) d\varphi$. Периодичность подынтегральной функции приводит к тому, что \overline{AB} зависит только от разности $\theta = \vartheta_2 - \vartheta_1$:

$$\overline{AB} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} E(\varphi)E(\varphi - \theta) d\varphi. \quad (6)$$

Поскольку $E^2(\varphi) = 1$, полная корреляция $\overline{AB}(\theta = 0) = 1$ имеет место при любой функции $E(\varphi)$, принимающей значения ± 1 .

Чтобы выполнялась полная антикорреляция $\overline{AB}(\theta = \pm\pi/2) = -1$, функция $E(\varphi)$ должна удовлетворять условиям

$$E(\varphi \pm \pi/2) = -E(\varphi). \quad (7)$$

Из (7) также следует $E(\varphi \pm \pi) = E(\varphi)$. Если к (7) добавить естественное требование

$$E(-\varphi) = E(\varphi), \quad (8)$$

то будут иметь место симметрии

$$E(\pi/2 - \varphi) = E(\pi/2 + \varphi), E(\pi/4 - \varphi) = -E(\pi/4 + \varphi), \quad (9)$$

которые приводят, в частности, к $\overline{AB}(\theta = \pm\pi/4) = 0$.

Для иллюстрации этого подхода рассмотрим конкретную модель. Весь диапазон $\varphi \in [0, 2\pi)$ разобьем на N интервалов одинаковой длины λ , которые будем называть кластерами, с границами φ_i . Каждый кластер содержит один участок типа «+» длиной λ_i^+ и один участок типа «-» длиной λ_i^- : $0 < \lambda_i^+, \lambda_i^- < \lambda$, $\lambda_i^+ + \lambda_i^- = \lambda$, причем

$$\lambda_i^+ = \int_{\varphi_{i-1}}^{\varphi_i} \cos^2 \varphi d\varphi, \quad \lambda_i^- = \int_{\varphi_{i-1}}^{\varphi_i} \sin^2 \varphi d\varphi. \quad (10)$$

Кроме длин участков, необходимо также задать расположение участков внутри кластеров. Расположение участков влияет на корреляции показаний детекторов, и в этом отношении его роль аналогична роли фазы волновой функции в квантовой механике. При $\varphi \in [0, \pi/2)$ участки типа «+» мы располагаем в левой части кластеров. На рисунке 3 для примера приведен график функции $E(\varphi)$ при $N = 16$, т.е. при $\lambda = \pi/8$.

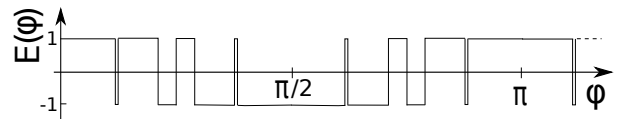


Рис. 3. Функция $E(\varphi)$ при $\lambda = \pi/8$

При $N = 4$ ($\lambda = \pi/2$) $E(\varphi) = \text{sgn}(\cos 2\varphi)$ и длины всех участков одинаковы: $\lambda_i^\pm = \lambda/2 = \pi/4$. В работе А. Аспэ [3] этот вариант приведен в качестве «наивного примера» модели со скрытыми параметрами. Аналогичный пример в терминах измерения проекции спина содержится в [10]. В данном случае интеграл (6) может быть вычислен аналитически:

$$\overline{AB}(\theta) = \left| 2 - \frac{4\theta}{\pi} \right| - 1 \quad (\theta \in [0, \pi]). \quad (11)$$

В классических моделях для описания исхода взаимодействия любых фотонов с анализатором, независимо от наличия или отсутствия квантово-механической запутанности, применяется одна и та же функция $E(\varphi)$. Рассмотрим однофотонный эксперимент с линейно поляризованными фотонами при ориентации анализатора $\vartheta = 0$. Необходимо согласовать детерминистическое описание эксперимента $A = E(\varphi)$ с вероятностным описанием согласно закону (1). Пусть перед попаданием в анализатор фотоны проходят сквозь реальный поляризатор с ориентацией оси пропускания $\bar{\varphi}$. Всем фотонам, выходящим из поляризатора, приписывается один и тот же угол поляризации $\bar{\varphi}$; но истинный угол поляризации отдельных фотонов подвержен неконтролируемому случайным отклонениям, и поэтому исход взаимодействия каждого фотона с анализатором является случайным. Обозначим плотность вероятности этих отклонений $f_\sigma(\varphi - \bar{\varphi})$ (например, нормальное распределение со среднеквадратичным отклонением $\sigma \ll 1$ рад). Вероятности $p^\pm(\bar{\varphi})$ являются результатом усреднения индикаторов по окрестности угла $\bar{\varphi}$:

$$p^\pm(\bar{\varphi}) = \int_{-\infty}^{\infty} I^\pm(\varphi) f_\sigma(\varphi - \bar{\varphi}) d\varphi \quad (\vartheta = 0).$$

Для самосогласованности модели необходимо, чтобы эти вероятности были близки к закону Малюса (1). Это возможно при достаточно большом числе разбиений N . Каждая окрестность усреднения шириной порядка 2σ содержит участки, относящиеся к множествам L^+ , L^- . Если длины λ достаточно малы, то, согласно (10), $\lambda^+(\bar{\varphi}) \approx \lambda \cos^2 \bar{\varphi}$, $\lambda^-(\bar{\varphi}) \approx \lambda \sin^2 \bar{\varphi}$. Если при этом $\lambda \ll \sigma \ll 1$ рад, то $p^+(\bar{\varphi}) \approx \lambda^+(\bar{\varphi})/\lambda \approx \cos^2 \bar{\varphi}$, $p^-(\bar{\varphi}) \approx \lambda^-(\bar{\varphi})/\lambda \approx \sin^2 \bar{\varphi}$. Точные равенства достигаются в пределе $\lambda/\sigma \rightarrow 0$, $\sigma \rightarrow 0$. Аналогичное понимание вероятностей использовалось в работе [6] при анализе мысленных экспериментов с электронами.

Вернемся к двухчастичному эксперименту с коррелированными фотонами. На рисунке 4 приведены результаты расчета $\overline{AB}(\theta)$ при $\lambda = \pi/32$ ($N = 64$), а на рисунке 5 — при $\lambda = \pi/64$ ($N = 128$). На обоих рисунках рассчитанный коэффициент корреляции $|\overline{AB}(\theta)|$ почти везде, за исключением точек $\theta = 0$, $\theta = \pi/2$ и небольших областей вблизи $\theta = \pi/4$, меньше истинного значения $|\cos 2\theta|$ и в основном не превышает $|1 - 4\theta/\pi|$.

При дальнейшем уменьшении λ эти закономерности сохраняются.

На рисунке 5 также приведен результат $\overline{AB}(\theta)$ усреднения $AB(\theta)$ по окрестностям угла θ шириной λ . Из рисунка видно, что функция $\overline{AB}(\theta)$ близка к $(\cos 2\theta)/2$. Значение $(\cos 2\theta)/2$ коэффициента корреляции иногда называют классическим; к нему приводит расчет на основе $p_{\text{класс}}^{++}(\theta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p^+(\varphi)p^+(\varphi - \theta) d\varphi$ и аналогичных формул для p^{--} , p^{+-} , p^{-+} (например, [12]), которые обеспечивают лишь частичную корреляцию при $\theta = 0$ и частичную антикорреляцию при $\theta = \pi/2$.

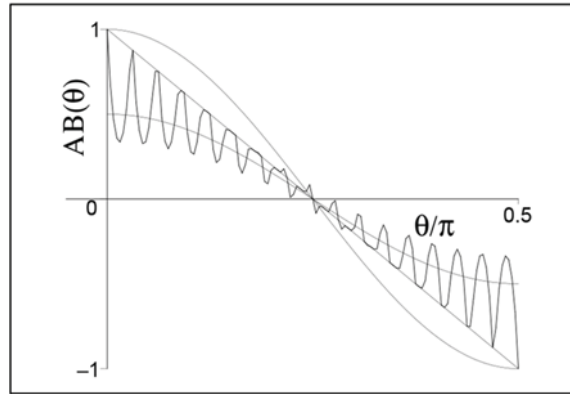


Рис. 4. Осциллирующая кривая — расчет $\overline{AB}(\theta)$ при $\lambda = \pi/32$. Монотонные линии: $\cos 2\theta$, $(\cos 2\theta)/2$, $1 - 4\theta/\pi$

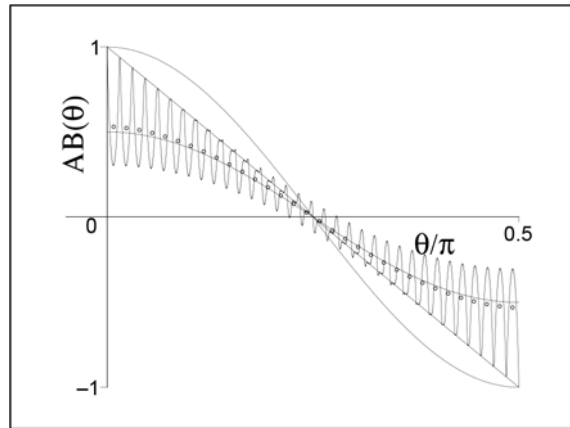


Рис. 5. Осциллирующая кривая — расчет $\overline{AB}(\theta)$ при $\lambda = \pi/64$. Монотонные линии: $\cos 2\theta$, $(\cos 2\theta)/2$, $1 - 4\theta/\pi$. Кружки — $\overline{AB}(\theta)$ (результат усреднения осцилляций $AB(\theta)$)

Можно усложнять модель, например, путем разбиения $[0, 2\pi)$ на кластеры разной длины λ_i или задавая случайные границы кластеров, зависящие от еще одного (вдобавок к φ) «скрытого параметра», одинакового у фотонов одной и той же пары. Но и в таких моделях в лучшем случае нам удалось получить всего лишь (11) с одновременным точным выполнением закона (1). При $E(\varphi) = \pm 1$ любая функция, вычисленная по формуле (6)

(или аналогичной формуле с бóльшим числом скрытых параметров), удовлетворяет неравенству Белла $|\overline{AB}(\vartheta_1, \vartheta_2) - \overline{AB}(\vartheta_1, \vartheta_2') + \overline{AB}(\vartheta_1', \vartheta_2) + \overline{AB}(\vartheta_1', \vartheta_2')| \leq 2$. Для точного \overline{AB} , определяемого формулой (4), при некоторых $\vartheta_1, \vartheta_1', \vartheta_2, \vartheta_2'$ это неравенство нарушается (например, [3]). Поэтому (6) в принципе не может привести к (4). Согласно предположению И. Питовского [7], в действительности множества L^\pm неизмеримы, что приводит к невозможности использования формул типа (6).

3. Анализаторы с поглощением. В работе [13] на примере частиц со спином 1/2 показано, что можно получить правильные корреляции в рамках детерминистической локальной модели со скрытыми параметрами, если допустить, что некоторая доля частиц не регистрируется детекторами. Аналогичный вывод применительно к двухчастичным экспериментам с фотонами сделан в работе [9]. Проиллюстрируем эту идею на примере модели ступенек.

Пусть при некоторых $\varphi - \vartheta \in L^0$ фотон поглощается в анализаторе; этому соответствует $E(\varphi - \vartheta) = 0$. Покажем, что введение участков типа «0», на которых фотоны теряются, с соответствующим увеличением числа фотонов на участках типов «+», «-» для сохранения нормировки, может привести к функции $\overline{AB}(\theta)$, пересекающейся с $\cos 2\theta$ в большом числе точек. Уменьшая λ , число точек пересечения можно сделать как угодно большим.

В двухфотонном эксперименте теряются пары фотонов в случае событий типа «00», «±0», «0±». Чтобы полное число учтенных реализаций осталось тем же, число фотонов на остальных участках пропорционально увеличивается. Доля потерянных пар, вообще говоря, зависит от θ . Соответственно, от θ будет зависеть и нормировочный множитель.

При каждом θ вычисляются

$$w^{\pm\pm} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I^\pm(\varphi) I^\pm(\varphi - \theta) d\varphi,$$

$$w^{\pm\mp} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I^\pm(\varphi) I^\mp(\varphi - \theta) d\varphi,$$

ненормированный коэффициент корреляции $\overline{AB}_n(\theta) = w^{++} + w^{--} - w^{+-} - w^{-+}$ и $C(\theta) = w^{++} + w^{--} + w^{+-} + w^{-+}$. Нормированный коэффициент корреляции равен $\overline{AB}(\theta) = \overline{AB}_n(\theta)/C(\theta)$.

Как и в модели с идеальными анализаторами, разбиваем $[0, 2\pi)$ на N кластеров одинаковой длины λ . Кластер может содержать несколько участков типа «0»; их суммарная длина в i -м кластере равна $\lambda_i^0 = \lambda - \lambda_i^+ - \lambda_i^-$. Пусть $\lambda_i^0 = \lambda\delta$, где $\delta = \text{const}$. Тогда во всех кластерах в среднем будет теряться одинаковая доля фотонов δ . Минимальную длину отдельного участка типа «0» в i -м кластере обозначим D_i . Пусть $D_1 = \lambda_1^0/4$, а при

$i \neq 1, \varphi \in [0, \pi/4]$ $D_i = \lambda_i^0/5$. Пусть при $\varphi \in [0, \pi/4]$ расположение участков такое, как показано на рисунке 6. При $\varphi > \pi/4$ $E(\varphi)$ определяется так, чтобы выполнялись симметрии (7)–(9). Ниже при-

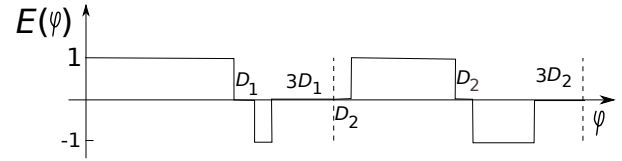


Рис. 6. Расположение участков в первых двух кластерах. Указаны длины участков, на которых $E = 0$. Пунктиром показаны границы кластеров

ведены результаты расчетов при $\delta = 0,35$. Пусть сначала длина кластера $\lambda = \pi/8$ ($N = 16$). На рисунке 7 приведена диаграмма функции $E(\varphi)$; направления, в которых $E = 1$ и $E = -1$, показаны соответственно черным и серым цветом, а направления $E = 0$ — белым. Результат расче-

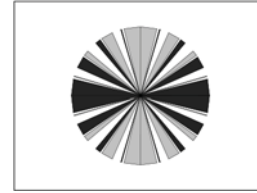


Рис. 7. Диаграмма функции $E(\varphi)$ с участками $E = 0$ при $\lambda = \pi/8, \delta = 0,35$ в полярных координатах

та $\overline{AB}(\theta)$ приведен на рисунке 8. Видно, что имеются интервалы, на которых $|\overline{AB}(\theta)|$ превышает не только $|1 - 4\theta/\pi|$, но и квантово-механические корреляции $|\cos 2\theta|$. На рисунке 9 приведен гра-

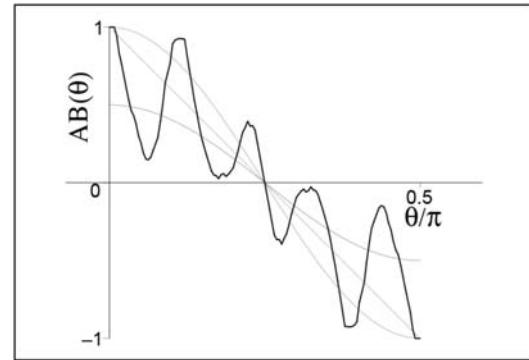


Рис. 8. Жирная кривая — расчет $\overline{AB}(\theta)$ при $\lambda = \pi/8$. Тонкие кривые — $\cos 2\theta, (\cos 2\theta)/2, 1 - 4\theta/\pi$

фик $\overline{AB}(\theta)$ при $\lambda = \pi/64$ ($N=128$). На многих интервалах $|\overline{AB}| > |\cos 2\theta|$. Результат $\overline{AB}(\theta)$ усреднения осцилляций $\overline{AB}(\theta)$ по-прежнему близок к $(\cos 2\theta)/2$. Рисунок 10 построен на основе этого же расчета, но на нем оставлены только точки, соответствующие углам θ , кратным $\pi/64$. Из рисунка 10 видно, что эти точки близки к экспериментальной кривой $\cos 2\theta$. Отметим, что в моделях с двумя скрытыми параметрами для анализаторов с участками $E = 0$ возможно получение $|\overline{AB}(\theta)| \geq |\cos 2\theta|$ не только на отдельных интервалах, но и во всем диапазоне $\theta \in [0, 2\pi)$.

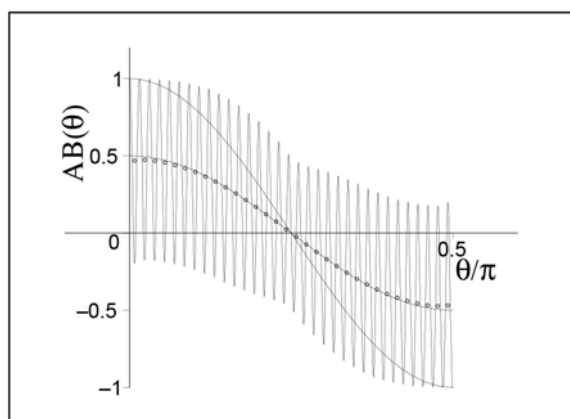


Рис. 9. Осциллирующая кривая — расчет $\overline{AB}(\theta)$ при $\lambda = \pi/64$. Монотонные линии: $\cos 2\theta$, $(\cos 2\theta)/2$. Кружки — $\overline{AB}(\theta)$ (усреднение $\overline{AB}(\theta)$ по отрезкам θ шириной λ)

Соответствует ли предположение о неидеальности анализаторов реальной экспериментальной ситуации? Данные на этот счет весьма противоречивы. С одной стороны, например, в работе [14] говорится, что в экспериментах имеют место «колоссальные потери фотонов». С другой стороны, согласно [15], потери в поляризационных призмах невелики и могут быть снижены до долей процента.

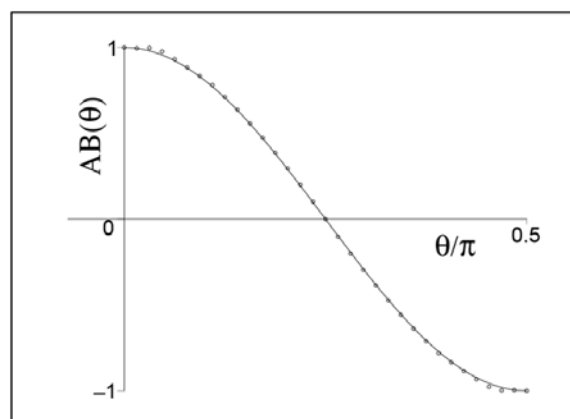


Рис. 10. Кружки — расчет $\overline{AB}(\theta)$ в точках $\theta = \lambda n$, $n \in \mathbb{Z} \geq 0$; кривая — $\cos 2\theta$

Заключение

Предложен самосогласованный вариант «наивного примера» А. Аспэ [3] теории со скрытыми параметрами с большим числом интервалов постоянства индикаторной функции. С помощью расчетов коэффициента корреляции проиллюстрированы возможности классических моделей и их ограниченность.

Библиографический список

1. Clauser J.F., Horne M.A. Experimental consequences of objective local theories // *Phys. Rev. D*. 1974. Vol. 10. № 2.
2. Aspect A., Grangier P., Roger G. Experimental Realization of Einstein–Podolsky–Rosen–Bohm Gedankenexperiment: A New Violation of Bell’s Inequalities // *Phys. Rev. Lett.* 1982. Vol. 49. № 2.
3. Aspect A. Bell’s Theorem: The Naive View of an Experimentalist // *Quantum [Un]speakables*. Berlin, Heidelberg, 2002. DOI: https://doi.org/10.1007/978-3-662-05032-3_9.
4. Weihs G., Jennewein T., Simon C., Weinfurter H., Zeilinger A. Violation of Bell’s Inequality under Strict Einstein Locality Conditions // *Phys. Rev. Lett.* 1998. Vol. 81. № 23.
5. Aspect A. To be or not to be local // *Nature*. 2007. Vol. 446. № 7138. DOI:10.1038/446866a.
6. Pitowsky I. Resolution of the Einstein–Podolsky–Rosen and Bell Paradoxes // *Phys. Rev. Lett.* 1982. Vol. 48. № 10.
7. Pitowsky I. Deterministic model of spin and statistics // *Phys. Rev. D*. 1983. Vol. 27. № 10.
8. Белинский А.В., Клышко Д.Н. Интерференция света и теорема Белла // *УФН*. 1993. Т. 163. № 8. DOI: 10.3367/UFNr.0163.199308a.0001.
9. Белинский А.В. К поиску разрешения парадокса Белла // *Письма в ЖЭТФ*. 1996. Т. 64. Вып. 4.
10. Bell J.S. On the Einstein Podolsky Rosen Paradox // *Physics*. 1964. Vol. 1. № 3.
11. Белинский А.В. Теорема Белла для трихотомных наблюдателей // *УФН*. 1997. Т. 167. № 3. DOI: 10.3367/UFNr.0167.199703h.0323.
12. Norden B. Quantum entanglement: facts and fiction — how wrong was Einstein after all? // *Quarterly Reviews of Biophysics*. 2016. Vol. 49. № e17. DOI: 10.1017/S0033583516000111.
13. Pearle P.M. Hidden-Variable Example Based upon Data Rejection // *Phys. Rev. D*. 1970. Vol. 2. № 8.
14. Хренников А.Ю. Эксперимент ЭПР—Бома и неравенство Белла: квантовая физика и теория вероятностей // *Теоретическая и математическая физика*. 2008. Т. 157. № 1. DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf6266>.
15. Белинский А.В. *Квантовые измерения*. М., 2008.