

Известия Алтайского государственного университета. 2025. № 4 (144). С. 19–24.
Izvestiya of Altai State University. 2025. No 4 (144). P. 19–24.

Научная статья

УДК 53.01:535-45

DOI: 10.14258/izvasu(2025)4-02

Локальная детерминистическая модель эксперимента с коррелированными фотонами

Александр Иванович Гончаров¹, Татьяна Леонидовна Серебрякова²

¹Алтайский государственный университет, Барнаул, Россия,
goncharov.ai@mail.ru

²Алтайский государственный университет, Барнаул, Россия,
serebryakova@theory.asu.ru

Original article

Local Deterministic Model of Experiment with Correlated Photons

Alexander I. Goncharov¹, Tatyana L. Serebryakova²

¹Altai State University, Barnaul, Russia, goncharov.ai@mail.ru

²Altai State University, Barnaul, Russia, serebryakova@theory.asu.ru

Аннотация. Рассматривается локальная детерминистическая феноменологическая модель эксперимента с коррелированными фотонами. В каждом акте источник одновременно излучает два фотона в одинаковом состоянии. Далее каждый фотон попадает в свой двухканальный анализатор. В этой модели состояние фотона характеризуется двумя параметрами. Первый из них — угол ориентации плоскости поляризации. Второй («дополнительный») параметр принимает значения из $[0,1]$. Исход взаимодействия фотона с анализатором — попадание в канал «+» или «-» либо поглощение в анализаторе — определяется углом между плоскостью поляризации фотона и осью анализатора, а также значением дополнительного параметра. При отсутствии поглощения фотонов в одночастичном эксперименте с поляризованными фотонами вероятность попадания фотона в канал «+» $P\{A=1\}$ подчиняется закону Малюса, а в двухчастичном эксперименте зависимость коэффициента корреляции показаний детекторов от угла между осями анализаторов следует классическому линейному закону. В модели с поглощением коэффициент корреляции описывается ломаной линией, которая удовлетворительно аппроксимирует точную функцию, а для отдельных поляризованных фотонов вероятность $P\{A=1\}$ достаточно близка к закону Малюса.

Ключевые слова: линейная поляризация фотонов, закон Малюса, корреляции, локальный детерминизм

Abstract. The paper considers a local deterministic phenomenological model of an experiment with correlated photons. A source emits two same-state photons simultaneously in each act. Then each photon enters its own two-channel analyzer. There are two parameters that characterize the photon state in this model. The first one is the polarization plane orientation angle. The second parameter is an “additional” one that takes values within the $[0,1]$ range. When the photon interacts with the analyzer, it either gets into the “+” or “-” channel or is absorbed in the analyzer. Such an outcome is determined by the angle between the photon polarization plane and the axis of the analyzer along with the value of the “additional” parameter. The probability of a photon entering the “+” channel $P\{A=1\}$ obeys the Malus law when considering a single-particle experiment with polarized photons and no photon absorption. And for a two-particle experiment, the dependence of the correlation coefficient of detectors readings on the angles between the analyzers’ axes follows the classic linear law. However, the correlation coefficient is described by a polyline that satisfactorily approximates the exact function when absorption is considered, and the probability $P\{A=1\}$ for individual polarized photons is quite close to the Malus law.

Keywords: linear polarization of photons, Malus law, correlations, local determinism

Для цитирования: Гончаров А.И., Серебрякова Т.Л. Локальная детерминистическая модель эксперимента с коррелированными фотонами // Известия Алтайского государственного университета. 2025. № 4 (144). С. 19–24. DOI: 10.14258/izvasu(2025)4-02.

For citation: Goncharov A.I., Serebryakova T.L. Local Deterministic Model of Experiment with Correlated Photons. *Izvestiya of Altai State University*. 2025. No 4 (144). P. 19-24. (In Russ.). DOI: 10.14258/izvasu(2025)4-02.

Введение

Статья посвящена моделям экспериментов с коррелированными фотонами. Имеются в виду эксперименты типа [1], в которых источник излучает пары фотонов, запутанных по состоянию линейной поляризации, каждый из которых далее попадает в свой анализатор (рис. 1).

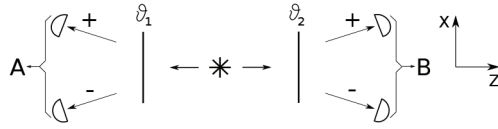


Рис. 1. Схема эксперимента

В ходе взаимодействия фотона с анализатором он попадает в один из двух каналов, которые обозначаем «+» и «-». Попаданию фотона в канал «+» соответствует показание детектора +1, попаданию в канал «-» — показание -1. Показания детекторов A, B, относящиеся к одной и той же реализации, поступают на схему совпадений (на рисунке не показана).

Как известно, квантовая механика дает правильные (согласующиеся с результатами экспериментов) значения коэффициентов корреляции $\overline{AB}$ показаний детекторов в зависимости от ориентации ϑ_1, ϑ_2 анализаторов в плоскости XY [2]:

$$\overline{AB} = \cos 2\theta, \quad (1)$$

где $\theta = \vartheta_2 - \vartheta_1$ — угол между осями анализаторов. Однако квантовая механика ничего не говорит о механизмах, которые обеспечивают именно такие корреляции. Для поиска возможных механизмов строятся «классические» модели, которые первоначально могут быть и феноменологическими. (Назначение таких моделей, определяющее их актуальность, — не заменить квантовую механику, у которой нет альтернативы, а приблизиться к пониманию *причин* корреляций в микромире.) Простейшей такой моделью (в дальнейшем называем ее «базовой моделью») является «наивный пример» [3], который заключается в следующем. Обозначим φ угол, который определяет ориентацию плоскости поляризации фотона. У одновременно образующихся фотонов (т.е. относящихся к одной и той же коррелированной паре) этот угол одинаков и случайным образом меняется от пары к паре равномерно в $\varphi \in [0, 2\pi]$. Для первого фотона (и аналогично для второго) при $|\varphi - \vartheta_1| < \pi/4$ и при $|\varphi - \pi - \vartheta_1| < \pi/4$ $A = +1$, а при остальных φ $A = -1$ (рис. 2). В этой модели

$$\begin{aligned} \overline{AB}(\theta) &= \frac{2}{\pi} \int_0^{2\pi} I(\varphi - \vartheta_1) I(\varphi - \vartheta_2) d\varphi - 1 = \\ &= \left| 2 - \frac{4|\theta|}{\pi} \right| - 1 \quad (|\theta| \in [0, \pi]) \end{aligned} \quad (2)$$

(см. рис. 3).

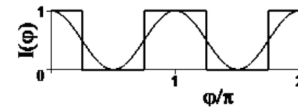


Рис. 2. Ступенчатая линия — $I(\varphi) = (A + 1)/2$ при $\vartheta_1 = 0$ в базовой модели [3]. Кривая — $\cos^2 \varphi$

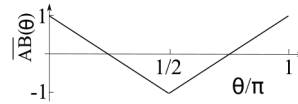


Рис. 3. Коэффициент корреляции $\overline{AB}(\theta)$ в базовой модели [3]

Эта модель имеет следующие недостатки. Во-первых, $|\overline{AB}(\theta)|$ существенно меньше истинного значения $|\cos 2\theta|$; этот недостаток непреодолим для классических моделей с $A, B = \pm 1$ (например, это следует из неравенств Белла [4]). Во-вторых, в одночастичном эксперименте с поляризованными фотонами вероятность попадания фотона в канал «+», равная в этой модели $p^+(\varphi) = P\{A = 1\} = (A + 1)/2 = I(\varphi)$, совершенно не похожа на истинную вероятность $\cos^2 \varphi$ — закон Малюса при $\vartheta_1 = 0$ (см. рис. 2).

Разными авторами в ряде работ ([5–10]; в некоторых из них — на примере частиц со спином 1/2) было показано, что можно приблизить $\overline{AB}(\theta)$ к истинному значению, если допустить, что при некоторых $\varphi - \vartheta$ фотон поглощается внутри анализатора; этому соответствуют показания детекторов $A = 0$ и/или $B = 0$.

Второму недостатку базовой модели можно было бы не придавать большого значения, полагая, что свойства компонент запутанной пары отличаются от свойств обычных фотонов. Однако подход, в котором эти свойства считаются одинаковыми, является логически более простым; по нашему мнению, возможности этого подхода еще не исчерпаны. При таком подходе для самосогласованности классической модели необходимо, чтобы для любых фотонов, независимо от наличия или отсутствия квантово-механической запутанности, вероятность попадания в канал «+» подчинялась закону $p^+(\varphi, \vartheta) = \cos^2(\varphi - \vartheta)$.

В работе [11] нами была предложена феноменологическая «модель ступенек», которая дает правильное выражение для $p^+(\varphi, \vartheta)$ и частично воспроизводит корреляции в двухфотонном эксперименте. Недостатком этой модели является наличие у функции $|\overline{AB}(\theta)|$ глубоких локальных минимумов, отсутствующих в имеющихся экспериментальных данных. В настоящей статье, которая является логическим продолжением [11], мы предлагаем феноменологическую модель, свободную от этого недостатка. В этой модели состояние фотона характеризуется двумя параметрами. Как и модели, описанные в [5–11], предлагаемая модель включает поглощение некоторой доли фотонов внутри анализаторов.

Сначала мы излагаем вариант модели без поглощения фотонов; это позволяет более четко изложить метод включения в модель правильных одночастичных вероятностей $p^\pm(\varphi, \vartheta)$. Учет этих вероятностей является основным новым элементом данной статьи по сравнению с цитированными работами других авторов.

1. Модель с двумя параметрами без поглощения

В данной модели состояние фотона характеризуется ориентацией $\varphi \in [0, 2\pi]$ плоскости поляризации и дополнительным параметром $\xi \in [0, 1]$. Как и φ , величина ξ является случайной (или псевдослучайной), но у фотонов одной и той же коррелированной пары ее значения одинаковы. Пусть сначала угол ориентации анализатора $\vartheta = 0$. Считаем, что показание детектора однозначно определяется набором параметров ξ, φ . Множества точек (ξ, φ) , при которых фотон попадает в канал «+», «-», обозначим соответственно $\mathcal{O}^+, \mathcal{O}^-$. Индикаторы этих множеств обозначим $I^+(\xi, \varphi), I^-(\xi, \varphi)$. Показание детектора равно $A = E(\xi, \varphi) = I^+(\xi, \varphi) - I^-(\xi, \varphi)$.

Соответствующие множества точек оси ξ при заданном φ обозначим $\mathcal{O}^\pm(\varphi)$. Чтобы вероятность $p^+ = P\{A = 1\}$ подчинялась закону $p^+(\varphi) = \cos^2 \varphi$, каждое множество семейства $\mathcal{O}^+(\varphi)$ должно быть таким, чтобы его мера была равна $\mu \mathcal{O}^+(\varphi) = p^+(\varphi) = \cos^2 \varphi$ (и аналогично $\mu \mathcal{O}^-(\varphi) = p^-(\varphi) = \sin^2 \varphi$). Для описания экспериментов с одиночными фотонами этого достаточно. Для моделирования экспериментов с коррелированными парами фотонов необходимо задать еще расположение точек множеств $\mathcal{O}^\pm(\varphi)$ на оси ξ .

В данной статье мы полагаем, что относительное расположение частиц, из которых состоит анализатор, не изменяется при его повороте. Таким образом, при произвольном ϑ $A = E(\xi, \varphi - \vartheta)$.

Рассмотрим эксперимент с коррелированными фотонами. Считаем, что анализаторы идентичны. Тогда $A = E(\xi, \varphi - \vartheta_1)$, $B = E(\xi, \varphi - \vartheta_2)$. Чтобы имела место полная антикорреляция при

$|\vartheta_2 - \vartheta_1| = \pi/2$, множества $\mathcal{O}^+(\varphi)$ и $\mathcal{O}^+(\varphi + \pi/2)$ не должны иметь общих точек. Простейший вариант множества $\mathcal{O}^+$, удовлетворяющий указанным требованиям при отсутствии поглощения, — это следующий набор областей:

$$\mathcal{O}^+ = \begin{cases} \xi \in (0, \cos^2 \varphi) & \text{при } \varphi \in (0, \frac{\pi}{2}) \text{ или } \varphi \in (\pi, \frac{3\pi}{2}), \\ \xi \in (\sin^2 \varphi, 1) & \text{при } \varphi \in (\frac{\pi}{2}, \pi) \text{ или } \varphi \in (\frac{3\pi}{2}, 2\pi) \end{cases} \quad (3)$$

(см. рис. 4).

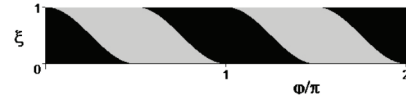


Рис. 4. Множество $\mathcal{O}^+$ показано черным цветом, $\mathcal{O}^-$ — серым цветом

Из (3) следует, что усреднение $I^+(\xi, \varphi)$ по ξ дает закон Малюса: $p^+(\varphi) = \int_0^1 I^+(\xi, \varphi) d\xi = \int_{\mathcal{O}^+(\varphi)} d\xi = \cos^2 \varphi$.

Найдем коэффициент корреляции

$$\begin{aligned} \overline{AB}(\vartheta_1, \vartheta_2) &= \int_0^1 d\xi \int_0^{2\pi} \frac{1}{2\pi} d\varphi E(\xi, \varphi - \vartheta_1) E(\xi, \varphi - \vartheta_2) = \\ &= \int_0^1 d\xi \int_0^{2\pi} \frac{2}{\pi} d\varphi I^+(\xi, \varphi - \vartheta_1) I^+(\xi, \varphi - \vartheta_2) - 1. \end{aligned} \quad (4)$$

В связи с выбранным порядком интегрирования индикатор запишем в виде

$$I^+(\xi, \varphi) = \begin{cases} 1 & \text{при } \varphi \in [0, \varepsilon) \text{ или } \varphi - \varepsilon \in (\frac{\pi}{2}, \pi) \\ & \text{или } \varphi \in (\frac{3\pi}{2} + \varepsilon, 2\pi]; \\ 0 & \text{при } \varphi - \varepsilon \in (0, \frac{\pi}{2}) \text{ или } \varphi - \varepsilon \in (\pi, \frac{3\pi}{2}), \end{cases} \quad (5)$$

где $\varepsilon = \arccos \sqrt{\xi}$ (пример см. на рис. 5).

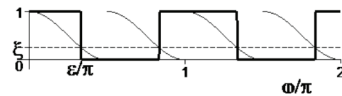


Рис. 5. Жирная ступенчатая линия — $I^+(\frac{1}{4}, \varphi)$; тонкие кривые — границы множества $\mathcal{O}^+$; пунктирная линия проведена на уровне $\xi = \frac{1}{4}$

Ширина всех интервалов непрерывности функции $I^+(\xi, \varphi)$ по переменной φ одинакова и равна $\pi/2$. Изменение ξ , так же как изменение ϑ , приводит лишь к сдвигу графика функции $I^+(\xi, \varphi - \vartheta)$ по оси φ . Эту функцию можно записать, например, в виде $I^+(\xi, \varphi - \vartheta) = I^+(\frac{1}{2}, \varphi + \frac{\pi}{4} - \varepsilon(\xi) - \vartheta)$. С учетом этой формулы и периодичности функции I^+ по переменной φ интеграл $S = \int_0^{2\pi} I^+(\xi, \varphi - \vartheta_1) I^+(\xi, \varphi - \vartheta_2) d\varphi$ приводит-

ся к виду $S = \int_0^{2\pi} I^+(\frac{1}{2}, \varphi) I^+(\frac{1}{2}, \varphi - \theta) d\varphi$, где $\theta = \vartheta_2 - \vartheta_1$. Таким образом, S не зависит от ξ и усреднение по ξ не меняет результата. Поскольку $I^+(\frac{1}{2}, \varphi)$ — это введенная ранее функция $I(\varphi)$ (см. рис. 2), то $\overline{AB}(\theta)$ совпадает с коэффициентом корреляции (2) в базовой модели. (Поясним вычисление S . Удобно, пользуясь независимостью S от ξ , заменить $I^+(\frac{1}{2}, \varphi)$ на $I^+(0, \varphi)$. При заданном θ каждый максимальный интервал переменной φ , на котором $I^+(0, \varphi) = 1$, может пересечься только с одним максимальным интервалом, на котором $I^+(0, \varphi - \theta) = 1$. Величина перекрытия каждой пары таких интервалов при $|\theta| \in [0, \pi]$ равна $S_1 = |\pi/2 - |\theta||$, а суммарное перекрытие на отрезке $\varphi \in [0, 2\pi]$ равно $S = 2S_1 = |\pi - 2|\theta|$, что и приводит к (2).)

Отметим, что в данной модели, в отличие от базовой модели, для одиночных фотонов с заданными поляризациями выполняется закон Малюса благодаря введению параметра ξ .

2. Модель с поглощением фотонов

Пусть наряду с $\mathcal{O}^\pm$ существует такое множество $\mathcal{O}^0$, что при $(\xi, \varphi) \in \mathcal{O}^0$ фотон поглощается внутри анализатора. Поглощению фотона соответствует $A = E(\xi, \varphi) = 0$ (при $\vartheta = 0$). Пример взаимного расположения множеств показан на рисунке 6. Ширина каждой области множества $\mathcal{O}^0$ вдоль оси φ при любом постоянном ξ равна a . Соответственно левыми и правыми границами множества $\mathcal{O}^+$ являются убывающие участки кривых $\sin^2(\varphi - \frac{a}{2})$, $\cos^2(\varphi + \frac{a}{2})$. Границы множества $\mathcal{O}^-$ — убывающие участки кривых $\cos^2(\varphi - \frac{a}{2})$, $\sin^2(\varphi + \frac{a}{2})$. Как и в модели без поглощения, описанной в предыдущем разделе, изменение ξ приводит лишь к сдвигу функции $I^+(\xi, \varphi - \vartheta)$ по оси φ . Поэтому интегралы по $\varphi \in [0, 2\pi]$ от функций $E(\xi, \varphi - \vartheta_1)$, $E(\xi, \varphi - \vartheta_2)$, а также интеграл от произведений этих функций не зависят от ξ . Это справедливо и для интегралов от функций $I^\pm(\xi, \varphi - \vartheta_1)$, $I^\pm(\xi, \varphi - \vartheta_2)$ и от произведений этих функций.



Рис. 6. Множества $\mathcal{O}^+$, $\mathcal{O}^-$ и $\mathcal{O}^0$ показаны соответственно черным, серым и белым цветом. $a = 0,21$

Если хотя бы один из фотонов пары поглотился в анализаторе, эта пара исключается из рассмотрения. В связи с этим аналогично [11] введем

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

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

Согласно сказанному выше, $w^{\pm\pm}$, $w^{\pm\mp}$ не зависят от ξ . Поэтому ненормированный коэффициент корреляции равен $\overline{AB}_H(\theta) = w^{++} + w^{--} - w^{+-} - w^{-+}$; нормировочный делитель, имеющий смысл доли учитываемых пар фотонов, равен $C(\theta) = w^{++} + w^{--} + w^{+-} + w^{-+}$; нормированный коэффициент корреляции равен

$$\overline{AB}(\theta) = \overline{AB}_H(\theta)/C(\theta). \quad (6)$$

Вычисление может быть выполнено аналитически и при $\theta \in [0, \pi/2]$ приводит к формуле

$$\overline{AB}(\theta) = \begin{cases} 1, & \theta \in [0, a], \\ \frac{\pi - 4\theta}{\pi - 4a}, & \theta \in [a, \pi/2 - a], \\ -1, & \theta \in [\pi/2 - a, \pi/2]. \end{cases} \quad (7)$$

Для расчета в области $\theta > \pi/2$ следует учесть, что $\overline{AB}(\theta) = \overline{AB}(\pi - \theta)$.

Найдем также вероятность попадания в канал «+» фотона с заданным φ для сравнения с квантово-механическим значением $\cos^2\varphi$. Обозначим $p_H^\pm(\varphi) = \int_0^1 I^\pm(\xi, \varphi) d\xi$, $p_H^0(\varphi) = \int_0^1 I^0(\xi, \varphi) d\xi$ «ненормированные вероятности», подчиняющиеся условию $p_H^+(\varphi) + p_H^-(\varphi) + p_H^0(\varphi) = 1$. Доля фотонов, учитываемых в одночастичном эксперименте, равна $d(\varphi) = p_H^+(\varphi) + p_H^-(\varphi)$. Вероятности при условии, что фотон не поглотился, равны $p^\pm(\varphi) = p_H^\pm(\varphi)/d(\varphi)$ ($p^+(\varphi) + p^-(\varphi) = 1$).

Для записи этих вероятностей обозначим $b = a/2$ и введем обозначения для множеств:

$$\begin{aligned} \Phi_1: & \varphi \in [-b, b] \text{ или } \varphi \in [\pi - b, \pi + b], \\ \Phi_2: & \varphi \in [b, \pi/2 - b] \text{ или } \varphi \in [\pi + b, 3\pi/2 - b], \\ \Phi_3: & \varphi \in [\frac{\pi}{2} - b, \frac{\pi}{2} + b] \text{ или } \varphi \in [\frac{3\pi}{2} - b, \frac{3\pi}{2} + b], \\ \Phi_4: & \varphi \in [\frac{\pi}{2} + b, \pi - b] \text{ или } \varphi \in [\frac{3\pi}{2} + b, 2\pi - b]. \end{aligned}$$

Интегрирование по ξ приводит к следующей формуле для $p^+(\varphi)$:

$$p^+(\varphi) = \begin{cases} 1, & \varphi \in \Phi_1, \\ \frac{\cos^2(\varphi+b)}{\cos^2(\varphi+b) + \sin^2(\varphi-b)}, & \varphi \in \Phi_2, \\ 0, & \varphi \in \Phi_3, \\ \frac{\cos^2(\varphi-b)}{\cos^2(\varphi-b) + \sin^2(\varphi+b)}, & \varphi \in \Phi_4. \end{cases} \quad (8)$$

Усреднение функции $d(\varphi)$ по φ при произвольном a приводит к $\bar{d} = 1 - 2a/\pi$.

Функция $\overline{AB}(\theta)$ наиболее близка к $\cos 2\theta$ в смысле среднего квадратичного при $a = 0,21$. Результаты расчетов при $a = 0,21$ приведены на рисунках 7, 8. На рисунке 7 результат расчета $\overline{AB}(\theta)$ (ломаная линия) достаточно близок к $\cos 2\theta$; при этом на рисунке 8 вероятность $p^+(\varphi)$ достаточно близка к $\cos^2\varphi$.

При уменьшении a согласие $p^+(\varphi)$ с квантово-механическим значением улучшается вплоть до полного совпадения при $a = 0$. Но при этом $\overline{AB}(\theta)$ отдаляется от $\cos 2\theta$, приближаясь к функции, которая выше была изображена на рисунке 3.

Формулы (7) с точностью до обозначений совпадают с формулами (9)–(15) из работы Г. Аденье [10]. Принципиальное отличие модели, использованной в [10], от нашей состоит в том, что вместо

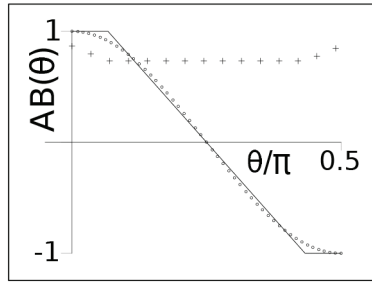


Рис. 7. Сплошная ломаная линия — расчет $AB(\theta)$ при $a = 0,21$, кружки — $\cos 2\theta$, крестики — $C(\theta)$ (средняя по θ доля учтенных пар фотонов равна $\bar{C} \approx 0,75$)

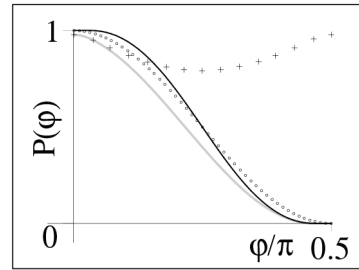


Рис. 8. Ожидаемые результаты одночастичного эксперимента при $a = 0,21$. Сплошные кривые: серая — $p_n^+(\varphi)$, черная — нормированная вероятность $p^+(\varphi) = p_n^+(\varphi)/d(\varphi)$; крестики — $d(\varphi)$ ($\bar{d} \approx 0,87$), кружки — $\cos^2 \varphi$

случайного параметра фотона ξ в [10] фигурирует постоянный порог детектора. Поэтому в модели [10], так же как в базовой модели [3], $p^+(\varphi)$ описывается ступенчатой функцией.

При заданном $\alpha = \varphi - \vartheta$ параметр ξ однозначно определяет исход взаимодействия линейно поляризованного фотона с анализатором. Квантовая механика и квантовая электродинамика позволяют рассчитать лишь вероятности $p^\pm(\alpha)$. Поэтому параметр ξ не может быть выражен через величины, которые в этих теориях характеризуют состояние фотона; ξ не может быть выражен также через величины классической электродинамики. Вопрос о возможном физическом смысле ξ в рамках представлений классической механики требует отдельного исследования. В первую очередь

следует искать связь ξ с флуктуирующими проекциями вектора спина фотона. Однако кажется более вероятным, что ξ является обобщенной характеристикой неизвестных внутренних степеней свободы фотона.

Заключение

Предложена детерминистическая модель эксперимента типа [1] с коррелированными фотонами. Состояние фотона характеризуется двумя параметрами: φ , ξ . Найдено разбиение множества всех точек $(\varphi, \xi) \in [0, 2\pi) \times [0, 1] = \mathcal{O}^+ \cup \mathcal{O}^- \cup \mathcal{O}^0$ (рис. 6), которое обеспечивает достаточно хорошие результаты одновременно для коэффициента корреляции и одночастичной вероятности: $AB(\theta) \approx \cos 2\theta$, $p^+(\varphi, \vartheta) \approx \cos^2(\varphi - \vartheta)$.

Библиографический список

1. Aspect A., Grangier P., Roger G. Experimental Realization of Einstein — Podolsky — Rosen — Bohm Gedankenexperiment: A New Violation of Bell's Inequalities // Physical Review Letters. 1982. Vol. 49. No 2. P. 91–94.
2. Ruzbehani M. Simulation of the Bell Inequality Violation Based on Quantum Steering Concept // Scientific Reports. 2021. Vol. 11. Article number 5647. P. 1–11. DOI: <https://doi.org/10.1038/s41598-021-84438-9>
3. Aspect A. Bell's Theorem: The Naive View of an Experimentalist // Quantum [Un]speakables: collected articles. Berlin, Heidelberg: Springer, 2002. P. 119–153. DOI: https://doi.org/10.1007/978-3-662-05032-3_9
4. Clauser J.F., Horne M.A., Shimony A., Holt R.A. Proposed Experiment to Test Local Hidden-Variable Theories // Physical Review Letters. 1969. Vol. 23. No 15. P. 880–884. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.23.880>
5. Pearle P.M. Hidden-Variable Example Based upon Data Rejection // Physical Review D. 1970. Vol. 2. No 8. P. 1418–1425.
6. Белинский А.В. Теорема Белла для трихотомных наблюдателей // Успехи физических наук. 1997. Т. 167. № 3. С. 323–335. DOI: 10.3367/UFNr.0167.199703h.0323
7. Thompson C.H. The Chaotic Ball: An Intuitive Analogy for EPR Experiments // ArXiv:quant-ph/9611037v3. 8 Aug 2004. 12 p. URL: <https://arxiv.org/pdf/quant-ph/9611037> (дата обращения: 21.06.2024).
8. Hofer W.A. Numerical Simulation of Einstein — Podolsky — Rosen Experiments in a Local Hidden Variables Model // ArXiv:quant-ph/0108141v1 31 Aug 2001. 4 p. URL:

<https://arxiv.org/pdf/quant-ph/0108141> (дата обращения: 21.06.2024).

9. Adenier G., Khrennikov A.Yu. Testing the Fair Sampling Assumption for EPR — Bell Experiments with Polarizing Beamsplitters // *ArXiv:quant-ph/0306045v6* 18 Dec 2003. 6 p. URL: <https://arxiv.org/pdf/quant-ph/0306045> (дата обращения: 21.06.2024).

10. Adenier G. Violation of Bell Inequalities as a Violation of Fair Sampling in Threshold Detectors // *AIP Conference*

Proceedings. Melville, NY: American Institute of Physics. 10 March 2009. Vol. 1101. Issue 1. P. 8–18. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.3109977>

11. Гончаров А.И. Детерминистическая интерпретация закона Малюса и корреляции в экспериментах с запутанными фотонами // *Известия Алтайского государственного университета*. 2023. № 1 (129). С. 23–28. DOI: [10.14258/izvasu\(2023\)1-03](https://doi.org/10.14258/izvasu(2023)1-03)

References

1. Aspect A., Grangier P., Roger G. Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: A New Violation of Bell's Inequalities. *Physical Review Letters*. 1982. Vol. 49. No 2. P. 91–94.

2. Ruzbehani M. Simulation of the Bell Inequality Violation Based on Quantum Steering Concept. *Scientific Reports*. 2021. Vol. 11. Article Number 5647. P. 1–11. DOI: <https://doi.org/10.1038/s41598-021-84438-9>

3. Aspect A. Bell's Theorem: The Naive View of an Experimentalist. *Quantum [Un]speakables (Collected Articles)*. Berlin, Heidelberg: Springer, 2002. P. 119–153. DOI: https://doi.org/10.1007/978-3-662-05032-3_9

4. Clauser J.F., Horne M.A., Shimony A., Holt R.A. Proposed Experiment to Test Local Hidden-Variable Theories. *Physical Review Letters*. 1969. Vol. 23. No 15. P. 880–884. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.23.880>

5. Pearle P.M. Hidden-Variable Example Based upon Data Rejection. *Physical Review D*. 1970. Vol. 2. No 8. P. 1418–1425.

6. Belinskii A.V. Bell's Theorem for Trichotomic Observables. *Physics-Uspekhi*. 1997. Vol. 40. No 3. P. 305–316. (In Russ.). DOI: <https://doi.org/10.1070/PU1997v040n03ABEH000225>

7. Thompson C.H. The Chaotic Ball: An Intuitive Analogy for EPR Experiments. *ArXiv:quant-ph/9611037v3*. 8 Aug 2004. 12 p. URL: <https://arxiv.org/pdf/quant-ph/9611037> (accessed: 23.06.2024).

8. Hofer W.A. Numerical Simulation of Einstein — Podolsky — Rosen Experiments in a Local Hidden Variables Model. *ArXiv:quant-ph/0108141v1*. 31 Aug 2001. 4 p. URL: <https://arxiv.org/pdf/quant-ph/0108141> (accessed: 21.06.2024).

9. Adenier G., Khrennikov A.Yu. Testing the Fair Sampling Assumption for EPR — Bell Experiments with Polarizing Beam Splitters. *ArXiv:quant-ph/0306045v6* 18 Dec 2003. 6 p. URL: <https://arxiv.org/pdf/quant-ph/0306045> (accessed: 21.06.2024).

10. Adenier G. Violation of Bell Inequalities as a Violation of Fair Sampling in Threshold Detectors. *AIP Conference Proceedings*. Melville, NY: American Institute of Physics. 10 March 2009. Vol. 1101. Issue 1. P. 8–18. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.3109977>

11. Goncharov A.I. Deterministic Interpretation of the Malus Law and Correlation in Experiments with Entangled Photons. *Izvestiya of Altai State University*. 2023. No 1 (129). P. 23–28. (In Russ.) DOI: [https://doi.org/10.14258/izvasu\(2023\)1-03](https://doi.org/10.14258/izvasu(2023)1-03)

Информация об авторах

А.И. Гончаров, кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры радиофизики и теоретической физики, Алтайский государственный университет, Барнаул, Россия;

Т.Л. Серебрякова, старший преподаватель кафедры радиофизики и теоретической физики, Алтайский государственный университет, Барнаул, Россия.

Information about the authors

A.I. Goncharov, Candidate of Sciences in Physics and Mathematics, Associate Professor, Associate Professor of the Radiophysics and Theoretical Physics Department, Altai State University, Barnaul, Russia;

T.L. Serebryakova, Senior Lecturer of the Radiophysics and Theoretical Physics Department, Altai State University, Barnaul, Russia.