

О возможном нарушении причинности как альтернативе информационной интерпретации квантовой теории

А. В. Белинский*

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра математического моделирования и информатики; кафедра физики Земли
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2
(Статья поступила 07.11.2016; Подписана в печать 06.2017)*

Рассматривается преобразование света нелинейным светоделителем. Он представляет собой плоскую границу раздела двух прозрачных диэлектриков, по крайней мере один из которых обладает керровской нелинейностью, т. е. зависимостью показателя преломления от интенсивности пронизывающего его излучения. Интересно то, что квантовая и классическая теории его описания дают прямо противоположные предсказания поведения фазовых флуктуаций преобразованного светоделителем излучения. Еще более интересной представляется интерпретация квантового результата, которая сводится к альтернативе: либо признание нарушения принципа причинности в смысле влияния последующего события на предыдущее, либо апелляция к информационной интерпретации квантовой теории.

PACS: 03.65.Ta, 42.65.-k.

УДК: 530.145.1.

Ключевые слова: квантовая неопределенность, квантовая суперпозиция, принцип причинности, копенгагенская интерпретация, скрытые параметры.

ВВЕДЕНИЕ

Квантовые парадоксы являются удивительным объектом интеллектуального наслаждения не только потому, что все парадоксальное интересно, и, как правило, красиво, но и в силу более прагматической возможности — нащупать ту грань, переходя которую модельное описание физических процессов становится просто невозможным. Сколько ни говорить, например, о корпускулярно–волновом дуализме, это ничего не привнесет в понимание этого явления, кроме новых терминов и слов, ибо нет наглядной модели, которая бы выдержала критику экспериментальных результатов. Жажда познания, однако, никогда не ограничится безукоризненной в количественном отношении теорией, каковой является квантовая физика. Сознание человека неудержимо стремится к постижению смысла происходящего. Не претендуя на роль пророка, все же представляется, что адекватную интерпретацию квантовой теории, по-видимому, стоит искать на путях новых пространственно–временных концепций, ибо в стандартное общепринятое четырехмерное пространство–время, как в некую сцену, на которой разыгрываются события, сугубо квантовые эффекты никак не помещаются, что и является причиной возникновения целого ряда фундаментальных квантовых парадоксов. К таковым относятся прежде всего эффекты, связанные с так называемой *квантовой нелокальностью*: парадокс Эйнштейна–Подольского–Розена [7], парадоксы Белла [8] (см. также, напр., [9–11]), интерференция одиночных квантовых частиц (см., напр., [11–

13]), трехфотонная интерференция [14–16] (см. также, напр., [12]), а также квантовый парадокс Зенона (см., напр., [12, 17]), который можно рассматривать как проявление нарушения принципа причинности, когда последующее событие определяет предыдущее. Разрешение этих фундаментальных парадоксов требует, по-видимому, глобального пересмотра наших основополагающих моделей [18].

Но существует и целый класс парадоксов, не связанных напрямую с концепцией пространства–времени. К ним можно отнести, например, многофотонную интерференцию, когда интерференционные минимумы классического описания сменяются максимумами квантового [19], недавно обнаруженный квантовый парадокс Бернштейна [20], который, конечно, не перевернет наших представлений о бытии, но просто очень красив, а также квантовый парадокс нелинейного светоделителя [3, 4], в котором фазовые флуктуации света возникают как бы из ничего [21]. Позже появились работы, развивающие прикладную направленность этого явления [22]. Однако дальнейшее исследование парадокса приводит к еще более интересным последствиям, которые уже касаются фундаментальных основ квантовой теории и ее интерпретаций. Хотелось бы надеяться, что это будет интересно читателям.

Чтобы легко войти в смысл задачи, рассмотрим простейшую ситуацию. Плоская поверхность прозрачного диэлектрика отражает свет. Пусть теперь диэлектрик обладает кубической керровской нелинейностью, причем такой, что с ростом интенсивности света ее показатель преломления уменьшается. Это так называемая *нелинейность самодефокусировки*, поскольку в такой среде световой пучок с плоским фазовым фронтом и гауссовым профилем интенсивности становится расходящимся. Ясно, что с ростом интенсивности света разность показателей преломления среды

*E-mail: belinsky@physics.msu.ru

и воздуха уменьшается, следовательно, уменьшается и френелевский коэффициент отражения, стабилизируя флуктуации интенсивности в отраженном пучке по сравнению с падающим. А фаза при этом не меняется. Если такая стабилизация распространяется не только на классические, но и на фотонные флуктуации, то как быть с принципом неопределенности? Ведь неопределенности амплитуды и фазы связаны между собой и уменьшение одной должно сопровождаться увеличением другой.

Более интересным объектом исследования с точки зрения эффективности амплитудной стабилизации, однако, является нелинейный светоделитель, представляющий собой границу раздела двух прозрачных диэлектриков (рис. 1). Пусть один из них обладает кубической керровской самофокусирующей нелинейностью, обуславливающей увеличение показателя преломления с ростом интенсивности излучения. Коэффициенты пропускания и отражения такой границы раздела изменяются с изменением интенсивности света в соответствии с формулами Френеля. Пусть линейная среда предшествует нелинейной, и показатель преломления второго диэлектрика в рабочем режиме, то есть с учетом нелинейной добавки, превышает показатель преломления первого: тогда с увеличением интенсивности излучения увеличивается и показатель преломления, следовательно, увеличивается коэффициент отражения границы раздела, а коэффициент пропускания снижается. Следовательно, флуктуационное увеличение интенсивности входного пучка будет частично компенсироваться уменьшением коэффициента пропускания. Таким образом, происходит насыщение или некоторое «запирание» системы, приводящее к стабилизации интенсивности прошедшего света. Ощутимая стабилизация может проявляться и в отраженном от границы раздела пучке, если показатель преломления с увеличением интенсивности излучения, напротив, уменьшается, либо изменено соотношение показателей преломления: первый больше второго.

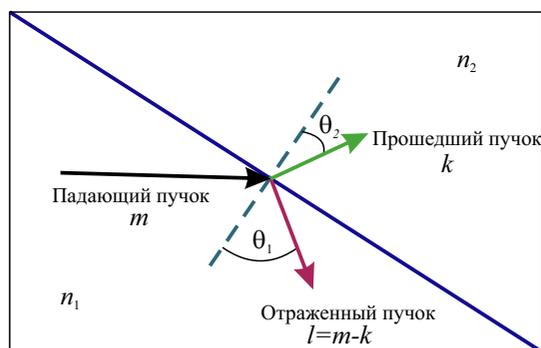


Рис. 1: Схема светоделителя. θ_1 и θ_2 — углы падения и преломления. Падает на границу раздела m фотонов, отражается l , а проходит $k = m - l$

Рассмотрим одномодовый случай плоских монохроматических волн. Фаза плоской волны вблизи плос-

кой границы раздела прозрачных сред, отраженной либо прошедшей, инвариантна с точностью до возможного скачка на π — в отраженном пучке. При этом складывается парадоксальная ситуация: амплитудные флуктуации прошедшего либо отраженного пучка могут уменьшаться, а фазовые должны оставаться неизменными, что, конечно, приведет к нарушению принципа неопределенности Гейзенберга. Исследованию возникающей при этом коллизии в основном и посвящены работы [3, 4, 21]. Здесь же мы исследуем результаты точного квантового расчета с точки зрения их интерпретации.

Для того чтобы не учитывать фазового набега в прозрачных средах, мы рассматриваем пучки именно *вблизи* (на расстоянии не более длины волны) границы раздела. Кроме того, выделение такого узкого слоя (например, в результате размещения его между двумя плоскопараллельными пластинами из линейных материалов) избавляет нас от эффекта неустойчивости плоской волны в среде с самофокусирующей нелинейностью, являющегося классическим результатом нелинейной оптики, поскольку на малой длине распространения света неустойчивости не возникает.

1. КЛАССИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ СВЕТОДЕЛИТЕЛЯ

Рассмотрение преломления света границей раздела двух сред естественно начать с закона Снеллиуса:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (1)$$

и формулы Френеля для амплитудного коэффициента отражения [23]:

$$\rho = -\frac{\sin(\theta_1 - \theta_2)}{\sin(\theta_1 + \theta_2)}, \quad (2)$$

которая справедлива в случае плоско-поляризованного света с вектором напряженности электрического поля, перпендикулярным плоскости чертежа (так называемая *s*-поляризация). Для другой, взаимно ортогональной поляризации (*p*-поляризации), синусы заменяются тангенсами.

Если нет потерь, то коэффициенты пропускания и отражения связаны простым соотношением

$$\tau_2 + \rho_2 = 1, \quad (3)$$

следующим из закона сохранения энергии.

Сразу отметим, что анализируется только случаи режимов прохождения света, а, полное внутреннее отражение из рассмотрения исключается, поскольку эффекта подавления фотонных флуктуаций при его реализации мы не получим.

Нелинейность одной из граничащих сред означает зависимость ее свойств от интенсивности пронизывающего ее излучения. Например, керровская нелинейность не меняет частотного спектра света, но влияет

на показатель преломления. В случае первой нелинейной среды:

$$n_1 = n_{10} + \chi (\sqrt{m} \pm \sqrt{l})^2, \quad n_2 = \text{const}, \quad (4)$$

поскольку в первой среде одновременно присутствуют и падающая, и отраженная волны. Они складываются когерентно, в отклике среды возникают интерференционные нелинейные члены и, в общем случае, волны становятся кноидальными, однако последние возникают в объеме среды, а мы рассматриваем тонкий слой вблизи границы раздела, где фазовый набег отраженной волны либо отсутствует, либо равен π — при отражении от более плотной среды. В последнем случае в формуле 4 следует брать разность амплитуд $(\sqrt{m} - \sqrt{l})$, а при отражении от менее плотной среды — сумму $(\sqrt{m} + \sqrt{l})$.

Для второй нелинейной среды — проще:

$$n_2 = n_{20} + \chi k, \quad n_1 = \text{const}, \quad (5)$$

где n_{i0} — показатель преломления в темноте, а χ — коэффициент, пропорциональный кубической нелинейности среды $\chi^{(3)}$. Для удобства сопоставления с квантовым подходом, интенсивность света мы условно измеряем числами фотонов в некотором объеме квантования. Эти безразмерные величины, разумеется, пропорциональны интенсивностям рассматриваемых плоских монохроматических волн.

Совместное решение системы уравнений (1)–(5) с учетом очевидных соотношений для комплексных амплитуд прошедшей и отраженной волн:

$$a_t = \tau a_i, \quad a_r = \rho a_i \quad (6)$$

даст искомое соотношение между входной и выходными волнами. Индексы t, r, i относятся к проходящему, отраженному и падающему пучкам.

Аналитического решения, к сожалению, получить не удастся. Поэтому для исследования статистических характеристик такого пассивного нелинейного преобразователя приходится прибегать к численному эксперименту. Но, как это ни странно, квантовое описание все же допускает возможность аналитического решения.

2. ТОЧНОЕ КВАНТОВОЕ РЕШЕНИЕ В ПРЕДСТАВЛЕНИИ ШРЁДИНГЕРА

Задачи квантовой нелинейной оптики, за редкими исключениями (например, квантовые шрёдингеровские солитоны), как правило, точно решить не удается. Поэтому успешное решение рассматриваемой задачи [3, 4] оказалось приятной неожиданностью.

Пусть светоделитель (см. рис. 2) освещается слева модой в фоковском состоянии $|m\rangle$ с определенным числом фотонов m . Но потенциально у него есть и другой вход — сверху. Даже при отсутствии на нем излучения, там будет вакуум $|0\rangle$. Если бы светоделитель

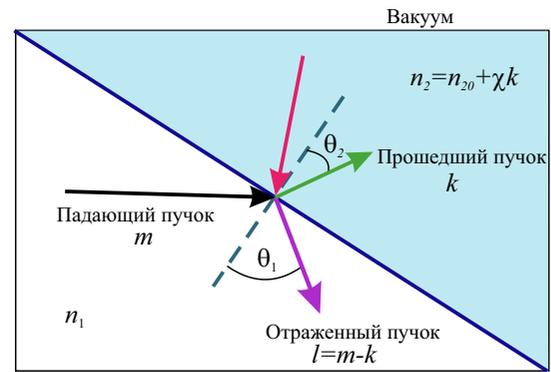


Рис. 2: Нелинейный светоделитель со второй нелинейной средой. θ_1 и θ_2 — углы падения и преломления. На первом входе когерентная мода с плоским волновым фронтом, а на втором — вакуум

был линейным, то состояние на выходе описывалось бы вектором [24]

$$|\psi\rangle = \sum_{k=0}^m \sqrt{C_k^m} \tau^k \rho^{m-k} |k\rangle |l\rangle, \quad (7)$$

здесь прошло k фотонов, а отразилось $l = m - k$, τ и ρ — френелевские амплитудные коэффициенты пропускания и отражения, C_k^m — биномиальный коэффициент.

Это соотношение является точным квантовым результатом, однако, оно имеет простой физический смысл: фотоны в данном случае ведут себя как обычные классические несвязанные частицы. Например, вероятность прохождения одного фотона равна τ^2 , а k фотонов — τ^{2k} . Вероятность того, что прошло k фотонов, а отразилось $l = m - k$ равна произведению $(\tau^2)^k \cdot (\rho^2)^{m-k}$. Биномиальный коэффициент $C_k^m = \frac{m!}{k!(m-k)!}$ появляется вследствие эквивалентности всех возможных сочетаний прошедших и отраженных фотонов. А поскольку вектор состояния представляет собой не саму вероятность, а ее амплитуду, извлекаем квадратный корень.

Нелинейность можно учесть функциональной зависимостью τ и ρ от $m \pm l$ в случае первой нелинейной среды, а второй — линейной, и от k — в случае обратного их расположения. В случае же двух граничащих между собой нелинейных сред, обе зависимости будут присутствовать одновременно. При этом можно использовать обычные формулы для τ и ρ (2) и (3) с учетом того, что нелинейная добавка показателя преломления пропорциональна числу фотонов в среде, а коэффициент пропорциональности χ , в свою очередь, пропорционален коэффициенту кубической нелинейности $\chi^{(3)}$.

При произвольном состоянии на входе $|z\rangle$, например, когерентном $|z\rangle$, его можно разложить по фоковскому базису:

$$|\rangle = \sum_{m=0}^{\infty} D_m |m\rangle, \quad (8)$$

Тогда

$$|\psi\rangle \propto \sum_{m=0}^{\infty} D_m \sum_{k=0}^m \sqrt{C_k^m} \tau^k \binom{m \pm l}{k} \rho^l \binom{m \pm l}{k} |k\rangle |m-k\rangle \equiv \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{k=0}^m \Lambda_{kl} |k\rangle |l\rangle. \quad (9)$$

Здесь двухэтажные аргументы при τ и ρ означают зависимость от верхнего или нижнего этажа для той или иной последовательности расположения нелинейной и линейной сред, о чем было сказано выше. В силу нелинейности задачи приходится производить перенормировку, чтобы выполнялось $\langle \psi | \psi \rangle = 1$.

Физический смысл квадратов коэффициентов $\Lambda_{kl}^2 = |\langle l | k | \psi \rangle|^2$ очень прост: это вероятность того, что пройдет k фотонов и одновременно отразится l т.е. мы имеем дело с двумерной условной вероятностью. Теперь нетрудно найти распределения вероятностей обнаружить определенное число фотонов в отраженном и проходящем пучках:

$$P_l = \sum_{k=0}^{\infty} \Lambda_{kl}^2, \quad P_k = \sum_{l=0}^{\infty} \Lambda_{kl}^2. \quad (10)$$

В этом переходе от линейной задачи к нелинейной есть одна очень важная тонкость. Если на входе было фоковское состояние, то на выходах, разумеется, нет: число фотонов k и l может быть разным. Точнее, выходные состояния представляют собой суперпозицию фоковских. Так какому же из них должна соответствовать нелинейность? Будем рассуждать операционально. Если мы детектируем на выходах фотоны, то в каждой реализации мы получим вполне определенное их число k и l . Именно этим числом и будет определяться нелинейность, что и отражено в (9). И на входе их было, таким образом, тоже определенное число $m = k + l$.

Хотя формально здесь все верно, возникает вопрос: откуда нелинейность светоделителя заранее «знает» сколько фотонов будет зарегистрировано на выходах? Ведь если поле внутри светоделителя находится в состоянии суперпозиции фоковских состояний, то значит в нем присутствуют все фоковские моды, см., напр., [14, 25]. Так какие из них должна «выбрать» нелинейность, чтобы сошлись концы с концами? Без опережающего знания о последующем детектировании выходных полей это просто невозможно. Значит, нарушается принцип причинности в том смысле, что последующее событие определяет предыдущее? Итак, остается либо признать нарушение принципа причинности, либо прибегнуть к информационной интерпретации квантовой теории (см., напр., [26–28]), в которой до момента регистрации квантовых частиц все опре-

деляют не реально существующие физические поля, а информационные, связывающие исходные состояния систем с результатами измерений.

Но если все же оставаться в рамках представлений об объективном существовании квантового мира, то нарушение причинности легко укладывается в рамки реляционно-статистической природы закономерностей квантовой теории (см., напр., упомянутую выше работу [18] и цитируемую в ней литературу), согласно которой квантовые объекты имеют внепространственно-временное существование и не связаны принципом причинности, поскольку вне времени нет и понятий «раньше–позже».

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлена квантовая теория преобразования бозонных полей нелинейным светоделителем, представляющим собой плоскую границу раздела двух прозрачных сред, одна из которых или обе обладают кубической керровской нелинейностью: показатель преломления зависит от интенсивности проникающего излучения. Характерным свойством квантовых состояний, не являющихся собственными состояниями измеряемой величины, оказывается наличие квантовой суперпозиции всех возможных результатов измерений. Если рассуждать операционально (а по-другому и нельзя, поскольку иначе ничего не получится), то для описания такой нелинейно-оптической квантовой задачи нужно начинать с конца — с количества фотонов, зарегистрированных на выходах светоделителя. Затем, «раскручивая» процесс в обратном (по отношению к реально текущему времени) направлении, определяем число фотонов в нелинейно-оптической среде светоделителя и соответствующую нелинейность. После чего задача получает строгое аналитическое решение. Но, как часто бывает в квантовых задачах, возникает вполне закономерный с точки зрения «здорового смысла» вопрос: что происходит между рождением квантовой частицы и ее регистрацией? Что первично: нелинейность, формирующая выходные поля светоделителя, или количество фотоочетов, которые определяют нелинейность? Если следовать хронологическому порядку, то ясно, что первое. Но до момента регистрации (априори) определенного числа фото-

нов в нелинейной среде не существует, а есть лишь квантовая суперпозиция фоковских состояний. Значит, и определенной нелинейности не существует до момента финальной регистрации частиц. Итак, последующее по времени событие определяет предыдущее? А это несомненно нарушает принцип причинности в самой общей его формулировке.

Для осознания и объяснения сложившейся ситуации совсем не хочется прибегать к информационной интерпретации квантовой теории, хотя формально она может все расставить по местам. Ведь отрицая реальное объективное существование квантовых объектов и заменяя их некоторыми информационными преобразованиями, можно истолковать практически все, что угодно. Впрочем, в какой-то мере это относится

и к копенгагенской интерпретации, последовательные приверженцы которой понимают под физической реальностью лишь то, что можно измерить, а как тогда быть со «скрытыми параметрами», принципиальное отсутствие которых удалось доказать Беллу [8] и его последователям ([29] и цитируемая там литература)? Их же вообще нельзя измерить, даже если бы они существовали, соответственно и говорить о них не надо? Такой обскурантизм вряд ли кому-то понравится. Где же выход? Хотелось бы надеяться, что его может дать упомянутый выше реляционно-статистический подход, сохраняющий объективное существование квантовых объектов и реальность существующего материального мира.

-
- [1] *Белинский А. В.* Письма в ЖЭТФ. 1991. **54**, С. 13.
 [2] *Белинский А. В.* Квантовая электрон. 1991. **18**. С. 84.
 [3] *Белинский А. В., Грановский А. А.* Письма в ЖЭТФ. 2011. **93**. С. 552.
 [4] *Белинский А. В., Волков Д. В., Дмитриев А. В., Шульман М. Х.* ЖЭТФ. 2013. **144**. С. 891.
 [5] *Fořanov Ya. A.* Optics and Spectroscopy. 2003. **94**. P. 802.
 [6] *Fořanov Ya. A.* New nonlinear phenomena under conditions of strong selective reflection. ICONO 2010: International Conference on Coherent and Nonlinear Optics. Ed. by Fabre C., Zadkov V., Drabovich K. Proceedings of the SPIE. 2011. **7993**. P. 79930.
 [7] *Einstein A., Podolsky B., Rosen N.* Phys. Rev. 1935. **47**. P. 777.
 [8] *Bell J. S.* Physics. 1964. **1**. P. 195.
 [9] *Белинский А. В., Клышко Д. Н.* УФН. 1993. **163**, N 8. С. 1.
 [10] *Белинский А. В.* УФН. 1997. **167**. С. 323.
 [11] *Белинский А. В.* УФН. 2003. **173**. С. 95.
 [12] *Белинский А. В.* Квантовые измерения. М.: БИНОМ: Лаборатория знаний. 2008.
 [13] *Белинский А. В.* Метафизика. 2011. **1**. С. 72.
 [14] *Belinsky A. V., Klyshko D. N.* Laser Physics. 1996. **6**. P. 1082.
 [15] *Belinsky A. V., Klyshko D. N.* Laser Physics. 1992. **2**. P. 112.
 [16] *Белинский А. В.* Письма в ЖЭТФ. 1991. **54**. С. 13.
 [17] *Менский М. Б.* Квантовые измерения и декогеренция. М.: Физматлит. 2001.
 [18] *Белинский А. В., Владимиров Ю. С.* Пространство, время и фундаментальные взаимодействия. 2016. №1(14). С. 32.
 [19] *Белинский А. В., Клышко Д. Н.* ЖЭТФ. 1992. **102**. С. 116.
 [20] *Белинский А. В., Чиркин А. С.* УФН. 2013. **183**. С. 1231.
 [21] *Белинский А. В., Шульман М. Х.* УФН. 2014. **184**. С. 1135.
 [22] *Prakash H., Kumar Mishra D. J.* Opt. Soc. Am. B. 2016. **33**. С. 1552.
 [23] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука. 1970.
 [24] *Leonhardt U.* Measuring the Quantum State of Light, Cambridge University Press, 1997.
 [25] *Белинский А. В., Жуковский А. К.* Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2016. №3. С. 34. (*Belinsky A. V., Zhukovskiy A. K.* Mosc. Univ. Phys. Bull. 2016. **71**, N 3. P. 253).
 [26] *Zeilinger A.* Found. Phys. 1999. **29**. P. 631.
 [27] *Brukner C., Zeilinger A.* Acta Physica Slovaca. 1999. **49**. P. 647.
 [28] *Brukner C., Zeilinger A.* Phys.Rev. Lett. 1999. **83**. P. 3354.
 [29] *Giustina M., Versteegh M. A. M., Wengerowsky S. et al.* Phys. Rev. Lett. 2015. **115**. 250401.

About a possible violation of causality as an alternative to the information interpretation of quantum theory

A. V. Belinsky

*Department of Computer Modeling and Informatics; Department of Physics of the Earth, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University
 Moscow 119991, Russia*

E-mail: belinsky@inbox.ru, belinsky@indox.ru

This is a review of a very interesting (in the authors' view) phenomenon, the operation of the nonlinear light beam splitter. The beam splitter is a flat interface between two transparent dielectrics, at least one of which exhibits Kerr nonlinearity, i.e., its refractive index depends on the transmitted radiation intensity. Interestingly, quantum and classical theories make directly opposite predictions about the phase fluctuation of the output radiation of this device. Even more interesting is the interpretation of the

quantum results, which is reduced to the alternative: either the finding of a violation of the principle of causality in the sense of the impact of events subsequent to the previous or appeal to the information interpretation of quantum theory.

PACS: 03.65.Ud, 42.65.Lm.

Keywords: quantum uncertainty, quantum superposition, causality principle, Copenhagen interpretation, hidden variables

Received 07 November 2016.

Сведения об авторе

Белинский Александр Витальевич — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник, профессор; тел.: (495) 939-41-78 , e-mail: belinsky@physics.msu.ru, belinsky@indox.ru.
