

# Квантовая запутанность при сверхизлучении конденсата электронно-дырочных пар в полупроводниковых гетероструктурах

П. П. Васильев<sup>1)</sup>

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 августа 2024 г.

После переработки 24 октября 2024 г.

Принята к публикации 27 октября 2024 г.

Методом гомодинной оптической томографии изучены квантовые свойства импульсов сверхизлучения, возникающего при излучательной рекомбинации электронно-дырочного конденсата в полупроводниковых гетероструктурах при комнатной температуре. Обнаружены признаки квантовой запутанности сверхизлучающих состояний, состоящих из суперпозиции двух когерентных состояний. Продемонстрировано, что при определенных условиях реконструированные функции Вигнера очень похожи на функции Вигнера состояний Шредингеровского кота.

DOI: 10.31857/S0370274X24120126, EDN: XHPUOQ

Многочисленные достижения последних лет в области квантовой оптики привели к созданию нескольких важных современных технологий, основанных на квантовых свойствах оптического излучения, включая квантовые телекоммуникации, квантовые вычисления, квантовые криптографию и метрологию [1, 2]. Основой этих технологий во многом являются такие фундаментальные эффекты, как квантовые корреляции, сжатые состояния и квантовая запутанность [1, 3, 4]. Несмотря на долгую историю понятия запутанности, предложенного Э. Шредингером почти 100 лет назад, в последние годы квантовая запутанность интенсивно исследовались в широком спектре квантовых систем, включая ультрахолодные газы, квантовые точки, отдельные спины, сверхпроводящие кубиты и др. [5–7]. Стоит отметить, что запутанными могут быть не только отдельные пары частиц, но и целые ансамбли [8].

Понятие запутанности из-за своей уникальности представляется весьма трудным для понимания, и вопрос, как обнаружить и количественно характеризовать запутанность, является непростым. Для решения этой проблемы был предложен ряд методик на основе факта нарушений неравенства Белла, на основе оценки энтропии фон Неймана, анализе функций Вигнера и др. (см. обзор [6] и ссылки в нем). Функции Вигнера считаются идеальным инструментом для иллюстрации квантовой запутанности [9]. Например, было показано, что величина объема области отрицательных значений функции Вигнера кубитов/бозонных состояний может быть использована

как индикатор их запутанности [10]. Для определенных квантовых состояний было продемонстрировано, что области отрицательных значений функции Вигнера появляются тогда и только тогда, когда эти состояния находятся в режиме запутанности. Более того, в этих состояниях связь между величиной объема области отрицательных значений и запутанностью является не только качественной, но и количественной [11]. Была разработана специальная процедура подтверждения факта запутанности на основе анализа функций Вигнера, и показано, что она является прямым и эффективным тестом квантовых состояний на запутанность [12].

Другим важным эффектом квантовой оптики, в котором неклассичность света может проявляться, является сверхизлучение. В ряде исследований продемонстрировано, что квантовая запутанность является одной из особенностей сверхизлучающего квантового перехода [13, 14]. Наблюдение сверхизлучающего фазового перехода в полупроводниковых гетероструктурах при комнатной температуре выявило ряд замечательных явлений, в том числе неравновесную электронно-дырочную конденсацию в фазовом пространстве, возникновение дальнего порядка в системе электронов и дырок, сверхсветовое распространение импульсов и ряд других [15–19]. Квантовые свойства сверхизлучения недавно были исследованы в работах [20, 21]. С помощью оптической гомодинной томографии во временной области было обнаружено, что сверхизлучение обладает суперпуассоновской статистикой фотонов с параметром Мандела  $Q$  в диапазоне 1.0–2.0, и что его функция Вигнера имеет значительные области отрицательных значе-

<sup>1)</sup>e-mail: peter@lebedev.ru

ний. В данной работе проведено дальнейшее исследование квантовых свойств сверхизлучения. Экспериментально показано, что при определенных условиях реконструированные функции Вигнера сверхизлучающих квантовых состояний обладают признаками квантовой запутанности, и весьма похожи на соответствующие функции состояний Шредингера кота.

Детали эксперимента были опубликованы в наших предыдущих работах [20–22]. В экспериментах использовались модифицированные лазерные гетероструктуры на основе GaAs/AlGaAs с длиной волны излучения в диапазоне 850–880 нм. Активная область состояла из собственного GaAs толщиной 0.2 микрона. Длина образцов варьировалась от 100 до 450 микрон, ширина излучающей области была в пределах 6–7 микрон. Характерным отличием образцов от обычных лазерных структур являлось наличие трех областей вдоль оси резонатора с разной концентрацией носителей заряда. Независимая накачка этих областей позволяла достичь режима сверхизлучения [23, 24]. Фото типичного образца представлено на рис. 1. Две области, прилегающие к краям структуры, накачивались импульсами тока с амплитудой в несколько раз превосходящей порог лазерной генерации. На центральный электрод образцов подавалось постоянное запирающее напряжение для предотвращения возникновения лазерного излучения и достижения необходимой для сверхизлучающего фазового перехода концентрации электронно-дырочных пар [16, 24].

Получение концентрации электронно-дырочных пар более  $(4–6) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  позволяло достичь выполнения критерия квантового вырождения, наступления режима нестационарной конденсации в фазовом пространстве и сверхизлучающего фазового перехода [22, 24].

Использовалась стандартная схема экспериментальной установки для гомодинной оптической томографии во временной области, подробно описанная в [20, 21]. Основной ее частью являлся интерферометр, состоящий из двух делителей пучков и двух диэлектрических зеркал. Поскольку образцы излучают гигантские импульсы (число фотонов в импульсе  $10^7–10^8$ ), для ослабления входного пучка применялся набор нейтральных фильтров, уменьшавший мощность излучения на несколько порядков до необходимого уровня (число фотонов 20–30). Одно из зеркал помещалось на прецизионном пьезоэлектрическом трансляторе, позволявшем менять задержку между импульсами, соответствующей изменению фазы в пределах от 0 до  $2\pi$ . Излучение обоих пуч-

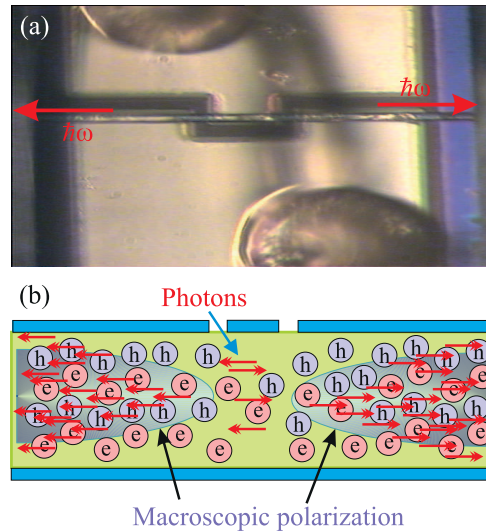


Рис. 1. (Цветной онлайн) Фотография (вид сверху) гетероструктуры (a) и схематическое изображение распределения электронов и дырок (b) в активной области (в разрезе). Две области макроскопической поляризации расположены у краев образца

ков интерферометра фокусировалось на балансный фотодетектор, фототок которого поступал на цифровой осциллограф. За одно измерение обрабатывалось порядка  $10^6$  экспериментальных точек. В рассматриваемой схеме измерения при разных значениях фазы гомодина значения разностного фототока соответствуют собственным значениям квадратурного оператора. При этом координата и импульс являются только двумя частными случаями, отвечающими фазам гомодина соответственно 0 и  $\pi/2$ . С использованием рассматриваемой технологии ранее были измерены однофотонные, двухфотонные, сжатые, смещенные когерентные и другие состояния света [25]. Традиционные способы измерения квантовых состояний основаны на восстановлении функции Вигнера из исходных распределений квадратур путем обратного преобразования Радона, с помощью использования специальных модельных функций или методом максимального правдоподобия. В нашем случае мы воспользуемся методом максимального правдоподобия.

На рисунке 2 представлены экспериментальная реконструированная функция Вигнера сверхизлучающего состояния (рис. 2a) и вычисленная функция для суперпозиции двух когерентных состояний (b)

$$|\Psi\rangle = C(|\alpha_1\rangle + |\alpha_2\rangle) \quad (1)$$

при  $C = 1 + i$  и  $\alpha_1 = 1.5 - 2.20i$  и  $\alpha_2 = 2.9 - 2.22i$ .

Определение понятия когерентного состояния фотонов, а также подробное описание квантовой

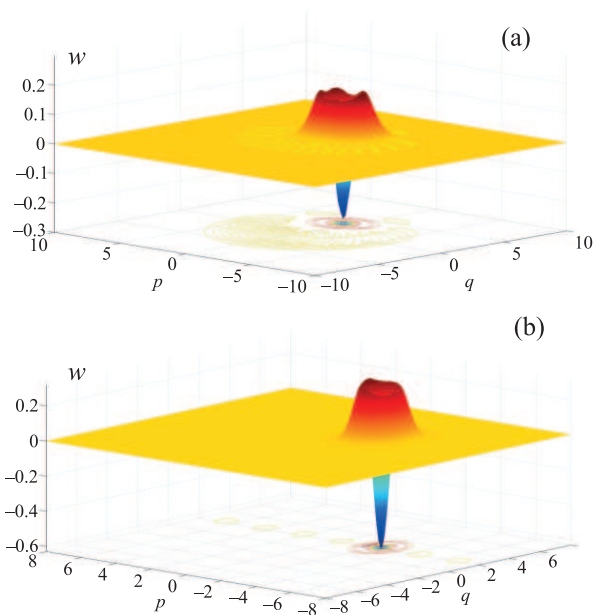


Рис. 2. (Цветной онлайн) Функции Вигнера: (a) – экспериментальная реконструированная в режиме сверхизлучения и (b) – вычисленная для суперпозиции двух когерентных состояний

интерференции двух таких состояний и состоянии типа Шредингеровского кота подробно описано в [26]. Функция Вигнера для состояния (1) состоит из суммы

$$W_{\Psi} = 1/2(W_{|\alpha_1\rangle\langle\alpha_1|} + W_{|\alpha_1\rangle\langle\alpha_2|} + W_{|\alpha_2\rangle\langle\alpha_1|} + W_{|\alpha_2\rangle\langle\alpha_2|}) \quad (2)$$

причем

$$W_{\alpha}(p, q) = \frac{1}{\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dy \langle q - y | \hat{\rho} | q + y \rangle e^{2ipy/\hbar}.$$

Параметр  $C$  и конкретные значения действительных и мнимых частей когерентных состояний  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  подобраны таким образом, чтобы как можно лучше аппроксимировать экспериментальное состояние. Хорошо видно, что функции очень похожи – обе функции имеют одинаковую форму, область отрицательных значений в центре и осцилляции в области положительных значений. Последнее обусловлено квантовой интерференцией когерентных состояний [1, 20, 21]. Отметим, что экспериментальная функция (рис. 2a) имеет меньшую амплитуду перепада между положительными и отрицательными значениями, а также более размытую форму по обеим координатам. Это можно объяснить наличием диссипации и дефазировки в эксперименте; теоретическая функция Вигнера построена без их учета.

Было обнаружено, что реконструированные функции Вигнера сверхизлучающих состояний сильно зависят от параметров накачки гетероструктур. Это вполне очевидно, поскольку фазовый переход в сверхизлучающее состояние очень чувствителен к величине плотности электронно-дырочных пар и, соответственно, числу сконденсированных электронов и дырок [16, 24]. Наличие двух областей с высокой концентрацией носителей заряда, расположенных у торцов образцов (см. рис. 1), позволяет получать два пространственно разделенных электронно-дырочных ансамбля. Управляемый поглотитель, расположенный в центре оптического резонатора, дает возможность регулировать поток фотонов, движущихся между этими областями и отражающимися от граней образцов. Общее резонансное оптическое поле наводит когерентность в обеих частях структуры, и при оптимальных параметрах накачки приводит к возникновению двугорбого сверхизлучающего состояния. Механизм и условия возникновения сверхизлучающего состояния подробно описаны в [16]. Максимальное число электронно-дырочных пар в каждой области составляет около  $10^8$  [23]. В отличие от опубликованных ранее результатов [20, 21], в данной работе был проведен поиск условий возбуждения полупроводника, при которых реконструированные функции Вигнера были бы наиболее похожи на соответствующие функции Шредингеровского кота. На рисунке 3 представлена реконструированная функция Вигнера сверхизлучающего состояния в трехсекционной гетероструктуре длиной 100 микрон при импульсном токе накачки 720 мА и запирающем напряжении на центральном поглотителе структуры – 4.7 В. В этом случае как положительные, так и отрицательные значения функции в областях между двумя пиками имеют незначительные амплитуды.

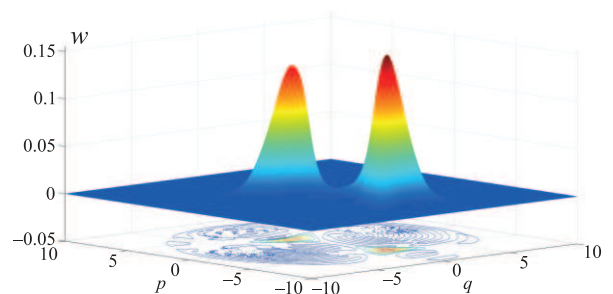


Рис. 3. (Цветной онлайн) Реконструированная функция Вигнера сверхизлучающего состояния

Такой характерный вид реконструированных функций наблюдался на нескольких образцах в ограниченных диапазонах накачки. Величина области взаимодействия между двумя состояниями сильно зависила от запирающего напряжения на центральном электроде образцов. Рисунок 4 иллюстрирует реконструированные функции Вигнера при трех значениях напряжения.

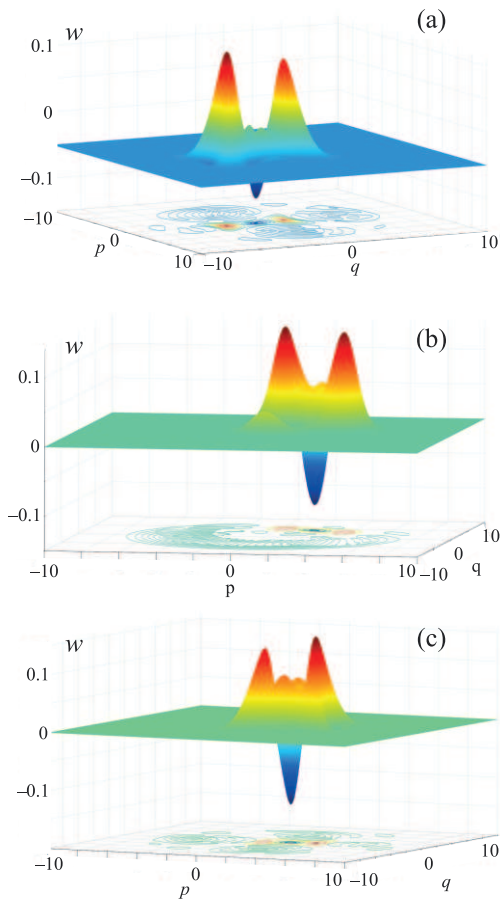


Рис. 4. (Цветной онлайн) Реконструированные функции Вигнера сверхизлучающего состояния при токе накачки 810 мА и запирающем напряжении  $-4.9$  В (a),  $-5.4$  В (b) и  $-6.1$  В (c)

Видно, что область взаимодействия двух состояний, включая пик отрицательных значений, сильно меняется при изменении величины запирающего напряжения. При превышении напряжения определенной величины сверхизлучающий фазовый переход не наступает, а структура генерирует обычное импульсное спонтанное излучение [27]. При этом реконструированная функция Вигнера имеет стандартную гауссовую форму с центром в нуле координат ( $q = p = 0$ ).

Форма обоих пиков на рис. 3 и 4 далека от Гауссовой и имеет ассиметричную (сжатую в одном на-

правлении) природу. Это хорошо видно на рис. 5, где показаны проекции трех восстановленных функций Вигнера на плоскость  $(q, p)$ .

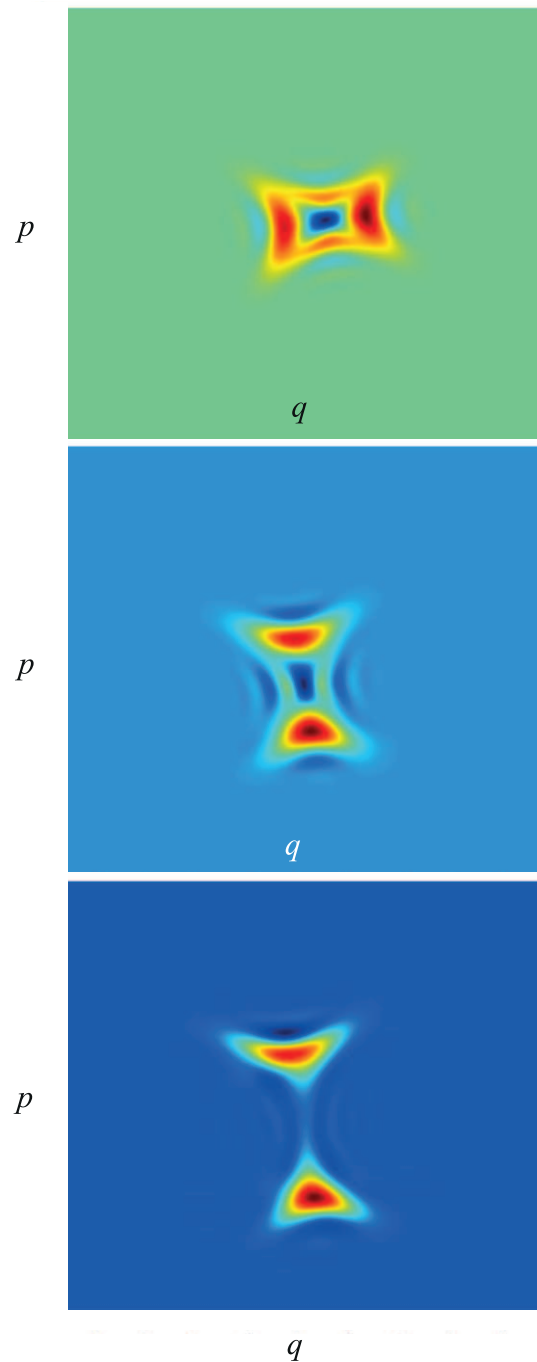


Рис. 5. (Цветной онлайн) Проекция трех реконструированных функций Вигнера на плоскость  $(q, p)$

Видно, что все пики имеют серповидную форму, и их размер в одном направлении в несколько раз превосходит соответствующую величину в ортогональном направлении. Это может говорить о том, что два пространственно разделенных сверхизлучающих со-

стояния являются сжатыми. Расстояние между пиками и их взаимная пространственная ориентация на плоскости  $(q, p)$  зависят как от величины тока в усилительных секциях гетероструктуры, так и от запирающего напряжения на центральном электроде.

В нашей предыдущей работе [21] обсуждалось сходство реконструированных функций Вигнера сверхизлучения, аналогичных показанной на рис. 2, с функциями Вигнера смещенных состояний Фока  $|\alpha, n\rangle$  при  $n = 1$  и 4. Несмотря на почти идеальное сходство в статистике фотонов в обоих случаях, осцилляторный характер реконструированных функций Вигнера, обусловленный квантовой интерференцией, сильно отличается от смещенных состояний Фока. Полученные здесь экспериментальные данные говорят в поддержку предположения, что сверхизлучающие квантовые состояния являются суперпозициями двух когерентных состояний. Два пространственно разделенных состояния формируются за счет трехсекционной геометрии образца и специфического способа накачки полупроводника. К тому же, из-за наличия когерентного электромагнитного поля, взаимодействующего с ними, эти два состояния оказываются связанными друг с другом. Реконструированные функции Вигнера на рис. 3–5 весьма похожи на функции состояний Шредингерского кота, причем эти состояния изначально тесно связаны с понятием квантовой запутанности [28]. Действительно, функции на рис. 4 по форме практически совпадают с вычисленной в [29] функцией Вигнера для суперпозиции двух запутанных состояний кубита в начальном  $|1\rangle$  и возбужденном  $|1\rangle$  состоянии и электромагнитного поля амплитудой  $\alpha$

$$|\Psi\rangle = 1/\sqrt{2}(|0\rangle|\alpha\rangle - |1\rangle|\alpha\rangle) \quad (3)$$

при  $\alpha = 1.07$ . В [30] обсуждалась возможность создания запутанных состояний типа Шредингерского кота с использованием схемы когерентного взаимодействия движущихся в оптическом резонаторе импульсов света с атомом, помещенным в резонатор. В нашем случае оптическое поле, распространяющееся в резонаторе, образованном гранями кристалла, кроме фазировки отдельных электронно-дырочных пар связывает две области макроскопической поляризации. Эти два макросостояния в зависимости от длины центральной секции образца и запирающего напряжения на ней могут быть как независимыми, так и связанными друг с другом. В предыдущих работах нами был экспериментально доказан факт наличия дальнего порядка в электронно-дырочном ансамбле и наличие когерентности взаимодействия поля с по-

лупроводниковой средой [17, 23]. Предыдущие опубликованные данные измерений [20, 21] были предварительными, позволившими лишь зарегистрировать факт неклассичности свойств сверхизлучения. В настоящей статье приводятся результаты целенаправленного поиска таких режимов генерации сверхизлучения, которые демонстрируют наличие квантовых состояний, похожих на состояния Шредингерского кота и признаки квантовой запутанности. Представленные здесь экспериментальные данные говорят о том, что при определенных условиях может формироваться суперпозиция двух сверхизлучающих состояний, функция Вигнера которой качественно совпадает с функцией, характерной для состояний Шредингерского кота. Причем, как было показано ранее для другого случая [13, 14], сверхизлучающий квантовый переход характеризуется наличием состояний с квантовой запутанностью.

Сверхизлучающее квантовое состояние очень чувствительно к параметрам накачки. Поэтому квантовые состояния, представленные на рис. 2–4 отличаются друг от друга. Причем в некоторых случаях, как оказалось, экспериментальные данные лучше аппроксимируются суперпозицией (1), тогда как в других – суперпозицией (3).

Стоит обратить внимание на еще один аспект. На начальных этапах эволюции сверхизлучение является результатом усиления затравочных флуктуаций поля и поляризации. Казалось бы, оптическое усиление сигнала могло бы испортить неклассические квантовые состояния света, переводя их в классические. Однако в нашем случае это не так. Динамика развития сверхизлучения, изученная нами в предыдущих работах [15–19], характеризуется тем, что сформированные две области макроскопической поляризации (два квантовых состояния) рекомбинируют с такой длиной волны излучения (сильное красное смещение), на которой нет ни усиления, ни индуцированного поглощения, т.е. в фактически пустом резонаторе. Результаты экспериментов являются еще одним следствием нестационарной конденсации в фазовом пространстве электронов и дырок в объемном GaAs при комнатной температуре, обсуждавшейся в наших работах ранее [15–18]. Подводя итог, в данной работе экспериментально изучены квантовые свойства сверхизлучения, генерируемого ансамблем электронно-дырочных пар в трехсекционных полупроводниковых гетероструктурах. С помощью гомодинной оптической томографии продемонстрировано, что наличие двух, пространственно разделенных, областей макроскопической поляризации, позволяет получать суперпозиции когерент-

ных квантовых состояний с экзотическими свойствами. В частности, были обнаружены сверхизлучающие состояния с признаками квантовой запутанности и сжатием по одной из координат. Общеизвестно, что функция Вигнера первого возбужденного состояния гармонического осциллятора также имеет отрицательные значения в окрестности нулей координаты и импульса. Более того, как нами было показано в предыдущих публикациях [20, 21], функции Вигнера смещенных состояний Фока  $|\alpha, n\rangle$  тоже имеют области отрицательных значений. Однако, в свете современных многочисленных исследований связи отрицательности функции Вигнера с неклассичностью и квантовой запутанностью [9–12], отрицательность функции Вигнера для реальных состояний вдали от нулей координаты и импульса, наблюдаемых в эксперименте, является весомым фактором в пользу неклассичности. В нашем эксперименте обширные области отрицательных значений являются лишь дополнительным аргументом. Основным же фактором в пользу проявления запутанности является факт наличия квантовой интерференции и общая форма реконструированных функций Вигнера в виде, характерном для Шредингеровского кота. Вопрос о степени запутанности требует отдельного дополнительного исследования. Кроме того, для полного понимания наблюдаемого явления необходимо построение микроскопической теории, учитывающей все аспекты взаимодействия коллективного электронно-дырочного состояния с электромагнитным полем. Одним из подходов к решению этой непростой задачи может служить методика, использованная при исследовании образования двух связанных конденсатов – фотонного сверхизлучательного и дипольного из куперовских пар в микроволновом резонаторе [31–33].

С практической точки зрения, сверхизлучающие квантовые состояния могут сыграть важную роль в квантовой метрологии [34] и квантовой криптографии [35]. Для этого потребуются дополнительные как теоретические, так и экспериментальные исследования.

Автор выражает благодарность Х. Кан и Х. Ота за создание образцов гетероструктур и Р. Пенти за поддержку.

**Финансирование работы.** Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

**Конфликт интересов.** Автор данной работы заявляет, что у него нет конфликта интересов.

1. G. S. Agarwal, *Quantum Optics*, Cambridge University Press, Cambridge (2012).
2. Д. Д. Сукачев, УФН **191**, 1077 (2021).
3. С. Н. Молотков, ЖЭТФ **154**, 738 (2018).
4. Lectures on General Quantum Correlations and their Applications, ebook, ed. by F. F. Fanchini, D. Pinto, and G. Adesso, Germany, Springer (2017).
5. Д. Дж. Вайнленд, УФН **184**, 1089 (2014).
6. T. Gühne and G. Toth, *Phys. Rep.* **474**(1–6), 1 (2009).
7. D. S. Dovzhenko, S. V. Ryabchuk, Yu. P. Rakovich, and I. R. Nabiev, *Nanoscale* **10**, 3589 (2018).
8. J. Hald, J. L. Sorensen, C. Schori, and E. S. Polzik, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1319 (1999).
9. J. Weinbub and D. K. Ferry, *Appl. Phys. Rev.* **5**, 041104 (2018).
10. I. I. Arkhipov, A. Barasinski, and J. Svozilik, *Sci. Rep.* **8**, 16955 (2018).
11. P. Dahl, H. Mack, A. Wolf, and W. P. Schleich, *Phys. Rev. A* **74**, 042323 (2006).
12. R. P. Rundle, P. W. Mills, T. Tilma, J. H. Samson, and M. J. Everitt, *Phys. Rev. A* **96**, 022117 (2017).
13. D. Bhatti, J. von Zanthier, and G. S. Agarwal, *Sci. Rep.* **5**, 17335 (2015).
14. M. Aparicio Alcalde, A. H. Cardenas, N. F. Svaiter, and V. B. Bezerra, *Phys. Rev. A* **81**, 032335 (2010).
15. П. П. Васильев, Х. Кан, Х. Ота, Т. Хирума, ЖЭТФ **120**, 1486 (2001).
16. P. P. Vasil'ev, *Phys. Stat. Sol. (b)* **241**, 1251 (2004).
17. P. P. Vasil'ev, V. Olle, R. V. Penty, and I. H. White, *EPL* **104**, 40003 (2013).
18. П. П. Васильев, Письма в ЖЭТФ **82**, 129 (2005).
19. P. P. Vasil'ev, R. V. Penty, and I. H. White, *Light Sci. Appl.* **5**, e16086 (2016).
20. P. P. Vasil'ev and R. V. Penty, *New J. Phys.* **22**, 083046 (2020).
21. P. P. Vasil'ev, *J. Rus. Las. Res.* **42**, 730 (2021).
22. П. П. Васильев, Письма в ЖЭТФ **115**, 424 (2022).
23. P. P. Vasil'ev, *Rep. Prog. Phys.* **72**, 076501 (2009).
24. П. П. Васильев, Письма в ЖЭТФ **115**, 35 (2022).
25. Ю. И. Богданов, Г. В. Авосопянц, Л. В. Белинский, К. Г. Катамадзе, С. П. Кулик, В. Ф. Лукичев, ЖЭТФ **150**, 246 (2016).
26. M. Esposito, F. Randi, K. Titimbo, G. Kourousias, A. Curri, R. Floreanini, F. Parmigiani, D. Fausti, K. Zimmermann, and F. Benatti, *EPJ Quantum Technology* **3**, 7 (2016).
27. P. Vasil'ev, *Ultrafast Diode Lasers: Fundamentals and Applications*, Artech House, Norwood (1995).
28. B. C. Sanders, *J. Phys. A: Math. Theor.* **45**, 244002 (2012).

29. Z. Wang, Z. Bao, Y. Wu, Y. Li, W. Cai, W. Wang, Y. Ma, T. Cai, X. Han, J. Wang, Y. Song, L. Sun, H. Zhang, and L. Duan, *Sci. Adv.* **8**, eabn1778 (2022).
30. B. Wang and L.-M. Duan, *Phys. Rev. A* **72**, 022320 (2005).
31. M. A. Iontsev, S. I. Mukhin, and M. V. Fistul, *Phys. Rev. B* **94**, 174510 (2016).
32. S. I. Mukhin and N. V. Gnezdilov, *Phys. Rev. A* **97**, 053809 (2018).
33. S. S. Seidov and S. I. Mukhin, *Phys. Rev. A* **109**, 022210 (2024).
34. V. Paulisch, M. Perarnau-Llobet, A. Gonzalez-Tudela, and J. I. Cirac, *Phys. Rev. A* **99**, 043807 (2019).
35. С. А. Подошведов, *ЖЭТФ* **137**, 656 (2010).