Письма в ЖЭТФ, том 124, вып. 9, с. 697 – 702 © 2026 г. 10 ноября

Статистика флуктуаций фемтосекундных импульсов сверхизлучения в полупроводниковых гетероструктурах

П. П. Васильев[1)]

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

Поступила в редакцию 30 августа 2026 г.
После переработки 5 октября 2026 г.
Принята к публикации 6 октября 2026 г.

Экспериментально исследована статистика флуктуаций моментов излучения фемтосекундных импульсов сверхизлучения, генерируемых полупроводниковыми гетероструктурами при комнатной температуре. В экспериментах использовалась стрик-камера с разрешением 1.5 пс и дополнительный полупроводниковый лазер со стабильностью более чем на порядок превосходящей стабильность как самой стрик-камеры, так и стабильность импульсов сверхизлучения. Продемонстрировано, что статистика флуктуаций импульсов сверхизлучения хорошо описывается функцией распределения плотности вероятности экстремальных значений 1-го типа (распределения Гумбеля). Показано, что в случае сверхизлучения полупроводниковых гетероструктур статистика распределения совпадает со статистикой нестабильности сверхизлучения, генерируемого Бозе-конденсатами ультрахолодных газов.

DOI: 10.7868/S3034576626110020

В последние годы мы являемся свидетелями ренессанса исследований явления сверхизлучения, открытого много лет назад [1]. Это в основном обусловлено бурным развитием квантовых технологий, в которых уникальные свойства сверхизлучения различных сред, начиная от ансамблей ультрахолодных атомов и кончая полупроводниками при комнатной температуре, могут найти многочисленные применения. Например, показана эффективность использования сверхизлучающих состояний в квантовой метрологии, а также для получения различного рода квантовых запутанных состояний, которые являются важной составляющей квантовой криптографии и квантовых коммуникаций [2–5]. Кроме того, было предложено использовать сверхизлучение для реализации квантовой телепортации кубитов [6].

Хорошо известно, что сверхизлучение возникает из спонтанного шума, производимого коллективом осцилляторов на начальном этапе его эволюции [7–10]. За долгие годы исследований флуктуации импульсов сверхизлучения достаточно хорошо изучены как экспериментально [11–13], так и теоретически [9, 10, 14, 15]. Была также изучена статистика импульсов сверхизлучения Бозе-конденсата атомов [16]. В многочисленных исследованиях явления сверхизлучения в полупроводниковых структурах при комнатной температуре были обнаружены необычные свойства как самого излучения, так и ансамбля электронно-дырочных пар, а именно: вынужденная конденсация электронно-дырочных пар [17–19], установление дальнего порядка в системе излучателей [20], сверхсветовое распространение импульсов [21], осцилляции Раби [22], неклассические состояния излучения [23] и признаки квантовой запутанности [5]. Однако статистика флуктуаций импульсов сверхизлучения в данной системе изучена не была.

В одной из предыдущих работ [24] были приведены предварительные результаты экспериментов по сравнительному анализу флуктуаций стандартного лазерного режима и режима сверхизлучения, наблюдавшихся в одних и тех же GaAs/AlGaAs объемных гетероструктурах. Было обнаружено,что флуктуации времени задержки импульсов сверхизлучения более чем на порядок превышают аналогичные показатели для стандартного лазерного излучения и в несколько раз превышают флуктуации для сверхизлучения других типов сред. Данное исследование посвящено выяснению статистического распределения макроскопически больших флуктуаций моментов генерации импульсов сверхизлучения, наблюдаемого в полупроводниковых гетероструктурах при комнатной температуре.

Исследования проводились на образцах лазерных гетероструктур на основе соединений GaAsGaAs/AlGaAs. Образцы состояли из трех чередующихся вдоль оси резонатора секций с независимой накачкой – двух усиливающих свет и одной поглощающей. Такая конфигурация была необходи-

[1)]e-mail: peter@lebedev.ru

ма для подавления стандартной лазерной генерации и реализации режима сверхизлучения. Условия и механизм возникновения сверхизлучающего фазового перехода были тщательно изучены ранее [17-19]. Активная область образцов состояла из нелегированного объемного (не квантоворазмерного) GaAs. Генерируемые импульсы сверхизлучения имели длительность в диапазоне 180–450 фс и пиковую мощность до 230 Вт при частоте повторения 0.01–22 МГц. Для измерения нестабильности времени излучения импульсов (фактически, фазового шума) была задействована схема с дополнительным полупроводниковым лазером. Схема эксперимента представлена на рис. 1.

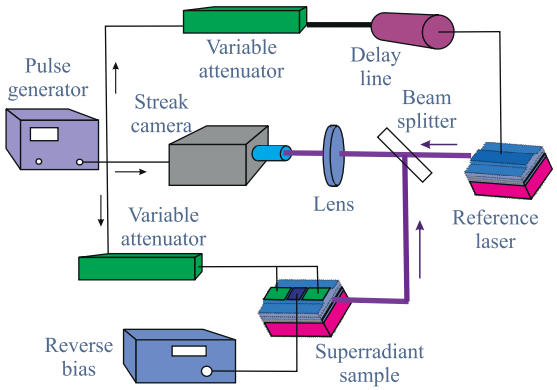

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема эксперимента

Задающий генератор электрических импульсов выдавал импульсы длительностью 10–30 нс и амплитудой до 100 В. Для повышения точности измерений импульсы генератора поступали на специальный формирователь длительности и обострения фронта импульса на основе диодов с накоплением заряда. Минимальная длительность фронта электрического импульса на выходе формирователя была сокращена с единиц наносекунд до менее 100 пс. Далее импульс разделялся на 3 части, которые использовались для накачки дополнительного полупроводникового лазера, сверхизлучающего образца и запуска стрик-камеры. Для синхронизации двух излучателей и развертки стрик-камеры использовались оптические и электрические линии задержки. Нестабильность запуска стрик-камеры составляла около 20 пс. Полупроводниковый лазер работал в режиме переключения усиления и излучал оптические импульсы длительностью 20–25 пс. Динамика излучения пикосекундных импульсов полупроводниковыми лазерами, включая их нестабильность, хорошо изучена как экспериментально, так и теоретически [25]. В нашем случае разброс времени излучения лазерных импульсов был в диапазоне 1–3 пс в зависимости от уровня накачки.

На рисунке 2 представлены нескольно изображений с экрана стрик-камеры, показывающие импульсы сверхизлучения и импульсы лазерного опорного сигнала.

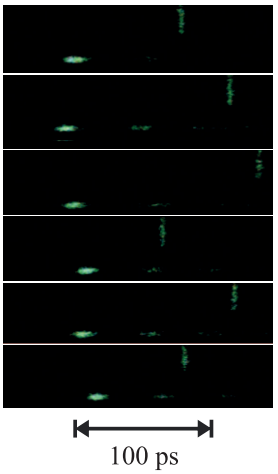

Рис. 2. (Цветной онлайн) Исходные изображения, полученные с экрана стрик-камеры и иллюстрирующие флуктуации относительной задержки между импульсами сверхизлучения (бледная вертикальная полоса вверху) и импульсами опорного лазера (яркая горизонтальная полоса внизу)

Поскольку пиковые мощности импульсов сверхизлучения на много порядков превышают пиковые мощности опорных импульсов, для их ослабления использовались нейтральные светофильтры. Стоит обратить внимание на разницу в длительности импульсов на изображениях. Различные положения в горизонтальной плоскости опорных импульсов определяются собственной нестабильностью стрик-камеры. Как видно на рис. 2, относительная задержка между импульсом сверхизлучения и опорным импульсом существенно изменяется от снимка к снимку. Она, очевидно, определяется флуктуациями времени включения импульсов сверхизлучения и не зависит от временной нестабильности стрик-камеры. Для каждой полупроводниковой структуры и каждого режима накачки было зарегистрировано 250–450 отдельных реализаций сверхизлучения.

На рисунке 3 показаны типичные зависимости количества отчетов от времени генерации импульсов сверхизлучения.

Воспроизводимость данных от структуры к структуре была довольно высока. Было обнаружено, что среднее значение задержки увеличивается с увеличением обратного смещения на поглоща-

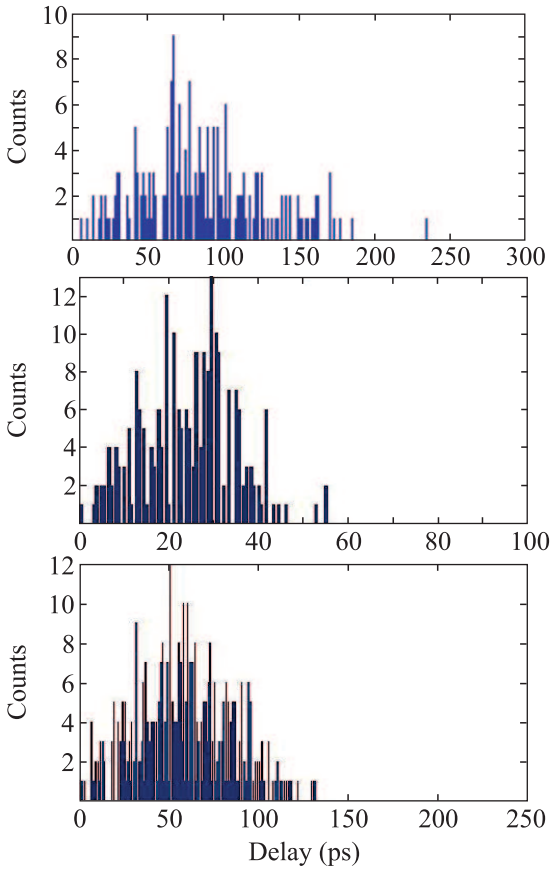

Рис. 3. (Цветной онлайн) Количество отсчетов в зависимости от относительной задержки между максимумами импульсов сверхизлучения и опорного импульса для трех гетероструктур. Значения среднего времени задержки и среднеквадратичного отклонения составляют 71, 28, 63 и 32, 29, 31 пс соответственно

ющей секции, т.е. с увеличением концентрации электронно-дырочных пар. При этом среднеквадратичное отклонение менялось в более узких пределах. Абсолютное значение среднего времени задержки зависело от настройки стрик-камеры и электрических линий задержки. Аналогичная тенденция наблюдалась в наших предыдущих экспериментах [24]. Статистические распределения времени задержки импульсов сверхизлучения, представленные на рис. 3, были очень типичными для всех устройств, протестированных при различных условиях возбуждения.

Для количественного анализа флуктуаций была изучена динамика начальной фазы развития импульсов сверхизлучения. Как было отмечено ранее, флуктуации импульсов сверхизлучения в других оптических средах достаточно хорошо изучены теоретически. Построены многочисленные теоретические модели, как классические, так и квантовые, возникновения этих импульсов из спонтанного шума. В них исследуется распределение вероятности времени задержки, как времени t_d, при котором интенсивность импульса на выходе из образца достигает определенного уровня интенсивности I_{ref} (см. рис. 4). Этот момент времени связан со временем достижения максимума импульса определенным соотношением. Последняя величина измерялась в нашем эксперименте. Разница между максимумом импульса и t_d близка к длительности импульса. В нашем случае длительности сверхизлучающих импульсов составляют сотни фемтосекунд. Поэтому измерения времени достижения максимума импульса в наших экспериментах будут совпадать с измерениями t_d с точностью не хуже 1 пс.

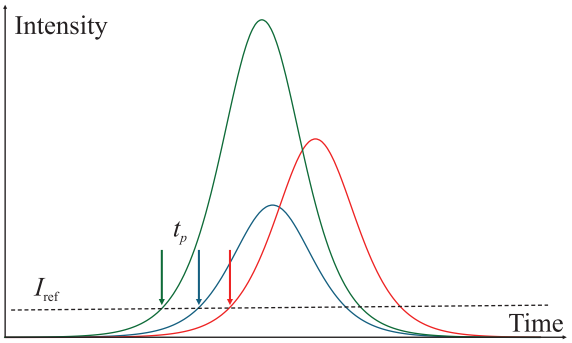

Рис. 4. (Цветной онлайн) Иллюстрация разброса времени задержки импульсов сверхизлучения

Теоретические модели,построенные для описания флуктуаций моментов излучения импульсов сверхизлучения [9, 10, 14, 15], основаны на решениях уравнений Максвелла–Блоха. Поскольку на начальном этапе развития импульсов задача является линейной, то решения во многих случаях можно получить аналитически. Действительно, в [14] для плотности вероятности распределения моментов излучения импульсов была получена формула

$$p_d(t_d) = \frac{2}{\Gamma(1/2)} \left\{ \frac{1}{2} \frac{NM^2}{1-M^2} e^{-2t_d} \right\}^{n/2} \times$$

$$\times \exp\left\{ -\frac{1}{2} \frac{NM^2}{1-M^2} e^{-2t_d} \right\}, \qquad (1)$$

где N, M, n – параметры задачи, а Γ – гамма-функция. Как оказалось,выражение (1) очень хорошо описывает экспериментальные данные, полученные для импульсов сверхизлучения атомов цезия в ранних экспериментах [11]. Более того, измерения флуктуаций импульсов сверхизлучения коллектива ультрахолодных атомов ^{40}Ca, находящихся при

температуре 200 микрокельвин,полученных недавно [12], а также импульсов сверхизлучения Бозе-конденсата атомов [16] описываются такой же зависимостью. Формула (1) фактически является хорошо известной в статистической физике функцией распределения плотности вероятности экстремальных значений 1-го типа (распределения Гумбеля) [26]. Эта функция распределения в общем виде выглядит как

$$p_G(t_d, \lambda, \mu) = \lambda^{-1} e^{-(t_d-\mu/\lambda)} \exp\left\{-e^{-(t_d-\mu/\lambda)}\right\}. \quad (2)$$

Распределение Гумбеля используется для описания максимального уровня рек при наводнениях, для прогнозирования вероятности сильных землетрясений и других стихийных бедствий. Было бы естественно попытаться использовать распределение (2) для анализа флуктуаций импульсов сверхизлучения в наших экспериментах, поскольку имеются многочисленные аналогии сверхизлучения в полупроводниковых гетероструктурах и сверхизлучения ультрахолодных газов и Бозе-конденсатов [27]. Для определения параметров λ и m распределения (2) и анализа экспериментальных данных воспользуемся методикой, опубликованной в [28]. Математическое ожидание $\bar{t}_p$ и средне-квадратичное отклонение σ_p связано с параметрами λ и m следующим образом

$$\bar{t}_p = \mu + \lambda\gamma_E,$$

$$\sigma_p = \frac{\pi\lambda}{\sqrt{6}}, \quad (3)$$

где γ_E – константа Эйлера. На рисунке 5 представлены экспериментальные данные и их аппроксимации функцией Гумбеля (2).

Как видно на рис. 5, распределение (2) хорошо описывает экспериментальные данные. Для разных образцов оцененные по формулам (3) значения $\bar{t}_p$ и σ_p лежат в диапазонах 40–150 пс и 30–50 пс соответственно.

Стоит отметить еще одно обстоятельство. Измерения амплитудных флуктуаций с использованием экспериментальной установки на рис. 1 не представляется возможным. Действительно, длительность импульсов сверхизлучения составляет несколько сотен фемтосекунд, тогда как временное разрешение стрик-камеры – 1.5 пс. Строго говоря, стрик-камеры, исходя из принципа их работы, предназначены для временных измерений и не предполагают измерения пиковых мощностей импульсов. Это исключает возможность измерения флуктуаций пиковой мощности импульсов. К сожалению, в настоящее время не существует прибора для прямого измерения пиковой мощности таких импульсов. Однако, существует возможность косвенной оценки амплитудных флуктуаций с помощью сверхширокополосного стробоскопического цифрового осциллографа. Для этой цели был использован 30 ГГц осциллограф Agilent 83480A/83482A, позволявший получать статистические характеристики исследуемых импульсов.

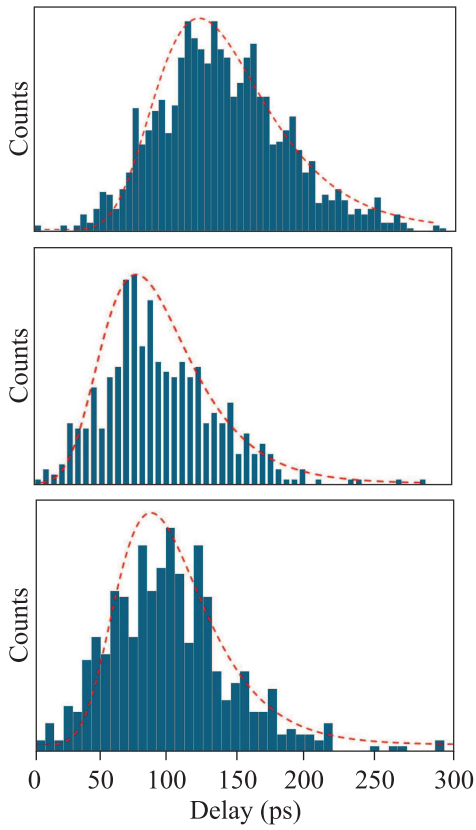

Рис. 5. (Цветной онлайн) Аппроксимация экспериментальных данных функцией (2) для 3 сверхизлучающих гетероструктур. Значения среднего времени задержки и среднеквадратичного отклонения составляют 142, 89, 98 и 43, 35, 38 пс соответственно

На рисунке 6 показаны экспериментальные распределения времени задержки и мощности фемтосекундных импульсов сверхизлучения, а также аппроксимация этих распределений функцией Гумбеля (2).

Как видно на рис. 6, аппроксимации функцией Гумбеля хорошо согласуются с экспериментальными распределениями как времени задержки, так и мощности импульсов, полученными с помощью сверхширокополосного стробоскопического цифрового осциллографа.

Подводя итог, в данной работе была исследована статистика флуктуаций фемтосекундных импуль-

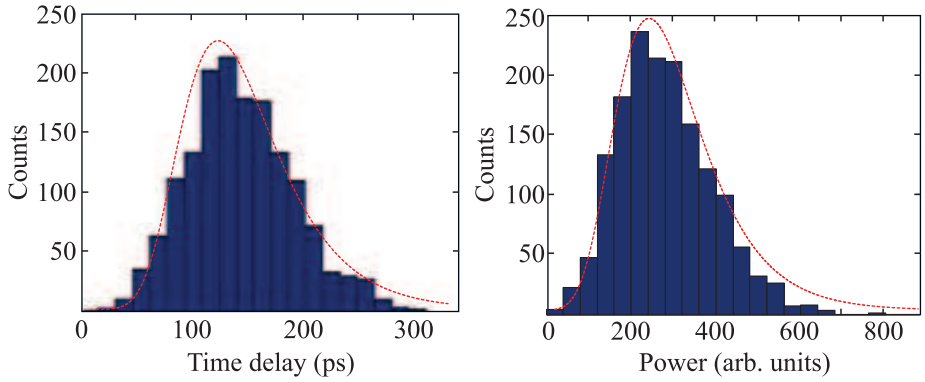

Рис. 6. (Цветной онлайн) Слева – распределение времени задержки фемтосекундных импульсов сверхизлучения, полученные с помощью стробоскопического осциллографа. Значения среднего времени задержки и среднеквадратичного отклонения составляют 147 и 52 пс. Справа – флуктуации их пиковой мощности. Красные пунктирные линии – аппроксимации функцией (2)

сов сверхизлучения, генерируемых полупроводниковыми гетероструктурами на основе GaAs/AlGaAs. Для точного измерения нестабильности времени задержки импульсов была использована методика с реперным стабильным полупроводниковым лазером и стрик-камерой. В дополнение к этому был применен метод статистического исследования импульсов с помощью сверхширокополосного стробоскопического цифрового осциллографа. Измерены типичные значения математического ожидания $\bar{t}_p$ и среднеквадратичного отклонения σ_p времени задержки излучения импульсов. Продемонстрировано, что статистика флуктуаций хорошо описывается функцией распределения плотности вероятности экстремальных значений 1-го типа (распределением Гумбеля). Этот результат показывает, что данное свойство сверхизлучения полупроводниковых гетероструктур при комнатной температуре аналогично статистике флуктуаций сверхизлучения, генерируемого Бозе-конденсатами атомов при ультранизких температурах.

В заключение автор выражает благодарность X. Kan (H. Kan) и X. Ota (H. Ohta) за создание образцов гетероструктур, а также B. Олле (V. Olle) за помощь в проведении эксперимента.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физический институт имени 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. R. H. Dicke, "Coherence in spontaneous radiation processes", Phys. Rev. **93**, 99 (1954).
2. V. Paulisch, M. Perarnau-Llobet, A. Gonzalez-Tudela, and J. I. Cirac, "Quantum metrology with one-dimensional superradiant photonic states", Phys. Rev. A **99**, 043807 (2019).
3. A. Vesperini, M. Cini, and R. Franzosi, "Entanglement signature of the superradiant quantum phase transition", Front. Phys. **20**(2), 023303 (2025)
4. M. Le Bellac, *A Short Introduction to Quantum Information and Quantum Computation* (Cambridge University Press, Cambridge, 2012).
5. П. П. Васильев, "Квантовая запутанность при сверхизлучении конденсата электронно-дырочных пар в полупроводниковых гетероструктурах", Письма в ЖЭТФ **120**, 902 (2024) [P. P. Vasil'ev, "Quantum Entanglement at the Superradiance of a Condensate of Electron-Hole Pairs in Semiconductor Heterostructures", JETP Lett. **120**, 867 (2024)].
6. Y.-N. Chen, C. Li, D.-S. Chuu, and T. Brandes, "Proposal for teleportation of charge qubits via superradiance", New J. Phys. **7**, 172 (2005).
7. В. В. Кочаровский, В. В. Железняков, Е. Р. Кочаровская, В. В. Кочаровский, "Сверхизлучение: принципы генерации и реализация в лазерах", УФН **187**, 367 (2017) [V. V. Kocharovsky, V. V. Zheleznyakov, E. R. Kocharovskaya, V. V. Kocharovsky, "Superradiance: the principles of generation and implementation in lasers", Phys.-Uspekhi **60**, 345 (2017)].
8. П. П. Васильев, "Сверхизлучающий квантовый фазовый переход в полупроводнике при комнатной температуре: миф или реальность?", УФН **195**, 557 (2025) [P. P. Vasil'ev, "Superradiant quantum phase transition in a semiconductor at room temperature: myth or reality?", Phys.-Uspekhi **68**, 525 (2025)].

9. M. Gross and S. Haroche, "Superradiance: an essay on the theory of collective spontaneous emission", Phys. Rep. **93**, 301 (1982).
10. F. Haake, H. King, G. Schroder, J. Haus, and R. Glauber, "Fluctuations in superfluorescence", Phys. Rev. A **20**, 2047 (1979).
11. Q. H. F. Vrehen, *Experiments on the initiation and coherence properties of superfluorescence*, in *Laser Spectroscopy IV*, ed. by H. Walther and K. W. Rothe (Springer, Berlin, 1979).
12. T. Laske, H. Winter, and A. Hemmerich, "Pulse Delay Time Statistics in a Superradiant Laser with Calcium Atoms", Phys. Rev. Lett. **123**, 103601 (2019).
13. J. A. Mlynek, A. A. Abdumalikov, C. Eichler, and A. Wallraff, "Observation of Dicke superradiance for two artificial atoms in a cavity with high decay rate", Nat. Commun. **5**, 5186 (2014).
14. F. Haake, J. Haus, and R. Glauber, "Passage-time statistics for the decay of unstable equilibrium states", Phys. Rev. A **23**, 3255 (1981).
15. F. Haake, J. H. Haus, H. King, G. Schroder, and R. Glauber, "Delay-time statistics of superfuorescent pulses", Phys. Rev. A **23**, 1322 (1981).
16. L. F. Buchmann, G. M. Nikolopoulos, O. Zobay, and P. Lambropoulos, "Passage-time statistics of superradiant light pulses from Bose–Einstein condensates", J. Phys. B **44**, 025301 (2011).
17. П. П. Васильев, Х. Кан, Х. Ота, Т. Хирума, "Конденсация электронно-дырочных пар в объемном GaAs при комнатной температуре в режиме фемтосекундного сверхизлучения", ЖЭТФ **120**, 1486 (2001) [P. P. Vasil'ev, H. Kan, H. Ohta, and T. Hiruma, "Condensation of electron-hole pairs in bulk GaAs at room temperature under conditions of femtosecond cooperative radiation", JETP **93**, 1288 (2001)].
18. P. P.Vasil'ev, "Conditions and possible mechanism of condensation of e-h pairs in bulk GaAs at room temperature", Phys. Stat. Sol. (b) **241**, 1251 (2004).
19. П. П. Васильев, "Стимулированная Бозе конденсация электронно-дырочных пар в сильно вырожденном полупроводнике при комнатной температуре", Письма в ЖЭТФ **115**, 35 (2022) [P. P. Vasil'ev, "Induced Bose–Einstein Condensation of Electron–Hole Pairs in a Highly Degenerate Semiconductor at Room Temperature", JETP Lett. **115**, 29 (2022)].
20. P. P. Vasil'ev, V. Olle, R. V. Penty, and I. H. White, "Long-range order in a high-density electron-hole system at room temperature during superradiant phase transition", EPL **104**, 40003 (2013).
21. P. P. Vasil'ev, R. V. Penty, I. H. White, "Pulse generation with ultra-superluminal pulse propagation in semiconductor heterostructures by superradiant-phase transition enhanced by transient coherent population gratings", Light Sci. Appl. **5**, e16086 (2016).
22. П. П. Васильев, "Режим сильной связи и осцилляции Раби в GaAs/AlGaAs гетероструктурах в результате конденсации электронно-дырочных пар при комнатной температуре", Письма в ЖЭТФ **115**, 424 (2022) [P. P. Vasil'ev,"Strong Coupling and Rabi Oscillations in GaAs/AlGaAs Heterostructures as a Result of Electron-Hole Pair Condensation at Room Temperature", JETP Lett. **115**, 384 (2022)].
23. P. P. Vasil'ev and R. V. Penty, "Wigner function and photon number distribution of a superradiant state in semiconductor heterostructures", New J. Phys. **22**, 083046 (2020).
24. P. P. Vasil'ev, V. Olle, R. V. Penty, and I. H. White, "Experimental study of delay-time statistics of superradiant pulses generated from semiconductor structures", Appl. Phys. Letts. **103**, 241108 (2013).
25. P. Vasil'ev, *Ultrafast Diode Lasers: Fundamentals and Applications* (Artech House, Norwood, 1995).
26. Э. Гумбель, *Статистика экстремальных значений* (Мир, М., 1965) [E. J. Gumbel, *Statistics of extremes* (Columbia University Press, N.Y., 1958)].
27. P. P. Vasil'ev, "Femtosecond superradiant emission in inorganic semiconductors", Rep. Prog. Phys. **72**, 076501 (2009).
28. C. G. Angel, "Revisiting the Use of the Gumbel Distribution: A Comprehensive Statistical Analysis Regarding Modeling Extremes and Rare Events", Mathematics **12**, 2466 (2024).