Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 5, с. 331 – 338

Особенности затухания осцилляций Раби в полупроводнике в процессе сверхизлучательного фазового перехода

П. П. Васильев[1)]

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

Поступила в редакцию 30 декабря 2025 г.
После переработки 21 января 2026 г.
Принята к публикации 2 февраля 2026 г.

Экспериментально и теоретически исследованы осцилляции Раби в полупроводниковых гетероструктурах в режиме генерации сверхизлучения при комнатной температуре. Экспериментально обнаружено аномально большое время затухания осцилляций в структурах с низкодобротным резонатором. Теоретическая модель динамики когерентного взаимодействия электронно-дырочной системы с электромагнитным полем в таком резонаторе, построенная на основе классических уравнений Максвелла–Блоха, предсказывает величину времени затухания, более чем на порядок меньшую, чем измеренную в эксперименте. Предполагается, что одной из вероятных причин обсуждаемого эффекта может быть наличие квантовой обратной связи, возникающей при распространении двух встречных электромагнитных волн, являющихся медиаторами взаимодействия двух когерентных электронно-дырочных ансамблей, и приводящих к возникновению квантовой запутанности их с электромагнитным полем.

DOI: 10.7868/S3034576626030032

Осцилляции Раби, представляющие собой периодический обмен энергией между электромагнитным полем и квантовой средой, являются одним из самых замечательных нестационарных явлений квантовой оптики. В настоящее время интерес к их изучению дополнительно обусловлен широким развитием квантовых информационных технологий. Осцилляции Раби экспериментально наблюдались в ряде современных квантовых систем, включая экситон-поляритоны, сверхпроводниковые твердотельные кубиты, квантовые точки, ансамбли ультрахолодных Ридберговских атомов и другие [1–6]. Осцилляции Раби часто регистрируются в экспериментах с ансамблями осцилляторов разной физической природы при сверхизлучающем фазовом переходе и генерации сверхизлучения [7–9]. В квантовой информатике и квантовых вычислениях эти осцилляции могут использоваться в качестве инструмента для калибровки квантовых вентилей, динамического считывания информации о состоянии отдельных кубитов, измерения их когерентных свойств и некоторых других [10].

В нашей предыдущей работе [11] приведены результаты экспериментов по исследованию осцилляций Раби в диапазоне ТГц, наблюдавшихся в GaAs/AlGaAs объемных гетероструктурах при генерации импульсов сверхизлучения. При наступлении сильной связи поля с полупроводниковой средой были обнаружены оптические дублеты с расщеплением в диапазоне 1.3–4.4 мэВ на длине волны 860–890 нм и соответствующие когерентные колебания поля во временной области. Была изучена зависимость расщепления Раби от параметров структур и накачки. Однако вопрос о затухании осцилляций изучен не был. Неожиданным оказался не только факт существования самих осцилляций Раби в полупроводниковых структурах при комнатной температуре, но и аномально большое время их затухания. В данной работе мы обсудим этот нетривиальный экспериментальный факт.

В экспериментах использовались трехсекционные лазерные гетероструктуры на основе соединений GaAs/AlGaAs. Параметры и характеристики образцов подробно описаны в предыдущих работах [11–13]. Толщина активной области нелегированного GaAs составляла от 0.15 до 0.2 микрон, что исключало появление квантоворазмерного эффекта. Созданные с помощью фотолитографии три секции с различной накачкой были необходимы для осуществления режима сверхизлучения, механизм и условия возникновения которого были тщательно изучены ранее [14–16]. Фото одного из образцов представлено на рис. 1a. Две области, прилегающие к граням структуры, накачивались импульсами тока длительностью 1–10 нс и амплитудой до 1 А. Для предотвращения возникновения лазерного излучения на центральную

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

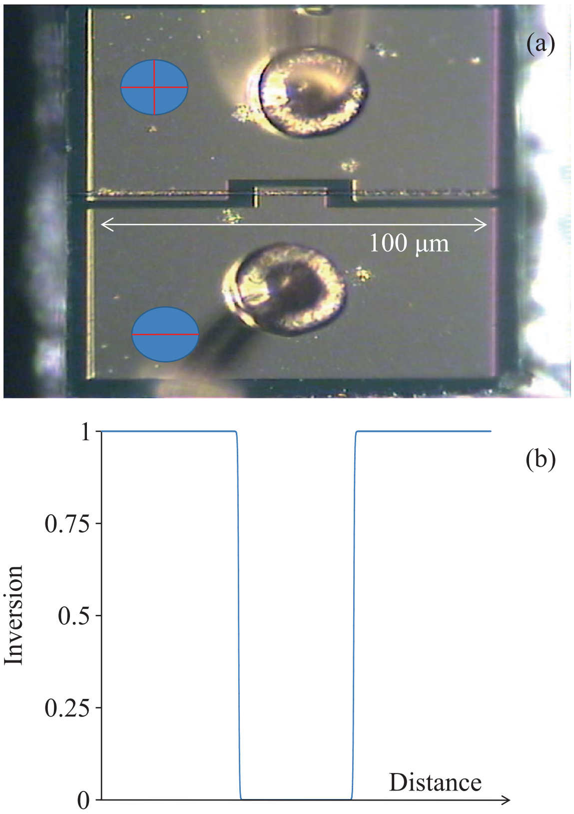

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Фотография (вид сверху) гетероструктуры и (b) – профиль нормированной плотности электронно-дырочных пар вдоль оси резонатора, образованного гранями кристалла

секцию подавалось постоянное запирающее напряжение величиной до -9 В.

Такой режим накачки полупроводниковой структуры позволял получать плотности электронно-дырочных пар более 6×10^{18} см$^{-3}$. При этом, как показано в [17], выполнялся критерий квантового вырождения, наступал режим нестационарной конденсации электронов и дырок в фазовом пространстве, и происходил сверхизлучающий фазовый переход [13, 16]. Длины образцов составляли величину в диапазоне 95–140 микрон. Спектры сверхизлучения измерялись монохроматором с разрешением 0.1 нм. Осцилляции Раби во временной области исследовались с помощью сканирующего интерферометра Майкельсона и автокорреляционных функций излучения 2-го порядка. Эта методика измерений подробно описана в [18]. Она позволяет измерить период осцилляций Раби с субпикосекундной точностью и изучить их затухание на временных интервалах в десятки пикосекунд.

На рисунке 2 представлен типичный дублетный спектр сверхизлучения и соответствующая автокорреляционная функция 2-го порядка

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau)\rangle}{\langle I(t)\rangle^2}, \quad (1)$$

где $I(t)$ есть интенсивность излучения. Спектральное расщепление между оптическими компонентами зависело от амплитуды импульсов тока и величины запирающего напряжения и составляло от 0.49 до 2.61 нм.

Автокорреляционная функция, представленная на рис. 2b, состоит из пиков с затухающей интенсивностью, наложенных на пьедестал шириной ~ 10 пс. Расстояние между ними равно времени однократного обхода света резонатора, образованного гранями образца ($= 1.55$ пс). Другими словами, в данном случае частота осцилляций Раби в два раза больше пролетной частоты резонатора $\nu_r = c/2Ln$, где c – скорость света, L – длина образца, а n – показатель преломления. Это соответствует двум максимумам интенсивности на периоде резонатора. В каждом пике на рис. 2b присутствуют интерференционные кольца, которые хорошо различимы при изменении задержки в плечах интерферометра Майкельсона с фемтосекундной точностью. На рисунке 2c показана функция $g^{(2)}(\tau)$ для другой гетероструктуры, снятая с разрешением отдельных интерференционных колец. Частота осцилляций Раби на рис. 2c равна $3\nu_r$.

Экспериментальный результат на рис. 2b свидетельствует о том, что осцилляции Раби и когерентность сверхизлучения сохраняются на временах более 20 пс или при более, чем 10-кратных проходах излучения по резонатору. Затухание осцилляций Раби особенно продолжительно, когда их частота равна кратному значению $n\nu_r$. Это – уникальный результат, не наблюдавшийся ни в режиме непрерывной лазерной генерации, ни в режиме синхронизации мод [18].

Для прояснения этого факта на основе численного решения уравнений Максвелла–Блоха была построена теоретическая модель когерентного взаимодействия электромагнитного поля с полупроводниковой средой в данных экспериментальных образцах. Эта модель нами уже использовалась ранее для описания эволюции сверхизлучения и подробно описана в предыдущих работах [19, 20]. Теория численно описывает динамику полей E и H без использования приближения медленных амплитуд и с применением граничных условий идеально-согласованного слоя.

На рисунке 3 показаны типичные осцилляции Раби в режиме сверхизлучения, рассчитанные для образца длиной 90 микрон с тремя секциями и конфигурацией начальной инверсии, показанной на рис. 1b. Поскольку триггером сверхизлучения

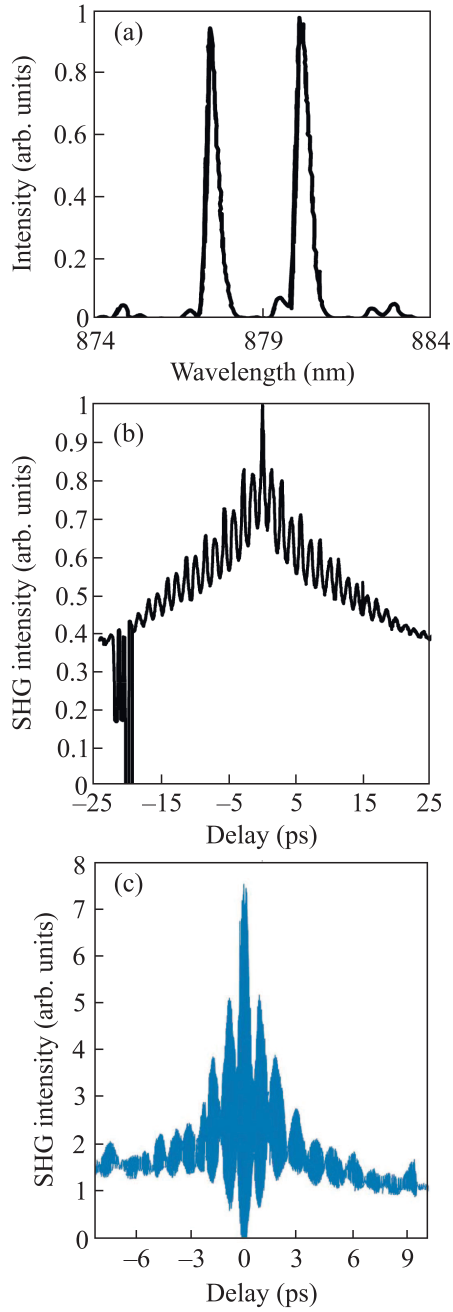

Рис. 2. (Цветной онлайн) Оптический спектр (a) и соответствующая нормированная автокорреляционная функция 2-го порядка (b) сверхизлучения одной из исследовавшихся структур. (c) – Автокорреляционная функция 2-го порядка другой гетероструктуры, снятая с разрешением отдельных интерференционных колец

являются флуктуации спонтанного излучения, каждая реализация осцилляций Раби является индивидуальной и не повторяет любую другую [13, 16]. Хорошо видно, что на периоде двукратного пробега света по резонатору ($=3$ пс) присутствуют два импульса, что соответствует двум областям

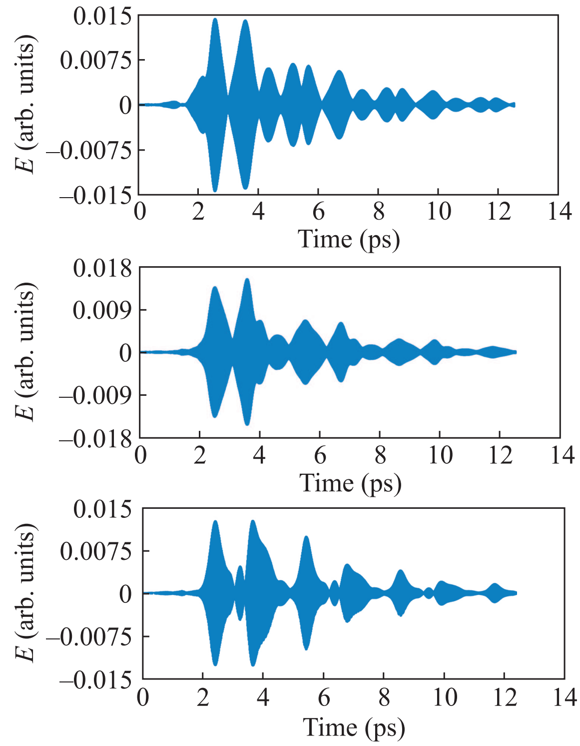

Рис. 3. (Цветной онлайн) Вычисленное электрическое поле $E(t)$ на выходе из образца для трех реализаций режима сверхизлучения. Внутреннее заполнение соответствует частоте световых колебаний

макроскопической поляризации в соответствии с геометрией образца. Действительно, как показано на рис. 1, накачка осуществляется симметрично в две секции гетероструктуры, в которых существует высокая концентрация неравновесных электронов и дырок. Как было установлено ранее [13, 15, 16], эти области когерентны, и их сверхизлучение и приводит к наблюдаемым осцилляциям Раби. Вычисленные осцилляции поля на рис. 3 быстро затухают по времени, и через 3–4 периода резонатора их амплитуда практически равна 0. Это и понятно, поскольку добротность резонатора невелика, так как коэффициент отражения по интенсивности граней образцов составляет лишь 0.32. Для сравнения с экспериментом вычислим автокорреляционные функции 2-го порядка полей $E(t)$, представленных на рис. 3.

На рисунке 4 показаны экспериментально полученные автокорреляционные функции 2-го порядка и вычисленные для трех реализаций осцилляций Раби на рис. 3. Хорошо видно существенное различие функций во всех трех случаях.

Действительно, быстрое затухание поля за 3–4 пробега по резонатору, как показано на рис. 3, приводит к быстрому обнулению вычисленных автокорреляционных функций при задержке более 5 пс. При

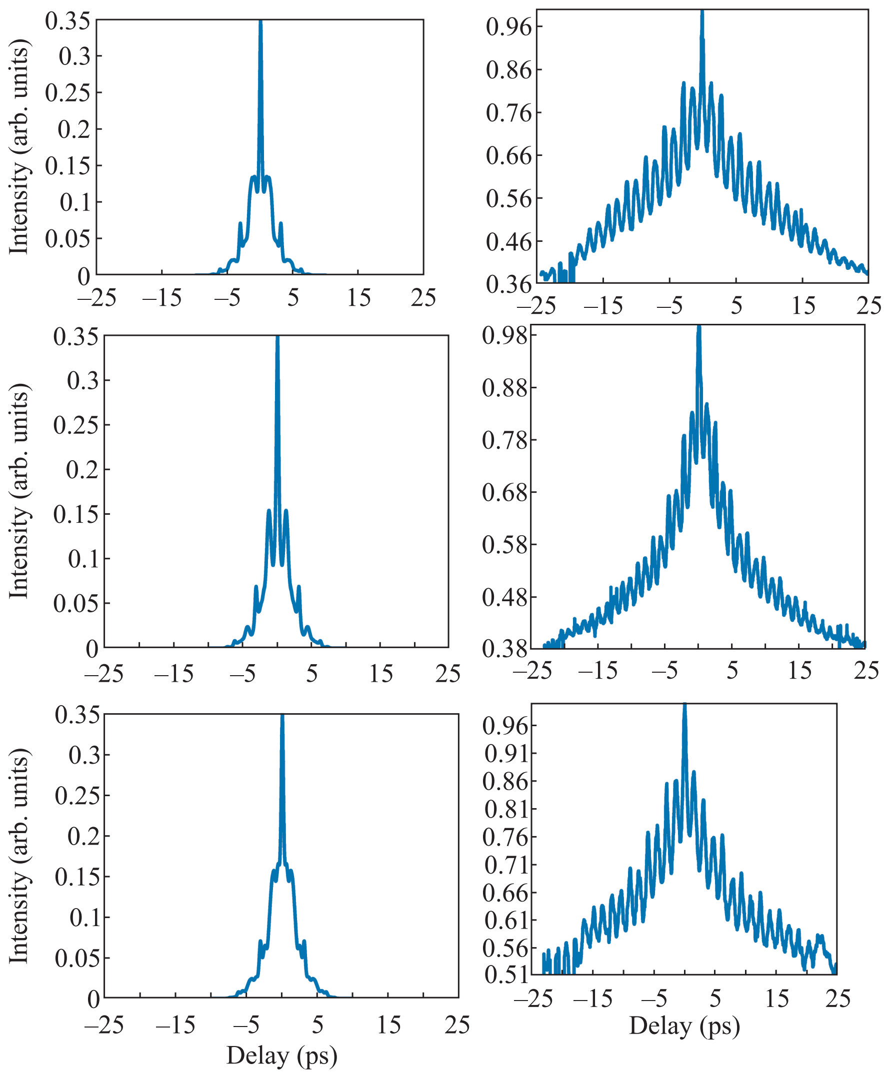

Рис. 4. (Цветной онлайн) Вычисленные (слева) и экспериментальные (справа) автокорреляционные функции 2-го порядка осцилляций Раби сверхизлучения. Вычисленные функции усреднены по 15 индивидуальным реализациям

этом осцилляции поля на экспериментальных автокорреляционных функциях прослеживаются и при задержках более 25 пс. Для более ясного понимания ситуации была вычислена эволюция оптического поля в резонаторе экспериментальных образцов с автокорреляционной функцией, сходной с представленными на рис. 4. На рисунке 5 представлены автокорреляционные функции и соответствующая динамика затухания поля в резонаторе, с длиной и коэффициентами отражения зеркал, равными экспериментальным параметрам.

Затухание автокорреляционной функции на рис. 5a соответствует вычисленным функциям на рис. 4, а функция на рис. 5b – экспериментальным кривым на рис. 4. Здесь важно не точное соответствие функций, а разница в числе пиков и длительности затухания. Из сравнения рис. 5b и d становится понятно, что для объяснения наличия многочисленных пиков на экспериментальных автокорреляционных функциях 2-го порядка необходимо, чтобы излучение много раз отражалось от граней образца, находясь внутри резонатора и взаимодействуя с полупроводниковой средой в течение продолжительного времени. Другими словами, представленные экспериментальные данные противоречат как нашим расчетам, так и имеющимся на сегодняшний день теориям когерентного взаимодействия электромагнитного поля со средой [18, 21, 22], которые предсказывают значительно более быстрое затухание осцилляций в резонаторе.

Общеизвестно, что модель на основе случайного начального затравочного поля, симулирующего

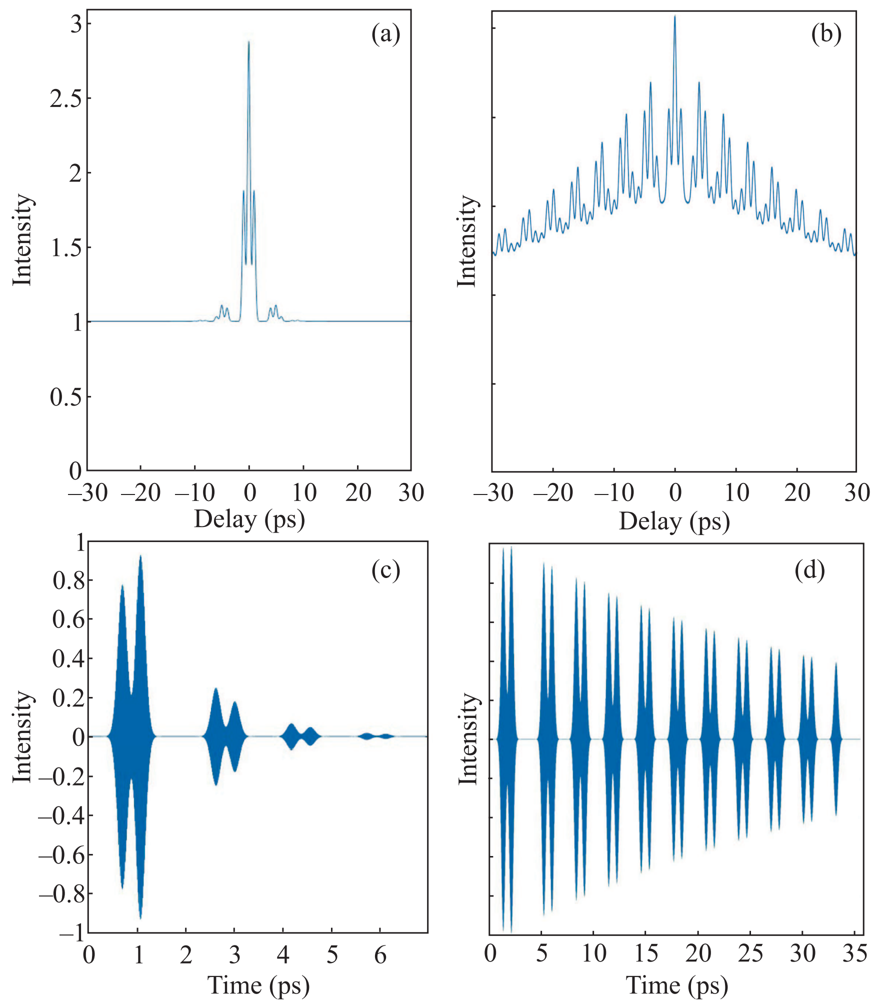

Рис. 5. (Цветной онлайн) Вычисленная (a) и экспериментальная (b) корреляционная функция и соответствующие вычисленные поля $E(t)$ (c) и (d). Время затухания полей 2.4 (c) и 34 (d) пс

спонтанное излучение, и классических уравнений Максвелла–Блоха довольно хорошо описывает динамику коллективного излучения атомов, квантовых точек и других объектов. Это справедливо практически во всех случаях, включая и случай сверхизлучения электронов и дырок в полупроводниковых гетероструктурах при комнатной температуре, исследованный в наших предыдущих работах [11–17]. Действительно, длительность и мощность импульсов сверхизлучения, их сверхсветовое распространение в активной среде, генерация внутрирезонаторной второй гармоники и ряд других эффектов, изученных в указанных работах, хорошо описываются классическими уравнениями Максвелла–Блоха. Однако, как демонстрируют результаты данного исследования, теории, основанные на классических уравнениях Максвелла–Блоха в данном конкретном случае не работают. Одним из возможных объяснений этого факта может быть следующее.

Для изучения и трактовки результатов исследуемого явления необходимо пользоваться подходами, развитыми в резонаторной квантовой электродинамике. Действительно, взаимодействие квантовых двухуровневых частиц (кубитов), помещенных в резонатор, с электромагнитным полем широко исследуется чисто квантовыми методами. Действительно, взаимодействие двух когерентных ансамблей электронно-дырочных пар с электромагнитным полем внутри резонатора, образованного гранями образцов, в режиме сверхизлучения является сугубо квантовым эффектом. Методы резонаторной квантовой электродинамики адекватно описывают не только хорошо исследованные явления, как, например, осцилляции Раби, но и чисто квантовые эффекты, включая неклассические состояния света различного рода, квантовую запутанность, антибанчинг и другие [23–26]. В некоторых случаях, как при слабом, так и при сильном взаимодействии квантовых излучателей с электромагнитным полем в резонаторе, корреляционная функция может иметь осцилляторную форму, похожую на экспериментальные функции, представленные на рис. 2 и 4 [24, 25]. При этом, при возникновении осцилляций Раби их скорость затухания может эффективно контролироваться с помощью квантовой обратной связи [27–29]. Этот термин получил широкое распространение в последнее время для описания связи между двумя или несколькими квантовыми объектами, включая и их взаимодействие с помощью электромагнитного поля. Когерентная обратная связь является квантовой, если их совместная динамика не описывается чисто классическими моделями. Конкретные примеры квантовой обратной связи для стабилизации однокубитных квантовых состояний, для управления и контроля квантовой запутанностью, генерации состояний типа Шредингеровского кота и многие другие можно найти в обзоре [30].

В нашем случае полупроводниковой среды две бегущие в противоположных направлениях волны, отраженные от граней образцов, устанавливают взаимосвязь двух когерентных макроскопических электронно-дырочных состояний посредством рассеяния на когерентной решетке населенности и решетке показателя преломления, существующих в образце [19, 31].

Стоит отметить еще одно обстоятельство. Квантовая обратная связь может влиять не только на динамику квантовой системы в виде появления долгоживущих осцилляций Раби, но и приводить к возникновению квантовых запутанных состояний [30, 32, 33]. В нашем случае двух когерентных ансамблей электронно-дырочных пар, взаимодействующих друг с другом посредством общего электромагнитного поля, наблюдались признаки квантовой запутанности и реконструированные функции Вигнера, похожие на функции кота Шредингера [12]. В данных экспериментальных условиях механизм возникновения запутанности может быть очень похож на подробно описанный ранее [34]. Он основан на управляемой квантовой обратной связи и управляемой диссипации в системе, состоящей из двух разделенных в пространстве ансамблей ^{133}Cs, взаимодействующих с y-поляризованным лазерным полем. Запутывание обусловлено взаимодействием с x-поляризованными вакуумными модами в направлении распространения z лазерного поля, которые являются общими для обоих ансамблей и обеспечивают желаемую общую среду. Спиновые процессы в двух образцах, сопровождающиеся резонансным рассеянием, приводят к появлению неразличимых фотонов, что приводит к квантовой интерференции и запутыванию ансамблей. Нечто похожее, вероятно, происходит и в нашем случае.

Подводя итог, в данной работе была исследована динамика затухания осцилляций Раби, генерируемые полупроводниковыми гетероструктурами на основе GaAs/AlGaAs в режиме сверхизлучения. Продемонстрировано, что затухание этих осцилляций длится аномально долго. Показано, что численное моделирование генерации осцилляций Раби на основе классических уравнений Максвелла–Блоха предсказывает на порядок меньшее время затухания. Экспериментальное наблюдение долгоживущих осцилляций Раби говорит в пользу наличия квантовой обратной связи, устанавливающейся между двумя пространственно разделенными когерентными ансамблями электронов и дырок благодаря общему электромагнитному полю. Эта квантовая обратная связь также может объяснить наличие признаков квантовой запутанности в данных экспериментах, наблюдавшихся нами ранее [12]. Результаты представленной работы являются еще одним убедительным доказательством квантовости сверхизлучения, генерируемого гетероструктурами GaAs/AlGaAs при комнатной температуре [13, 35].

В заключение автор выражает благодарность Х. Кан (H. Kan) и Х. Ота (H. Ohta) за создание образцов гетероструктур.

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. С. С. Демирчян, И. Ю. Честнов, С. М. Аракелян, А. П. Алоджанц, А. В. Кавокин, "О механизме поддержания осцилляций Раби в системе экситонных поляритонов в микрорезонаторе", Письма в ЖЭТФ **103**, 56 (2016) [S. S. Demirchyan, I. Y. Chestnov, S. M. Arakelian, A. P. Alodjants, and A. V. Kavokin, "On the mechanism of the maintenance of Rabi oscillations in the system of exciton polaritons in a microcavity", JETP Lett. **103**, 51 (2016)].
2. О. А. Чуйкин, Я. С. Гринберг, А. А. Штыгашев, "Затухание вакуумных осцилляций Раби в двухку-

битной структуре в высокодобротном резонаторе", ФТТ **62**, 1407 (2020) [O. A. Chuikin, Y. S. Greenberg, and A. A. Shtygashev, "Damping of vacuum Rabi oscillations in a two-qubit structure in a high-quality resonator", Phys. Solid State. **62**, 1571 (2020)].

3. А. П. Сайко, Г. Г. Федорук, С. А. Маркевич, "Замедление скорости затухания осцилляций Раби искусственных атомов при нерезонансном возбуждении", Письма в ЖЭТФ **98**, 228 (2013) [A. P. Saiko, R. Fedaruk, and S. A. Markevich, "Decrease in the damping rate of Rabi oscillations of artificial atoms at nonresonant excitation", JETP Lett. **98**, 201 (2013)].
4. Y. Ota, D. Takamiya, R. Ohta, H. Takagi, N. Kumagai, S. Iwamoto, and Y. Arakawa, "Large vacuum Rabi splitting between a single quantum dot and an H0 photonic crystal nanocavity", Appl. Phys. Lett. **112**, 093101 (2018).
5. W. Guerin, T. S. do Espirito Santo, P. Weiss, A. Cipris, J. Schachenmayer, R. Kaiser, and R. Bachelard, "Collective multimode vacuum Rabi splitting", Phys. Rev. Letts. **123**, 243401 (2019).
6. 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).
7. Y. Kaluzny, P. Goy, M. Gross, J. M. Raimond, and S. Haroche, "Observation of Self-Induced Rabi Oscillations in Two-Level Atoms Excited Inside a Resonant Cavity: The Ringing Regime of Superradiance", Phys. Rev. Lett. **51**, 1175 (1983).
8. B. C. Rose, A. M. Tyryshkin, H. Riemann, N. V. Abrosimov, P. Becker, H.-J. Pohl, M. L. W. Thewalt, K. M. Itoh, and S. A. Lyon, "Coherent Rabi Dynamics of a Superradiant Spin Ensemble in a Microwave Cavity", Phys. Rev. X **7**, 031002 (2017).
9. C. Hotter, L. Ostermann, and H. Ritsch, "Cavity sub- and superradiance for transversely driven atomic ensembles", Phys. Rev. Research **5**, 013056 (2023).
10. M. Le Bellac, *A Short Introduction to Quantum Information and Quantum Computation* (Cambridge University Press, Cambridge, 2012).
11. 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).
12. P. P. Vasil'ev, "Quantum Entanglement at the Superradiance of a Condensate of Electron-Hole Pairs in Semiconductor Heterostructures", JETP Lett. **120**, 867 (2024).
13. P. P. Vasil'ev, "Superradiant quantum phase transition in a semiconductor at room temperature: myth or reality?", Phys.-Uspekhi **68**, 525 (2025)
14. 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).
15. 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).
16. P. P. Vasil'ev, "Femtosecond superradiant emission in inorganic semiconductors", Rep. Prog. Phys. **72**, 076501 (2009).
17. P. P. Vasil'ev and R.V. Penty, "Quantum degeneracy and phase-space density in superradiant semiconductor heterostructures at room temperature", EPL **133**, 37004 (2021).
18. P. Vasil'ev, *Ultrafast Diode Lasers: Fundamentals and Applications* (Artech House, Norwood, 1995).
19. P. P. Vasil'ev, R. V. Penty, and I. H. White, "Nonlinear optical effects during femtosecond superradiant emission generation in semiconductor laser structures", Opt. Express **20**, 26156 (2018).
20. P. P. Vasil'ev, "Superradiant photonic crystal surface emitting laser", Opt. Quant. Electron. **56**, 201 (2024).
21. U. Keller, *Ultrafast Lasers: A Comprehensive Introduction to Fundamental Principles with Practical Applications* (Springer International Publishing, Switzerland, 2023).
22. M. Kira and S. W. Koch, *Semiconductor Quantum Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, 2012)
23. H. J. Carmichael, R. J. Brecha, and P. R. Rice, "Quantum interference and collapse of the wavefunction in cavity QED", Opt. Commun. **82**, 73 (1991).
24. G. T. Foster, S. L. Mielke, and L. A. Orozco, "Intensity correlations in cavity QED", Phys. Rev. A **61**, 053821 (2000).
25. H. Eleuch, J. M. Courty, G. Messin, C. Fabre, and E. Giacobino, "Cavity QED effects in semiconductor microcavities", J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. **1**, 1 (1999).
26. E. Daggett, C. M. Lange, B. Windt et al. (Collaboration), "Many-body entanglement in solid-state emitters", arXiv: 2511.20797 (2025).
27. R. Vijay, C. Macklin, D. H. Slichter, S. J. Weber, K. W. Murch, R. Naik, A. N. Korotkov, and I. Siddiqi, "Stabilizing Rabi oscillations in a superconducting qubit using quantum feedback", Nature **490**, 77 (2012).
28. J. Kabuss, D. O. Krimer, S. Rotter, K. Stannigel, A. Knorr, and A. Carmele, "Analytical study of quantum-feedback-enhanced Rabi oscillations", Phys. Rev. A **92**, 053801 (2015).
29. A. L.Grimsmo, "Time-delayed quantum feedback control", Phys. Rev. Lett. **115**, 060402 (2015).
30. J. Zhang, Y.-X. Liu, R.-B. Wu, K. Jacobs, and F. Nori, "Quantum feedback: theory, experiments, and applications", Phys. Rep. **679**, 1 (2017).

31. P. P. Vasil'ev, R. V. Penty, and 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).
32. R. Rogers, N. Cummings, L. M. Pedrotti, and P. Rice, "Atom-field entanglement in cavity QED: Nonlinearity and saturation", Phys. Rev. A **96**, 052311 (2017).
33. Y. Zhang, J. Zhang, and C.-S. Yu, "Photon statistics on the extreme entanglement", Sci. Rep. **6**, 24098 (2017).
34. H. Krauter, C. A. Muschik, K. Jensen, W. Wasilewski, J. M. Petersen, J. I. Cirac, and E. S. Polzik, "Entanglement generated by dissipation and steady state entanglement of two macroscopic objects", Phys. Rev. Lett. **107**, 080503 (2011).
35. 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).