Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 8, с. 534 – 540

Фотонное эхо в одноосно-сдавленном германии с донорами сурьмы

Р. Х. Жукавин[+], *В. Д. Кукотенко*[*], *П. А. Бушуйкин*[+], *Ю. Ю. Чопорова*[*], *Н. Д. Осинцева*[*], *К. А. Ковалевский*[+], *В. В. Цыпленков*[+1)], *В. В. Герасимов*[*×], *Н. Дессманн*[○], *Н. В. Абросимов*[∇], *В. Н. Шастин*[+]

[+]*Институт физики микроструктур РАН, 603950 Н. Новгород, Россия*

[*]*Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[×]*Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

[○]*FELIX Laboratory, Radboud University, Nijmegen 6525 ED, The Netherlands*

[∇]*Leibniz-Institut für Kristallzuchtung, 12489 Berlin, Germany*

Поступила в редакцию 28 ноября 2026 г.
После переработки 13 марта 2026 г.
Принята к публикации 16 марта 2026 г.

В одноосно-сжатом вдоль кристаллографического направления [111] кристалле n-Ge продемонстрирован эффект фотонного эха и дана оценка времени релаксации когерентности T_2 (~ 300 пс). Источником нелинейной поляризации, приводящей к эффекту, являются доноры сурьмы. Одноосная деформация кристалла, вызывающая долинное расщепление донорных состояний, существенно увеличивает время когерентности и приводит к возможности реализации эффекта.

DOI: 10.7868/S3034576626040157

Введение. Кулоновские центры в полупроводниках уже достаточно давно являются объектом исследований с довольно широким спектром возможных приложений, начиная от уже традиционных устройств микро- и наноэлектроники, терагерцовых источников (включая лазерные) до принципиально новых, таких как одноатомные транзисторы и квантовые вычислители. В настоящее время необходимые технологии достигли высокого уровня развития, позволяющего проводить позиционирование и последующие операции с отдельными атомами примеси в кремнии и германии [1–6].

Возможность реализации и эффективность устройств, содержащих кулоновские центры, во многих случаях зависит от времени как продольной T_1, так и поперечной T_2 релаксации электронных состояний. В таких системах (в условиях низких и средних концентраций $N < 10^{16}$ см$^{-3}$ и криогенных температур $T < 10$ К) времена T_1 и T_2 определяются процессами взаимодействия с оптическими и акустическими фононами. Как правило, доноры в германии обладают большими временами релаксации по сравнению со случаем кремния [7, 8].

Важной особенностью многодолинных полупроводников является возможность управлять точечной симметрией волновых функций и энергетическим спектром примесных состояний с помощью одноосной деформации S. Изменение симметрии и энергий переходов позволяет увеличивать времена релаксации T_1 и T_2 по сравнению со случаем недеформированных кристаллов. Более длительное сохранение населенности и когерентности состояний является необходимым условием для эффективной работы различных приборов (в том числе лазеров и усилителей на примесных переходах) [9–11], а также для реализации ключевых эффектов квантовой оптики (фотонного эха [12], осцилляций Рамсея [13], электромагнитно-индуцированной прозрачности [14]) и повышения эффективности нелинейных процессов, включая четырехволновое смешение и генерацию комбинационных частот [15].

Доноры сурьмы в германии имеют наименьшую среди доноров V группы энергию ионизации ($E_i \sim 10.45$ мэВ) [16], практически совпадающую с рассчитанной в рамках приближения эффективной массы ("химический сдвиг", определяемый долинно-орбитальным взаимодействием, равен $\Delta_1 = 0.46$ мэВ). Чтобы эффективно влиять на волновые функции и энергетический спектр примесного центра, наиболее целесообразно прикладывать одноосное давление S вдоль направления [111], поскольку уже при относительно небольших значениях $S > S_0 = \Delta_1/\Xi_u \cdot c_{44} \approx 50$ бар (здесь $\Xi_u = 6.4$ эВ – константа деформационного потенциала

1)e-mail: Tsyplenkov1@yandex.ru

[17], $c_{44} = 68.2$ ГПа – константа упругости кристалла [18]) величина междолинного расщепления ΔE начинает превышать химический сдвиг Δ_1, и состояния донора разбиваются на две группы, первая из которых образована вкладом лишь одной из четырех долин зоны проводимости, а вторая – тремя другими [19]. Эти две группы состояний практически не взаимодействуют друг с другом, поскольку оптические и безызлучательные переходы здесь сильно подавлены (энергетические зазоры между уровнями не совпадают с энергиями междолинных фононов). Таким образом, при деформациях сжатия $S > S_0$ основное состояние донора может описываться как однодолинное, а первым возбужденным состоянием оказывается состояние $2p_0$, которое также становится однодолинным синглетом (рис. 1). Этот факт значительно упрощает анализ релаксационных процессов при резонансном возбуждении и делает сурьму в одноосно-деформированном германии интересным и удобным модельным объектом для исследования эффектов взаимодействия с когерентным излучением.

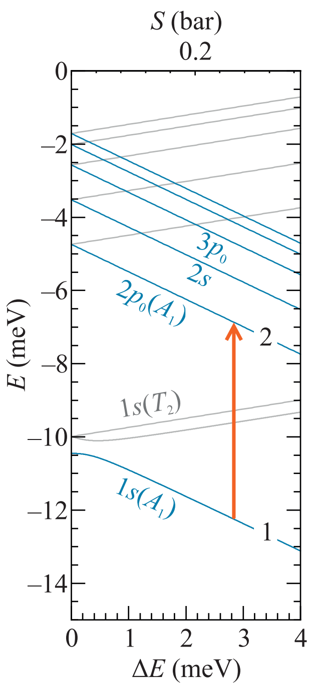

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема уровней донора Sb в Ge, одноосно-сжатом в кристаллографическом направлении [111]. Стрелка обозначает переход, используемый для создания когерентной суперпозиции состояний

Основной задачей настоящего исследования было наблюдение терагерцового ФЭ при возбуждении когерентных суперпозиций состояний сурьмы в одноосно-деформированном германии. Измерение ФЭ, с одной стороны, позволяет определить характерное время релаксации когерентности в рассматриваемой системе, а с другой, само наблюдение эффекта ФЭ свидетельствует о принципиальной возможности оптического управления квантовыми суперпозициями в данной материальной платформе и может служить критерием при оценке ее потенциала. Метод наблюдения сигнала ФЭ для измерения времен релаксации T_2 успешно применялся ранее при изучении донорных центров в кремнии [12, 20] и доказал свою эффективность.

Описание эксперимента и результаты измерений. Кристалл германия был выращен методом Чохральского с концентрацией сурьмы 10^{15} см$^{-3}$ и малой компенсацией (10^{12} см$^{-3}$). Образец имел размеры $2 \times 5 \times 7$ мм. Нормаль к грани 2×5 мм исследуемого кристалла совпадала с кристаллографическим направлением [111]. Угол между широкими полированными гранями составлял $\sim 2°$. Тепловой контакт образца с холодным столиком осуществлялся через индиевые прокладки. Образец помещался в специальный модуль, где к нему прикладывалось одноосное давление вдоль кристаллографического направления [111]. Модуль с исследуемым образцом крепился в проточном гелиевом криостате *Janis ST*–100 с окнами TPX (прозрачными для длин волн $\lambda > 15$ мкм) и охлаждался до $T \sim 4$ К. Чтобы подтвердить необходимую величину междолинного расщепления ΔE ($S > 100$ бар) в образце, при которой волновые функции нижних компонент содержат вклад только одной долины, а энергия перехода $1s(A1) \rightarrow 2p_0$ не меняется с ростом деформации, измерялся спектр пропускания. Ширина линии перехода $1s(A_1) \rightarrow 2p_0$, измеренная на полувысоте (величина неоднородного уширения $\Delta\omega$) составляла значение ~ 0.2 мэВ. Указанные в последующем описании температуры регистрировались термодатчиком в основании холодного столика.

Следует отметить,что в отсутствие одноосной деформации кристалла германия зазор между нижней парой уровней $1s(A_1)$, $1s(T_2)$ составляет ~ 0.5 мэВ ($T \sim 5.8$ К), что приводит к быстрым термическим переходам $1s(A_1) \rightarrow 1s(T_2)$ и, соответственно, быстрой релаксации когерентности T_2.

В качестве источника возбуждающих импульсов использовался лазер на свободных электронах (ЛСЭ) Сибирского центра синхротронного и терагерцового излучения [21] с возможностью перестройки в диапазоне $\lambda = 90{-}340$ мкм, длительностью импульса $T_p \sim 100$ пс и частотой повторения 5.6 МГц. Характерная ширина линии ЛСЭ составляла около 1 % от используемой длины волны 233 мкм (энергия перехода донора 5.32 мэВ). Диаметр поперечного сечения пучков на поверхности образца составлял 2.5 мм. Величина матричного элемента электродипольного перехода $1s(A_1) \to 2p_0$ для оценки необходимой напряженности поля волны бралась из работы [22]. Средняя мощность излучения в канале распространения $\pi/2$ импульса составляла 7 мВт, а в канале π-импульса – 28 мВт.

Для измерения ФЭ использовалась стандартная методика (см., например, [20]). Поляризации излучения первого и второго импульсов, возбуждающих когерентные суперпозиции состояний доноров ($\pi/2$) и обращающего фазу (π), задавались параллельными друг другу и оси деформации. В направлении $\mathbf{k}_E = 2 \cdot \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$, где $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$ – соответствующие волновые вектора излучения первого и второго импульсов, находился детектор (ячейка *Голея*) для регистрации интенсивности выходящего излучения в зависимости от времени задержки между первым и вторым импульсами. Луч, соответствующий импульсу, обращающему фазу, падал перпендикулярно к поверхности образца, а возбуждающий импульс – под углом 22° относительно направления распространения второго импульса. Для измерения времени релаксации населенности T_1 применялся метод "накачка–зондирование" (pump-probe) [7, 8]. Значение T_1 для перехода $1s(A_1) \to 2p_0$ в одноосносдавленном в направлении [111] кристалле германия составляет 1.7 нс [23].

В проведенных измерениях был зарегистрирован ТГц сигнал в направление $\mathbf{k}_E$ (рис. 2). Перекрытие любого из каналов распространения импульсов ($\pi/2$ или π) приводило к исчезновению сигнала излучения в направлении $\mathbf{k}_E$. Кроме того, детектируемый сигнал монотонно спадал с уменьшением мощности в канале второго импульса (рис. 2a) и ростом угла отклонения α приемника от направления $\mathbf{k}_E$ (рис. 2b). Зависимость сигнала излучения от времени задержки (рис. 2c) имела характерную для ФЭ несимметричную форму [24, 25]: сигнал был затянут для задержек $\tau > 0$, при которых второй импульс проходит через исследуемый кристалл позже, чем первый. Сигнал достигал максимального значения и длительности при температуре 4 K, а при 20 K значительно уменьшался и не превышал по длительности импульс лазера.

Спадание сигнала ФЭ от времени задержки τ между импульсами в эксперименте при 4 K происходило на масштабе $\sim 75(\pm 5)$ пс (рис. 2c), что не превышает длительности лазерных импульсов. Это приводит к необходимости использования при описании эффекта более сложных теоретических подходов по

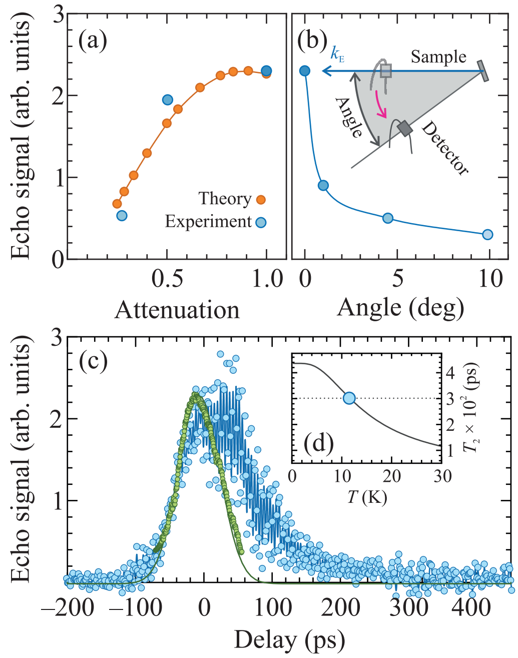

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость величины сигнала ФЭ в одноосно-сжатом Ge:Sb от (a) – интенсивности второго (рефазирующего) импульса; (b) – расположения детектора; (c) – времени задержки τ между первым и вторым лазерными импульсами в сравнении с импульсом лазера (зеленый). На вставке (d) указано расположение полученного значения $T_2 = 300$ пс на теоретической кривой зависимости времени потери когерентности от температуры [28]. $P_\pi = 28$ мВт, $P_{\pi/2} = 7$ мВт, $\lambda = 232$ мкм, деформация сжатия $S \| [111]$, $S > 100$ бар

сравнению со случаем простой модели ФЭ [24, 25]. Поэтому для корректного описания наблюдаемого излучения, а также для определения величины поперечного времени релаксации T_2, соответствующего масштабу спадания (75 пс) измеряемой зависимости, было выполнено теоретическое моделирование.

Теоретическое моделирование. Моделирование осуществлялось в предположении малой оптической толщины образцов (импульсы возбуждения среды слабо изменяются по мере распространения в толще исследуемого образца), и поэтому все примесные центры в исследуемом объеме подвергаются одинаковому влиянию поля. Это дает возможность для описания системы использовать последовательные приближения по полю. В нулевом приближении поле определяется лишь внешними импульсами возбуждения. Рождаемая этим полем поляризация среды является источником другого поля, которое является поправкой к нулевому приближению. В данной работе мы ограничиваемся первым приближением, и считаем, что поправка к полю пропорциональна возбуждаемой поляризации среды последовательностью $\pi/2$ и π импульсов. Фазовый фронт импульсов считался плоским. В этом случае интенсивность сигнала когерентного излучения среды с частотой и направлением, задаваемыми волновым вектором $\mathbf{k}$, пропорциональна свертке следующих функций:

$$I(t, \mathbf{k}, \tau) \sim |\mathbf{P}(t, \mathbf{k}; \tau)|^2 \cdot \sigma(\mathbf{k}),$$

где $P(t, k; \tau)$ – Фурье-образ полной поляризации среды по пространственным координатам в рамках рассматриваемой двумерной задачи (импульсы распространяются под углом друг к другу), а $\sigma(\mathbf{k})$ – Фурье-образ фигуры, ограничивающей активную область среды, в которой возбуждается поляризация (определяется толщиной исследуемого кристалла и диаметрами лазерных пучков). $\mathbf{P}(t, \mathbf{k}; \tau)$ является функцией времени, а задержка τ между импульсами возбуждения является параметром. Поскольку регистрация сигнала осуществляется медленным приемником, то полный наблюдаемый сигнал (Sig) в зависимости от времени задержки τ дается интегралом по времени:

$$Sig(\mathbf{k}, \tau) = \int I(t, \mathbf{k}, \tau) dt.$$

Поляризация $P(t, \mathbf{k}; \tau)$ находилась из уравнений Блоха для медленно меняющихся амплитуд [см., например, 24–26]. Отстройка центра линии излучения импульсов возбуждения от центра линии примесного перехода полагалась равной нулю. На рисунке 3 (вверху) продемонстрирована зависимость сигнала излучения в направлении $\mathbf{k}_E$ от времени задержки τ, внизу – зависимость интенсивности излучения от времени при разных значениях τ. Ключевой особенностью ФЭ является наличие в направлении $\mathbf{k}_E$ сигнала излучения, пик которого достигается приблизительно в момент времени 2τ относительно максимума $\pi/2$ импульса. Согласно результатам моделирования, такая закономерность начинает хорошо выполняться в случае, когда значение τ превышает длительность лазерных импульсов T_p. Как видно из рис. 3b, излучение представляет собой не одиночный короткий импульс ФЭ с длительностью порядка $1/\Delta\omega$, а имеет более сложную структуру и состоит из нескольких пиков. Такое поведение характерно для случая, когда $1/\Delta\omega < T_p$ [27][2)]. При уменьшении $\Delta\omega$ в 10 раз

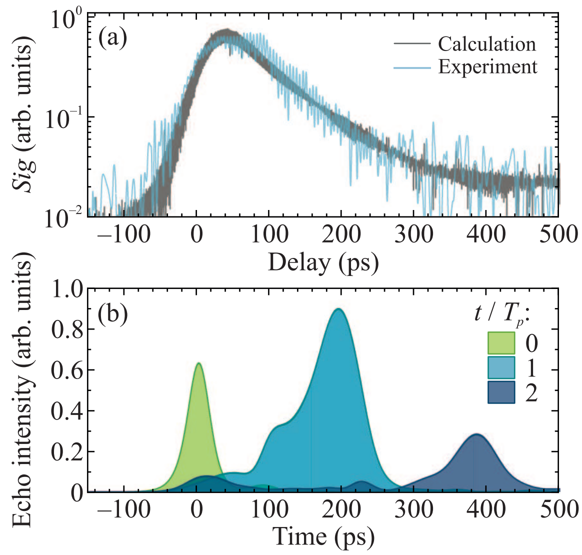

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость сигнала ФЭ от задержки $Sig(\mathbf{k}_E, \tau)$, полученная в эксперименте (голубая линия) и смоделированная с использованием экспериментальных параметров (серая линия). (b) – Численное моделирование интенсивности ФЭ от времени t при различных значениях задержки τ. В расчетах использованы следующие значения параметров: $T_p = 100$ пс, $\Delta\omega = 0.2$ мэВ, $T_1 = 1.7$ нс, $T_2 = 0.3$ нс

форма импульса излучения системы, по результатам моделирования, становилась однопиковой и соответствовала форме, описываемой простой теорией ФЭ. Как экспериментальная, так и теоретические зависимости представляют собой не гладкие, а осциллирующие кривые. Фурье-образ осциллирующей зависимости определяется частотой примесного перехода $1s(A_1) \to 1s(T_2)$ и обобщенной частотой Раби, определяемой, главным образом, девиацией частоты излучения, обусловленной различием фаз колебаний поля в $\pi/2$ и π импульсах.

Обсуждение. Экспериментально измеренный сигнал излучения $Sig(\mathbf{k}_E, \tau)$ в зависимости от времени задержки τ находится в хорошем согласии с результатами теоретического моделирования (рис. 3a). Наблюдаемый спад сигнала соответствует зависимости интенсивности излучения от τ в простой модели ФЭ [24, 25]: $I_{\text{echo}} \sim \exp(-4\tau/T_2)$, где время T_2 определяется только необратимыми процессами декогеренции. Таким образом, из сопоставления результатов расчетов с экспериментом можно заключить, что времена релаксации когерентности в системе $T_2 \approx 300$ пс. В условиях достаточной деформации, когда состояния, ассоциированные с различными долинами зоны проводимости германия, становятся полностью

[2)] Следует отметить, что соотношение интенсивностей в пиках ФЭ, согласно результатам проведенного моделирования, зависит не только от соотношения параметров T_p, T_1, T_2 и $\Delta\omega$, но также от размера активной области (определяется толщиной исследуемого кристалла и диаметрами лазерных пучков).

независимыми, необратимая потеря когерентности может определяться двумя каналами: прямой релаксацией состояния $2p_0$ в основное состояние $1s(A_1)$ и термическими переходами в вышележащие состояния ($2p_0 \to 2s, 3p_0, 3s, 2p_{\pm}, ...$). Так как продольное время релаксации T_1, измеренное методом *pump-probe*, значительно превышает поперечное, $T_1 \gg T_2$, потеря когерентности определяется поглощением фононов на переходах из верхнего возбуждаемого энергетического уровня $2p_0$ в вышележащие. Такие процессы происходят на фоне обратных термических переходов из вышележащих состояний в $2p_0$, и приводят к заметному изменению населенности лишь на масштабе времени, существенно превышающем T_2. Поэтому термические переходы в вышележащие по энергии состояния ассоциированы лишь с релаксацией когерентности. В работе [28] была сделана оценка времени потери когерентности T_2 для доноров мышьяка в германии при учете безызлучательных переходов из верхнего возбуждаемого состояния мелкого донора в близлежащие состояния, которая лежит в диапазоне 100–500 пс для температур 4–30 K. Так как спектры верхних возбужденных состояний мелких доноров практически идентичны, результаты работы [28] применимы и для сурьмы. Сравнение с теоретическими оценками указывает на температуру порядка 12 K. Такая температура может быть следствием ограниченного теплоотвода от образца при достаточно большой средней мощности оптического излучения в эксперименте.

Заключение. Для доноров сурьмы в германии в условиях криогенных температур и одноосного давления зарегистрирован сигнал *фотонного эха* при резонансном возбуждении состояния $2p_0$ последовательностью двух импульсов, распространяющихся под углом друг к другу. Сопоставление результатов эксперимента и теоретического моделирования позволило установить значение поперечного времени релаксации T_2 когерентных состояний доноров сурьмы в одноосно-сжатом кристалле германия, связанного со взаимодействием с колебаниями кристаллической решетки – 300 пс ($\pm$20 пс).

Авторы благодарят за участие в работе операторов лазера на свободных электронах НЛСЭ. В работе использовалось оборудование ЦКП "СЦСТИ" на базе УНУ "Новосибирский ЛСЭ" в ИЯФ СО РАН. Также авторы выражают благодарность Бекину Н.А. за помощь в проведении численных расчетов.

Финансирование работы. Исследования, проведенные в Институте физики микроструктур Российской академии наук – филиале Федерального государственного бюджетного научного учреждения "Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова Российской академии наук", были профинансированы за счет средств госзадания (номер FFUF-2024-0019). Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. J. J. Pla, K. Y. Tan, J. P. Dehollain, W. H. Lim, J. J. L. Morton, F. A. Zwanenburg, D. N. Jamieson, A. S. Dzurak, and A. Morello, "High-fidelity readout and control of a nuclear spin qubit in silicon", Nature **496**, 334 (2013).
2. J. Pitters, J. Croshaw, R. Achal, L. Livadaru, S. Ng, R. Lupoiu, T. Chutora, T. Huff, K. Walus, and R. A. Wolkow, "Atomically precise manufacturing of silicon electronics", ACS Nano **18**, 6766 (2024).
3. M. Fuechsle, J. A. Miwa, S. Mahapatra, H. Ryu, S. Lee, O. Warschkow, L. C. L. Hollenberg, G. Klimeck, and M. Y. Simmons, "A single-atom transistor", Nat. Nanotechnol. **7**, 242 (2012).
4. A. Markevich, B. M. Hudak, J. Madsen, J. Song, P. C. Snijders, A. R. Lupini, and T. Susi, "Mechanism of electron-beam manipulation of single-dopant atoms in silicon", J. Phys. Chem. C **125**, 16041 (2021).
5. S. R. Schofield, S. R. Fisher, A. J. Ginossar, J. W. Lyding, R. Silver, F. Fei, P. Namboodiri, J. Wyrick, M. G. Masteghin, and D. C. Cox, "Roadmap on atomic-scale semiconductor devices", Nano Futures **9**, 012001 (2025).
6. K. J. Morse, R. J. S. Abraham, A. DeAbreu, C. Bowness, T. S. Richards, H. Riemann, N. V. Abrosimov, P. Becker, H.-J. Pohl, M. L. W. Thewalt,and S. Simmons, "A photonic platform for donor spin qubits in silicon", Sci. Adv. **3**, e1700930 (2017).
7. Р. Х. Жукавин, К. А. Ковалевский, Ю. Ю. Чопорова, В. В. Цыпленков, В. В. Герасимов, П. А. Бушуйкин, Б. А. Князев, Н. В. Абросимов, С. Г. Павлов, Х.-В. Хьюберс, В. Н. Шастин, "Времена релаксации и инверсия населенностей возбужденных состояний доноров As в германии", Письма в ЖЭТФ **110**, 677 (2019) [R. K. Zhukavin, K. A. Kovalevskii, Y. Y. Choporova, V. V. Tsyplenkov, V. V. Gerasimov, P. A. Bushuikin, B. A. Knyazev, N. V. Abrosimov, S. G. Pavlov, H.-W. Hübers, and V. N. Shastin, "Relaxation Times and Population Inversion of Excited States of Arsenic Donors in Germanium", JETP Lett. **110**, 677 (2019)].
8. Р. Х. Жукавин, К. А. Ковалевский, С. М. Сергеев, Ю. Ю. Чопорова, В. В. Герасимов, В. В. Цыпленков, Б. А. Князев, Н. В. Абросимов, С. Г. Павлов, В. Н. Шастин, Х. Шнайдер, Н. Дессманн,

О. А. Шевченко, Н. А. Винокуров, Г. Н. Кулипанов, Х.-В. Хьюберс, "Времена низкотемпературной внутрицентровой релаксации мелких доноров в Ge", Письма в ЖЭТФ **106**, 555 (2017) [R. K. Zhukavin, K. A. Kovalevskii, S. M. Sergeev, Yu. Yu. Choporova, V. V. Gerasimov, V. V. Tsyplenkov, B. A. Knyazev, N. V. Abrosimov, S. G. Pavlov, V. N. Shastin, H. Schneider, N. Deßmann, O. A. Shevchenko, N. A. Vinokurov, G. N. Kulipanov, and H.-W. Hubers, "Low-temperature intracenter relaxation times of shallow donors in germanium", JETP Lett. **106**, 571 (2017)].

9. B. Ghyselen, J. M. Hartmann, T. Ernst et al. (Collaboration), "Engineering strained silicon on insulator wafers with the Smart CutTM technology", Solid-State Electronics **48**, 1285 (2004).
10. S. G. Pavlov, R. Kh. Zhukavin, V. N. Shastin, and H.-W. Hübers, "The physical principles of terahertz silicon lasers based on intracenter transitions", Physica Status Solidi B **250**, 9 (2013).
11. K. A. Kovalevsky, R. K. Zhukavin, V. V. Tsyplenkov, V. N. Shastin, N. V. Abrosimov, S. G. Pavlov, and H.-W. Hübers, "Terahertz lasers based on intracentre transitions of group V donors in uniaxially deformed silicon", Quantum Electron. **45**(2), 113(2015).
12. P. T. Greenland, S. A. Lynch, A. F. G. van der Meer, B. N. Murdin, C. R. Pidgeon, B. Redlich, N. Q. Vinh, and G. Aeppli, "Coherent control of Rydberg states in silicon", Nature **465**, 1057 (2010).
13. Р. Х. Жукавин, П. А. Бушуйкин, В. Д. Кукотенко, Ю. Ю. Чопорова, Н. Дессманн, К. А. Ковалевский, В. В. Цыпленков, В. В. Герасимов, Б. А. Князев, Н. В. Абросимов, В. Н. Шастин, "Обнаружение осцилляций Рамсея в германии, легированном мелкими донорами, при возбуждении перехода $1s \to 2p_0$", Письма в ЖЭТФ **116**, 139 (2022) [R. Kh. Zhukavin, P. A. Bushuikin, V. V. Kukotenko, Yu. Yu. Choporova, N. Deßmann, K. A. Kovalevsky, V. V. Tsyplenkov, V. V. Gerasimov, B. A. Knyazev, N. V. Abrosimov, and V. N. Shastin, "Detection of Ramsey Oscillations in Germanium Doped with Shallow Donors upon the Excitation of the $1s \to 2p_0$ Transition", JETP Lett. **116**, 137 (2022)].
14. M. Sladkov, A. U. Chaubal, M. P. Bakker, A. R. Onur, D. Reuter, A. D. Wieck, C. H. van der Wal, "Electromagnetically induced transparency with an ensemble of donor-bound electron spins in a semiconductor", Phys. Rev. B **82**, 121308(R) (2010).
15. N. Dessmann, N. H. Le, V. Eless, S. Chick, K. Saeedi, A. Perez-Delgado, S. G. Pavlov, A. F. G. van der Meer, K. L. Litvinenko, I. Galbraith, N. V. Abrosimov, H. Riemann, C. R. Pidgeon, G. Aeppli, B. Redlich, and B. N. Murdin, "Highly efficient THz four-wave mixing in doped silicon", Light Sci. Appl. **10**(1), 71 (2021).
16. A. K. Ramdas and S. Rodriguez, "Spectroscopy of the solid-state analogues of the hydrogen atom: donors and acceptors in semiconductors", Rep. Prog. Phys. **44**, 1297 (1981).
17. A. D. Martin, P. Fisher, and P. E. Simmonds, "Quantitative piezospectroscopy of group V impurities in Germanium", Phys. Lett. **73**A, 331 (1979).
18. A. Dargys and J. Kundrotas, *Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP* (Science and Encyclopedia Publishers, Vilnius, 1994), p. 32.
19. R. J. Baker and P. Fisher, "Stress-enhancement of certain spectral lines of Sb in Ge", Solid State Commun. **99**, 679 (1996).
20. N. Dessmann, S. G. Pavlov, A. Pohl, V. B. Shuman, L. M. Portsel, A. N. Lodygin, Yu. A. Astrov, N. V. Abrosimov, B. Redlich, and H. W. Hubers, "Combination of ultrafast time-resolved spectroscopy techniques for the analysis of electron dynamics of heliumlike impurity centers in silicon", Phys. Rev. B **106**, 195205 (2022).
21. O. A. Shevchenko, N. A. Vinokurov, V. S. Arbuzov et al. (Collaboration), "The Novosibirsk Free-Electron Laser Facility", Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **83**, 228 (2019).
22. P. Clauws, J. Broeckx, E. Rotsaert, and J. Vennik, "Oscillator strengths of shallow impurity spectra in germanium and silicon", Phys. Rev B **38**, 12377 (1988).
23. Р. Х. Жукавин, В. Д. Кукотенко, П. А. Бушуйкин, Ю. Ю. Чопорова, Н. Д. Осинцева, К. А. Ковалевский, В. В. Цыпленков, В. В. Герасимов, Н. Дессманн, Б. А. Князев, Н. В. Абросимов, В. Н. Шастин, "*Исследование времен продольной и поперечной релаксации локализованных состояний доноров в германии*", Нанофизика и наноэлектроника, XXIX симпозиум, 10–14 марта 2025 года, Нижний Новгород, Россия: Тезисы докладов. (2025), с. 297 [R. H. Zhukavin, V. D. Kukotenko, P. A. Bushuikin, Y. Y. Choporova, N. D. Osintseva, K. A. Kovalevsky, V. V. Tsyplenkov, V. V. Gerasimov, N. Dessman, B. A. Kniazev, N. V. Abrosimov, and V. N. Shastin, "Issledovanie vremen prodol'noy I poperechnoiy relaksatsii legirovannyh sostoianiy donorov v germanii", Nanofizika i nanoelektronoka, XXIX simpozium, 10–14 marta 2025 goda, Nizhiy Novgorod, Russia: Tezisy dokladov, 297 (2025)] [in Russian].
24. Л. Аллен, Д. Эберли, *Оптический резонанс и двухуровневые атомы* (Мир, М., 1978) [L. Allen and J. H. Eberly, *Optical resonance and two-level atoms* (Wiley&Sons, N.Y. 1975)].
25. Э. А. Маныкин, В. В. Самарцев, *Оптическая эхоспектроскопия* (Наука, М., 1984) [E. A. Manykin and V. V. Samartsev, *Opticheskaya eho-spektroskopiya* (Nauka, Moscow, 1984)] [in Russian].
26. М. О. Скалли, М. С. Зубайри, *Квантовая оптика* (Физматлит, М., 2003) [M. O. Scully and M. S. Zubairy, *Quantum optics* (Cambridge university press, Cambridge, 1997)].

27. С. О. Елютин, С. М. Захаров, Э. А. Маныкин, "Об особенностях формы сигналов светового (фотонного) эха", Оптика и спектроскопия **42**, 1005 (1977) [S. O. Elyutin, S. M. Zakharov, and E. A. Manykin, "Shape of light (photon) echo signals", Optics and Spectroscopy **42**(5), 581 (1977)].
28. В. В. Цыпленков, В. Н. Шастин, "Фотонное эхо в германии с мелкими донорами", ФТП **56**, 728 (2022) [V. V. Tsyplenkov and V. N. Shastin, "Photon echo in germanium with shallow donors", Semiconductors **56**, 513 (2022)].