

## Времена релаксации и инверсия населенностей возбужденных состояний доноров As в германии

Р. Х. Жукавин<sup>а,1)</sup>, К. А. Ковалевский<sup>а</sup>, Ю. Ю. Чопорова<sup>б,с</sup>, В. В. Цыпленков<sup>а</sup>, В. В. Герасимов<sup>б,с</sup>, П. А. Бушуйкин<sup>а</sup>, Б. А. Князев<sup>б,с</sup>, Н. В. Абросимов<sup>д</sup>, С. Г. Павлов<sup>е</sup>, Г.-В. Хьюберс<sup>е,ф,2)</sup>, В. Н. Шастин<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Институт физики микроструктур РАН, 603950 Н. Новгород, Россия

<sup>б</sup> Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>с</sup> Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>д</sup> Leibniz-Institut für Kristallzüchtung, 12489 Berlin, Germany

<sup>е</sup> Institute of Optical Sensor Systems, German Aerospace Center (DLR), 12489 Berlin, Germany

<sup>ф</sup> Department of Physics, Humboldt-Universität zu Berlin, 12489 Berlin, Germany

Поступила в редакцию 7 октября 2019 г.

После переработки 14 октября 2019 г.

Принята к публикации 14 октября 2019 г.

Проведены экспериментальные исследования времен релаксации возбужденных состояний доноров мышьяка в германии при криогенных температурах  $T < 15$  К. Измерения выполнялись оптическим методом “накачка-зондирование” с использованием излучения лазера на свободных электронах. В эксперименте использованы два варианта возбуждения примесных центров: из основного состояния донора  $1s(A_1)$  и первого возбужденного  $1s(T_2)$ , имеющего конечную термическую населенность. В первом случае показано, что время распада состояния  $2p_0$  составляет  $\sim 0.8$  нс, а состояния  $3p_{\pm}$  – порядка 0.6 нс. При втором варианте возбуждения удастся в одном измерении получить значения времен релаксации сразу двух состояний:  $2p_{\pm}$  и  $1s(T_2)$ , значения которых  $\sim 0.6$  нс и не более 0.16 нс соответственно. Полученные данные позволяют сделать вывод о возможности формирования инверсной населенности и усиления терагерцового излучения на переходах  $2p_{\pm}, 2p_0 \rightarrow 1s(T_2)$  при оптическом возбуждении указанных примесных центров.

DOI: 10.1134/S0370274X19220077

**Введение.** Несмотря на достаточно долгую историю теоретических и экспериментальных исследований мелких примесей в полупроводниках [1], в последнее время вновь возник интерес к их свойствам, в частности, релаксации возбужденных уровней, что связано с возникновением новых задач, а также появлением новых экспериментальных возможностей. Одним из направлений, связанных с использованием кулоновских центров в полупроводниках, является изучение квантовых оптически управляемых когерентных состояний различных систем и создания на их основе принципиально новых полупроводниковых устройств, сопряженных с развитой кремниевой и германиевой технологией [2–7]. Другим направлением является использование примесных центров как основы активных сред в терагерцовом (ТГц) диапазоне. В частности, успешная реализация предло-

жения о создании инверсии и лазерной генерации в кремнии, легированном мелкими примесями, позволила получить генерацию в диапазоне частот 4.5–6.5 ТГц (см., например, [8]). До последнего времени генерация в ТГц диапазоне частот получена в  $p$ -Ge в условиях приложения сильных электрического и магнитного полей, как для случая их сонаправленности [9], так и в случае ортогональности [10], а также при транспорте дырок в одноосносжатом германии [11]. Недавно появилось предложение о создании инверсии при оптическом возбуждении в  $n$ -Ge по аналогии с донорами пятой группы в кремнии [12]. В качестве кандидата был предложен мышьяк, как обладающий максимальным химическим сдвигом среди мелких доноров, что должно дать наилучшие условия формирования инверсии по сравнению с остальными донорами германия (P, Li, Bi, Sb) [1], обеспечивая минимальный уровень населенности нижнего рабочего состояния в равновесных условиях. Наиболее важным в этой связи является знание времен ре-

<sup>1)</sup> e-mail: zhur@ipmras.ru

<sup>2)</sup> H.-W. Hübers.

лаксации возбужденных состояний примеси, в особенности, нижних нечетных состояний  $2p_0$ ,  $2p_{\pm}$ ,  $3p_{\pm}$  и четных состояний  $1s$ .

Первые экспериментальные результаты измерений времен релаксации доноров и акцепторов в объемном недеформированном германии были проведены еще в 1970-е гг. с использованием излучения комнатной температуры в качестве возбуждающего источника, в то время как зондирующим было излучение лампы обратной волны [13]. Типичные времена жизни, оцененные в данных исследованиях, составили величины от долей до единиц наносекунд для Ge:Sb. Несколько позднее, с использованием излучения лазера на свободных электронах (ЛСЭ) и оптического затвора для укорочения микросекундного импульса ЛСЭ было измерено время рекомбинации  $p$ -Ge с концентрацией акцепторов  $N_a = 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и компенсацией  $\sim 50\%$  [14]. Появление в качестве пользовательских станций установок “накачка-зондирование” (“*pump-probe*”) при ЛСЭ, имеющих длительности импульса в диапазоне 10–100 пс, позволило значительно расширить экспериментальные возможности.

В частности, были проведены исследования времени захвата в  $p$ -Ge при различных параметрах материала, что позволило на основе полученных данных предложить оптимальные значения уровня легирования и компенсации и получить рекордно короткие отклики фотопроводимости в эксперименте ( $\sim 150$  пс) [15]. Для  $p$ -Ge были получены времена релаксации самых нижних возбужденных состояний акцептора галлия (150–250 пс). С использованием такой методики было показано, что время захвата при температуре жидкого гелия Ge:Sb составляет  $\sim 1.7$  нс для концентрации доноров  $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$  [16].

Данная работа предлагает исследование времен релаксации возбужденных состояний мышьяка, обусловленной взаимодействием с акустическими фононами, в германии при температурах, близких к температуре жидкого гелия, сравнение измеренных времен с временами, полученными теоретически в работе [12], а также проверку сделанного в ней утверждения о возможности создания инвертированного распределения носителей по состояниям донора мышьяка в германии при оптическом возбуждении и, следовательно, возможности создания источника стимулированного излучения на основе германия в ТГц диапазоне.

**Эксперимент.** Кристаллы германия были выращены методом Чохральского с концентрацией мышьяка  $N_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и пренебрежимо малой ком-

пенсацией ( $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ). Образцы имели размеры  $1 \times 10 \times 10$  мм и  $0.5 \times 10 \times 10$  мм. Угол между полированными гранями  $10 \times 10$  мм составлял  $\sim 1.5^\circ$ . Образец помещался в проточный гелиевый криостат Janis ST-100 с окнами TPX (полоса пропускания от 15 мкм).

Измерение времен релаксации производилось с использованием “одноцветной” схемы метода “*pump-probe*”, когда частота оптического сигнала в каналах накачки и зондирования одна и та же, а их поляризации ортогональны. В простейшем случае измеряется модуляция прохождения через образец пробного (зондирующего) импульса в зависимости от временной задержки относительно импульса накачки на данном электронном переходе. Сигнал детектора пропорционален  $\Delta T/T$ ,  $\Delta T$  – изменение коэффициента пропускания в среды, вызванное действием импульса накачки,  $T$  – коэффициент пропускания образца в отсутствие возбуждения. Пренебрегая модуляцией отражения,  $\Delta T/T = \exp(-\Delta\alpha(t)d) - 1 = \exp(-\sigma_{\text{probe}}\Delta n(t)d) - 1$ , где  $\Delta\alpha(t)$  – изменение коэффициента поглощения в среде,  $d$  – толщина образца,  $\sigma_{\text{probe}}$  – сечение поглощения излучения с поляризацией пробного импульса на исследуемом переходе,  $\Delta n(t)$  – изменение населенности состояния, с которого происходит возбуждение носителей заряда. В эксперименте мощность в канале возбуждения, концентрация легирования и толщина образцов подбирается так, чтобы выполнялось неравенство  $\sigma\Delta n(t)d \ll 1$ . В представленных экспериментах модуляция сигнала пропускания не превышала 10%. В таком случае сигнал “*pump-probe*” оказывается пропорционален  $\Delta n(t)$ .

Экспериментальная установка “накачка-зондирование” при Сибирском центре синхротронного и терагерцового излучения в качестве источника использует ЛСЭ *NovoFEL* [17]. В данном эксперименте использовалась первая очередь ЛСЭ с возможностью перестройки в диапазоне  $\lambda = 90$ –220 мкм, длительностью импульса  $\sim 100$  пс и частотой повторения 5.6 МГц. Входное излучение ослаблялось с помощью поляризатора и делилось на две части (пучок накачки и пучок зондирования) с помощью делителя на основе лавсана в соотношении 1:20. Пучок зондирования проходил через линию задержки, позволяющую варьировать в автоматическом режиме время прихода импульса зондирующего пучка после импульса накачки до  $\tau = 4$  нс. Пучки фокусировались таким образом, что диаметр пятна на поверхности образца составлял  $D = 1$  мм для обоих пучков, а угол между пучками  $\alpha \sim 15^\circ$ . Средняя мощность излучения накачки не превышала 100 мВт.

После прохождения образца излучение регистрировалось с помощью приемников Голея. Мощность каждого пучка можно было изменять независимо с сохранением поляризации при помощи системы из двух поляризаторов в каждом канале. Чтобы уменьшить влияние излучения накачки на сигнал приемника в канале зондирования, поляризации в пучках ставились под углом  $90^\circ$ . Дополнительно в канале зондирования (перед приемником) стоял поляризатор в позиции, при которой прохождение излучения накачки минимально. Излучение накачки модулировалось с помощью прерывателя на частоте 15 Гц и сигнал подавался на синхронный усилитель (SR-830 *lock-in amplifier*). Частоты излучения ЛСЭ в экспериментальных исследованиях соответствовали возбуждению  $p$ -состояний донора. Рисунок 1 представляет результат измерения сигнала “*pump-probe*”

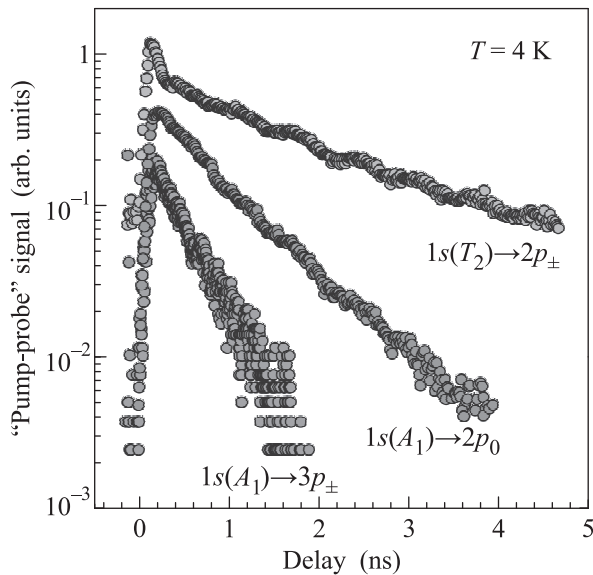


Рис. 1. (Цветной онлайн) Сигнал “*pump-probe*” при возбуждении уровней донора мышьяка в германии при  $T = 4$  К

*probe*” для  $2p_0$  – самого глубокого состояния  $p$ -типа (энергия связи 4.75 мэВ, квант накачки – 9.4 мэВ) при температуре около 4 К. Временная зависимость сигнала достаточно хорошо аппроксимируется экспоненциальной функцией с характерным временем порядка 0.8 нс.

Был исследован сигнал “накачки-зондирования” при возбуждении уровня  $2p_{\pm}$  (энергия связи 1.74 мэВ, квант накачки – 8.2 мэВ) в температурном диапазоне 4–12 К. Рисунок 2 демонстрирует отклик для случая возбуждения перехода  $1s(T_2) \rightarrow 2p_{\pm}$ . При температуре образца 4 К сигнал имеет короткий пик длительностью  $\sim 160$  пс, который переходит в

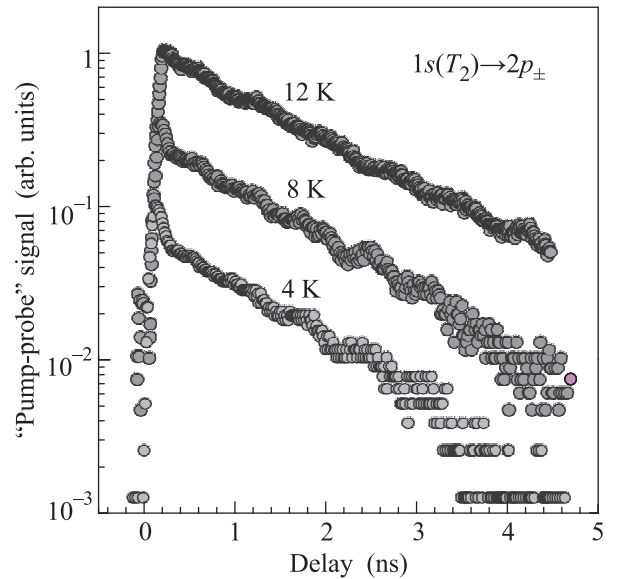


Рис. 2. (Цветной онлайн) Сигнал “*pump-probe*” при возбуждении  $2p_{\pm}$  состояния донора мышьяка в германии при различных температурах

более длительный “хвост” с характерным временем спада  $\sim 1.4$  нс. При увеличении температуры короткий пик постепенно исчезает и к  $T = 12$  К остается только экспоненциальный спад со временем 1.4 нс. Измерения “*pump-probe*” откликов при накачке из основного состояния  $1s(A_1)$  также проводились, но из-за того, что энергия перехода  $1s(A_1) \rightarrow 2p_{\pm}$  совпадает с линией поглощения паров воды в атмосфере, полученные сигналы имели низкое соотношение сигнал/шум, что затрудняет анализ результатов.

Дополнительно было исследовано состояние  $3p_{\pm}$  (энергия связи 1.03 мэВ, квант накачки – 13 мэВ), находящееся на 0.7 мэВ выше состояния  $2p_{\pm}$  (рис. 1). В данном случае сигнал можно аппроксимировать экспоненциально спадающей функцией со временем  $\sim 0.6$  нс.

**Обсуждение.** Согласно полученным экспериментальным данным длительность “*pump-probe*” отклика, определяемая в простейшем случае временем возвращения носителей в основное состояние примеси, при накачке в состояние  $2p_0$  имеет значение  $\sim 0.8$  нс. Вычисление этого же времени, используя теоретические значения темпов релаксации [12], дает несколько меньшее, но близкое значение  $\sim 0.5$  нс. Состояние  $2p_0$  является самым нижним среди возбужденных уровней донора после  $1s(T_2)$  и, если пренебречь временем релаксации  $1s(T_2)$  (см. ниже), можно принять экспериментально измеренное время отклика за время жизни  $2p_0$ .

Анализ скорости релаксации состояния  $2p_{\pm}$  методом пробного импульса производился при накачке из состояния триплета  $1s(T_2)$ , которое вследствие относительно небольшого энергетического зазора ( $\sim 4.2$  мэВ) между уровнями основного состояния и состояния  $1s(T_2)$  оказывается термически заселенным.

Спадание сигнала “*pump-probe*” при возбуждении системы на частоте перехода  $1s(T_2) \rightarrow 2p_{\pm}$  включает в себя две временные компоненты и описывается двумя экспонентами длительностью  $\sim 1.4$  нс и  $\sim 160$  пс. Для анализа этого результата необходимо дополнительно рассматривать также переходы между уровнями  $1s(T_2)$  и  $1s(A_1)$  при взаимодействии с акустическими фононами с учетом индуцированных процессов.

Для качественного описания формы отклика можно ограничиться трехуровневой моделью (рис. 3), в которой верхний уровень соответствует

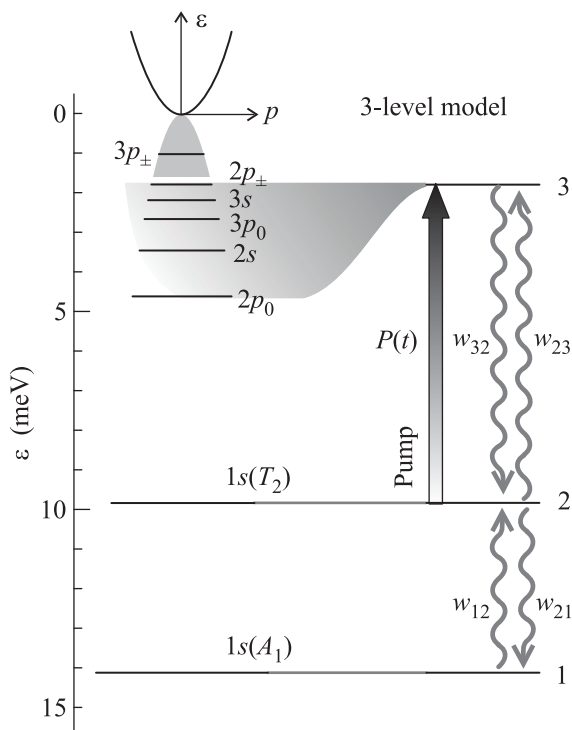


Рис. 3. (Цветной онлайн) Схема возбуждения и релаксации доноров As в Ge

состоянию  $2p_{\pm}$ , средний уровень соответствует состоянию  $1s(T_2)$  и нижний – основному состоянию донора  $1s(A_1)$ . Наличие состояний  $2p_0$ ,  $2s$ ,  $3s$ ,  $3p_0$ , лежащих по энергии ниже уровня  $2p_{\pm}$ , не играет существенной роли, так как существует наиболее вероятный релаксационный маршрут  $2p_{\pm} \rightarrow 3p_0 \rightarrow 2p_0 \rightarrow 1s(T_2)$  при взаимодействии

с фононами [12]. Поэтому получаемое при таком подходе оценочное время релаксации состояния  $2p_{\pm}$  будет равняться просто сумме времен указанных переходов. Возможность переходов из состояний  $2p_{\pm}$ ,  $2p_0$ ,  $2s$ ,  $3s$ ,  $3p_0$  непосредственно в основное состояние донора исключается, так как волновой вектор фонона, соответствующий энергии перехода, значительно превосходит радиусы локализации волновых функций состояний донора в обратном пространстве, и матричные элементы таких переходов пренебрежимо малы. Балансные уравнения для населенностей уровней в такой трехуровневой системе имеют вид:

$$\begin{cases} n_1' = -w_{12}n_1 + w_{21}n_2, \\ n_2' = w_{12}n_1 - (w_{21} + w_{23} + P(t))n_2 + w_{32}n_3, \\ n_1 + n_2 + n_3 = N_0, \end{cases} \quad (1)$$

где темпы  $w_{12}$ ,  $w_{21}$ ,  $w_{32}$  и  $w_{23}$  включают в себя как спонтанные, так и индуцированные процессы электрон-фононного взаимодействия:  $w_{21} = g_1 \times w \times (n_{\text{ph}} + 1)$ ,  $w_{12} = g_2 \times w \times n_{\text{ph}}$ ,  $w_{32} = 2 \times (n_{\text{ph}} + 1) \times 10^9 \text{ c}^{-1}$ ,  $w_{23} = 2 \times g_3 \times n_{\text{ph}} \times 10^9 \text{ c}^{-1}$ ,  $g_n$  – кратность вырождения  $n$ -го уровня ( $g_1 = 1$ ,  $g_2 = 3$ ,  $g_3 = 4$ ),  $w$  – темп спонтанного перехода  $2 \rightarrow 1$ ;  $P(t)$  – темп перехода между состояниями 2 и 3 при поглощении излучения накачки (форма импульса излучения накачки описывалась Гауссовой кривой с дисперсией, соответствующей длительности импульса в эксперименте),  $N_0$  – концентрация примеси. Темпы спонтанных переходов при излучении фононов рассчитаны в работе [12]. Отношение темпов  $w_{21}/w_{12}$  и  $w_{32}/w_{23}$  равняется величине  $(1 + 1/n_{\text{ph}})$ , где  $n_{\text{ph}}$  – числа заполнения фононов с энергией, равной энергии перехода, которые подчиняются распределению Бозе–Эйнштейна. Решая систему уравнений (1), можно при различных температурах кристалла вычислить зависимость от времени величины  $1 - n_2(t)/n_2(0)$ , которая при небольших значениях модуляции оптической толщины образца описывает форму “*pump-probe*” отклика (рис. 2). Как видно из рис. 4, рассчитанная кривая состоит из двух компонент с различными характерными временами спада. Короткая компонента связана с быстрым термическим заселением второго уровня ( $1s(T_2)$ ) из основного состояния донора за счет поглощения термически равновесных фононов. Более длинная компонента связана с релаксацией третьего уровня.

Как следует из расчета, существует зависимость формы “*pump-probe*” отклика от температуры кристаллической решетки. Отрицательные значения отклика появляются в случае, когда выполняется соот-

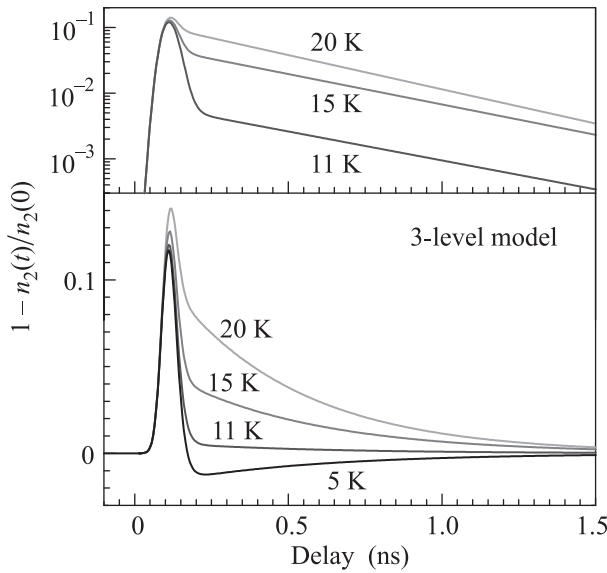


Рис. 4. (Цветной онлайн) Рассчитанная форма “pump-probe” отклика  $1 - n_2(t)/n_2(0)$  при различных температурах решетки

ношение  $w_{12} = g_1 \times w \times n_{ph} < w_{32}$ , т.е. при низких температурах, когда числа заполнения фононов  $n_{ph}$  малы. Когда это соотношение нарушается, сигнал становится положительным. Отклик, получаемый в эксперименте, хорошо описывается данной моделью в случае, когда температура решетки приближается к  $15\text{ K}^3$ . В эксперименте такое повышение температуры вполне возможно из-за разогрева образца излучением накачки.

При  $w_{32} \ll w_{21}$  и достаточно низких температурах, когда числа заполнения фононов малы, время заселения  $1s(T_2)$  приблизительно равняется  $1/w_{21}$  – обратной величине темпа перехода  $2 \rightarrow 1$ , который при таких условиях фактически равняется темпу спонтанного излучения фононов на переходе  $1s(T_2) \rightarrow 1s(A_1)$ . Характерный временной масштаб быстропадающей составляющей на кривой рис.3 равняется приблизительно длительности импульса накачки. По теоретическим оценкам время релаксации  $1s(T_2)$  может оказаться короче длительности импульса накачки в представленном эксперименте.

Таким образом, в эксперименте при возбуждении уровня  $2p_{\pm}$  удается оценить время релаксации состояния  $2p_{\pm}$  на уровне 0.6 нс (получено вычитанием из времени сигнала “pump-probe” времени, измеренно-

<sup>3)</sup> Температуры, получаемые в используемой модели, являются лишь оценочными значениями, так как используемая трехуровневая схема не может давать хорошего описания реальных температурных зависимостей рассматриваемых эффектов.

го для  $2p_0$ ) и времени релаксации состояния  $1s(T_2)$  ( $\leq 160$  пс). Следует отметить, что оптический переход  $1s(A_1) \rightarrow 1s(T_2)$  подавлен в дипольном приближении, что делает невозможным измерение времен релаксации при прямом оптическом возбуждении состояния  $1s(T_2)$  мелкого донора в кристалле германия.

Как было экспериментально показано в работе [18] для донора сурьмы в германии при частоте излучения накачки, соответствующей возбуждению примеси в состояние  $3p_{\pm}$ , происходит укорочение времени сигнала “pump-probe” по сравнению с уровнем  $2p_{\pm}$ . В указанной работе было высказано предположение, что такое поведение может быть вызвано приближением к полосе междолинных фононов с характерной частотой  $\sim 9.8$  мэВ. Этот результат подтвержден в представленных экспериментах и для примеси мышьяка. Как показано на рис. 1, “pump-probe” отклик при возбуждении состояния  $3p_{\pm}$  донора мышьяка описывается экспоненциальной кривой, и время оказывается порядка 0.6 нс.

В работе [12] на основе вычисленных времен релаксации были произведены оценки населенностей состояний при оптическом возбуждении Ge : As, где показана возможность формирования инверсной населенности и реализации четырехуровневой лазерной схемы с излучательным переходом между состояниями  $2p$  и триплетным состоянием  $1s(T_2)$ . Коэффициент усиления в такой среде оценивался на уровне  $0.35\text{ см}^{-1}$ . Используя полученные в настоящей работе значения времен релаксации, можно говорить об экспериментальном подтверждении наличия в системе Ge : As относительно долгоживущих состояний  $2p_{\pm}$ ,  $2p_0$  и возможности создания инверсии на переходах  $2p_0/2p_{\pm} \rightarrow 1s(T_2)$  при оптическом возбуждении. В случае, если релаксация электрона происходит преимущественно через соседние уровни энергии (каскадная релаксация), отношение величин населенностей возбужденных состояний примеси равно отношению их времен релаксации, и при слабой накачке со скоростью  $w_{\text{pump}}$  стационарная населенность возбужденного уровня оценивается как  $N_d \times w_{\text{pump}} \times \tau$ , где  $\tau$  – время жизни конкретного состояния.

Более точный количественный анализ инверсии населенности и коэффициента усиления использует решение системы балансных уравнений. Оценка коэффициента усиления в среде, возникающего при ее оптическом возбуждении, в рамках той же системы балансных уравнений, что в работе [12], но используя значения времен жизни возбужденных состояний  $2p_0$ ,  $2p_{\pm}$  и  $1s(T_2)$ , полученных экспериментально в

настоящей работе, дает при концентрации примеси  $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , сечении перехода  $2p_{\pm} \rightarrow 1s(T_2)$ , равном  $10^{-14} \text{ см}^2$  и при стационарном возбуждении со скоростью  $5 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$  такое же значение  $\sim 0.35 \text{ см}^{-1}$  для излучательного перехода  $2p_{\pm} \rightarrow 1s(T_2)$ , а для перехода  $2p_0 \rightarrow 1s(T_2)$  приблизительно в 6 раз меньше. В систему включены уровни  $1s(A_1)$ ,  $1s(T_2)$ ,  $2p_0$ ,  $2s$ ,  $3p_0$  и  $2p_{\pm}$ , и учитывается их вырождение. Переходами из высоковозбужденных состояний в состояния  $1s$ , например, с излучением междолинных фононов, пренебрегается.

**Заключение.** Методом “*pump-probe*” с использованием излучения лазера на свободных электронах проведены экспериментальные исследования времен релаксации локализованных состояний в германии, легированном мышьяком, при криогенных температурах  $T = 4\text{--}12 \text{ К}$ . Времена отклика при возбуждении уровней  $2p_0$  и  $2p_{\pm}$  составляют  $\sim 0.8$  и  $\sim 1.4 \text{ нс}$ , соответствующие им времена релаксации  $\sim 0.8$  и  $\sim 0.6 \text{ нс}$ . Более высоколежащий уровень  $3p_{\pm}$  демонстрирует время отклика  $\sim 0.6 \text{ нс}$ , что говорит о наличии параллельного канала релаксации. Получена экспериментальная оценка времени релаксации первого возбужденного уровня донора  $1s(T_2)$  – не более  $160 \text{ пс}$ . Точность оценки последнего ограничено длительностью импульса возбуждения. Данные измерения позволяют утвердительно заключить о возможности создания инверсии и дать оценку коэффициента усиления ТГц излучения на длинах волн  $150$  и  $240 \text{ мкм}$ , что соответствует переходам  $2p_{\pm} \rightarrow 1s(T_2)$  и  $2p_0 \rightarrow 1s(T_2)$ .

Экспериментальная часть работы была проведена при поддержке Российского научного фонда (проект # 19-72-20163). Вычисления коэффициента усиления в среде проведены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (# 18-42-520064).

Авторы благодарят за участие в работе операторов лазера на свободных электронах *NovoFEL*. При выполнении экспериментов на ЛСЭ использовалось оборудование Сибирского центра синхротронного и терагерцового излучения.

1. A. K. Ramdas and S. Rodriguez, Rep. Prog. Phys. **44**, 1297 (1981).

2. A. P. Heberle, J. J. Baumberg, E. Binder, T. Kuhn, K. Kohler, and K. H. Ploog, IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron **2**, 769 (1996).

3. A. M. Stoneham, A. J. Fisher, and P. T. Greenland, J. Phys. Condens. Matter **15**, 447 (2003).

4. L. C. L. Hollenberg, C. J. Wellard, C. I. Pakes, and A. G. Fowler, Phys. Rev. B **69**, 233301 (2004).

5. 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, Nature **496**, 334 (2013).

6. A. J. Sigillito, A. M. Tyryshkin, J. W. Beeman, E. E. Haller, K. M. Itoh, and S. A. Lyon, Phys. Rev. B **94**, 125204 (2016).

7. 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, Science Advances **3**, e1700930 (2017).

8. S. G. Pavlov, R. Kh. Zhukavin, V. N. Shastin, and H.-W. Hübers, Phys. Status Solidi (b) **250**, 9 (2013).

9. V. I. Gavrilenko and Z. F. Krasil'nik, Optical and Quantum Electronics **23**(2), 323 (1991).

10. V. N. Shastin, Optical and Quantum Electronics **23**(2), 111 (1991).

11. M. A. Odnoblyudov, I. N. Yassievich, M. S. Kagan, and K. A. Chao, Phys. Rev. B **62**(23), 15291 (2000).

12. В. В. Цыпленков, В. Н. Шастин, ФТП **52**, 1469 (2018).

13. Б. М. Гершензон, Г. Н. Гольцман, Н. Г. Птицина, Письма в ЖЭТФ **25**(12), 574 (1977).

14. F. A. Hegmann, J. B. Williams, B. Cole, M. S. Sherwin, J. W. Beeman, and E. E. Haller, Appl. Phys. Lett. **76**, 262 (2000).

15. N. Deßmann, S. G. Pavlov, A. Pohl, N. V. Abrosimov, S. Winnerl, M. Mittendorff, R. Kh. Zhukavin, V. V. Tsyplenkov, D. V. Shengurov, V. N. Shastin, and H.-W. Hübers, Appl. Phys. Lett. **106**, 171109 (2015).

16. N. Deßmann, S. G. Pavlov, V. N. Shastin, R. Kh. Zhukavin, V. V. Tsyplenkov, S. Winnerl, M. Mittendorff, N. V. Abrosimov, H. Riemann, and H.-W. Hübers, Phys. Rev. B **89**, 035205 (2014).

17. Y. Y. Choporova, V. V. Gerasimov, B. A. Knyazev, S. M. Sergeev, O. A. Shevchenko, R. Kh. Zhukavin, N. V. Abrosimov, K. A. Kovalevsky, V. K. Ovchar, H.-W. Hübers, G. N. Kulipanov, V. N. Shastin, H. Schneider, and N. A. Vinokurov, Physics Procedia **84**, 152 (2016).

18. Р. Х. Жукавин, К. А. Ковалевский, С. М. Сергеев и др. (Collaboration), Письма в ЖЭТФ **106**(9), 555 (2017).