

## Внутрицентровая релаксация мелких доноров сурьмы в деформированном германии

© В.В. Цыпленков, В.Н. Шасти

Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603087 д. Афонино, Нижегородская обл., Россия  
E-mail: Tsyplenkov1@yandex.ru

Поступила в Редакцию 24 апреля 2019 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2019 г.

Принята к публикации 29 апреля 2019 г.

Проводится расчет скоростей релаксации возбужденных состояний  $1s(T)$ ,  $2p_0$ ,  $2s$ ,  $3p_0$ ,  $2p_{\pm}$ ,  $4p_0$ ,  $3p_{\pm}$  доноров сурьмы в кристалле германия при взаимодействии с длинноволновыми акустическими фононами. Рассмотрено влияние на релаксационные темпы одноосной деформации сжатия кристалла в кристаллографическом направлении  $[111]$ . Результаты расчетов сопоставляются с данными измерений времени релаксации неравновесных состояний донорных центров методом пробного импульса. Также проведено сравнение с временами, полученными экспериментально методом исследования субмиллиметровой фотопроводимости.

**Ключевые слова:** германий, мелкие доноры, релаксация, излучение фононов.

DOI: 10.21883/FTP.2019.10.48292.38

### 1. Введение

В настоящее время научная активность многих исследовательских групп направлена на изучение квантовых оптически управляемых когерентных состояний различных систем и создание на их основе принципиально новых полупроводниковых устройств, сопряженных с развитой кремниевой и германиевой технологией. Одними из кандидатов рассматриваются кулоновские центры в полупроводниках [1–6]. Основной интерес связан с разработкой элементов квантово-информационных систем, включающих устройства и методы считывания и записи информации, что предполагает использование различных подходов, основанных на свойствах квантово-механических систем, в частности, на возможности манипуляции спиновыми и орбитальными состояниями. Так как проведенные методом пробного импульса (pump-probe) измерения времен релаксации неравновесных состояний донорных центров в германии при внутрицентровом возбуждении [7] показывают более длительные времена релаксации по сравнению со случаем кремния, кристаллический германий с мелкими примесными центрами вызывает особенный интерес.

В этом контексте вычисление релаксационных темпов возбужденных состояний примесных центров в германии является важной задачей, так как в конечном счете они определяют предельно достижимые времена жизни оптически возбуждаемых когерентных суперпозиций электронных состояний примеси. Приложение одноосной деформации кристалла является инструментом, позволяющим влиять на времена жизни возбуждаемых примесных состояний, что может позволить увеличить времена распада оптически возбуждаемой когерентности. В настоящей работе рассмотрен случай одноосной деформации сжатия кристалла в направлении  $[111]$ .

Вычисления скоростей релаксации состояний доноров сурьмы в кристалле германия, проведенные в данной

работе, производятся в сравнении с экспериментальными результатами, полученными различными методами. Один метод основан на исследовании субмиллиметрового спектра фотопроводимости [8], другой проведен методом пробного импульса с использованием излучения новосибирского лазера на свободных электронах (NovoFEL) [7]. Проведена попытка теоретически объяснить некоторые экспериментально выявленные особенности, полученные в работе [7], такие как „некаскадность“ процесса релаксации и уменьшение времен жизни состояний в случае одноосной деформации кристалла.

### 2. Теоретическая модель

Расчеты времен релаксации состояний донора сурьмы с излучением акустических фононов были выполнены в рамках той же модели, что и проведенные ранее расчеты в германии с донорами мышьяка, и подробно описаны в работе [9]. Здесь отразим лишь ее основные моменты.

Волновые функции состояний донора выбирались в рамках метода эффективных масс, где в качестве огибающих волновых функций использовались пробные функции, представляющие собой водородоподобные волновые функции, в которых анизотропия эффективной массы кристалла учитывалась путем следующей замены модуля вектора  $\mathbf{r}$ :

$$r \rightarrow \sqrt{\frac{x^2 + y^2}{a^2} + \frac{z^2}{b^2}}. \quad (1)$$

Здесь  $a$  и  $b$  — варьируемые параметры, определяющие локализацию волновой функции в пространстве. Данные формулы показывают явный вид огибающих волновых функций в импульсном представлении.

Огибающие волновых функций состояний донора в импульсном представлении имеют вид

$$\begin{aligned}
 F_{1s} &= \frac{2a\sqrt{2b}}{\pi} \frac{1}{(\rho^2 + 1)^2}; \\
 F_{2p_0} &= \frac{8\sqrt{2}ab^{3/2}}{\pi} \frac{k_x}{(\rho^2 + 1)^3}; \\
 F_{2s} &= \frac{4\sqrt{2}ab^2}{\pi} \left( \frac{1}{(\rho^2 + 1)^2} - \frac{2}{(\rho^2 + 1)^3} \right); \\
 F_{3p_0} &= \frac{32ab^{3/2}}{\sqrt{3}\pi} k_x \frac{2\rho^2 - 1}{(\rho^2 + 1)^4}; \\
 F_{3s} &= \frac{36\sqrt{3}ab^2}{\pi} \frac{1}{(\rho^2 + 1)^2} \left( 4 \left( \frac{\rho^2 - 1}{\rho^2 + 1} \right)^2 - 1 \right); \\
 F_{2p_{\pm}} &= \frac{8\sqrt{2}a^2\sqrt{b}}{\pi} \frac{k_z \pm ik_y}{(\rho^2 + 1)^3}; \\
 F_{4p_0} &= \frac{32}{\sqrt{10}} \frac{ab^{\frac{3}{2}}}{\pi} \frac{k_z}{(\rho^2 + 1)^3} \left( 6 \left( \frac{\rho^2 - 1}{\rho^2 + 1} \right)^2 - 1 \right); \\
 F_{3p_{\pm}} &= \frac{32a^2\sqrt{b}}{\sqrt{6}\pi} (k_x \pm ik_y) \frac{2\rho^2 - 1}{(\rho^2 + 1)^4}, \quad (2)
 \end{aligned}$$

где введено обозначение  $\rho = \sqrt{a^2k_x^2 + a^2k_y^2 + b^2k_z^2}$ .

Для состояний с  $n > 1$  ( $n$  — главное квантовое число) параметры  $a$  и  $b$  определены из условия минимума энергии состояния с гамильтонианом эффективных масс и кулоновским примесным потенциалом. Состояния  $1s$  донора, как правило, сильно подвержены действию короткодействующего потенциала (потенциала центральной ячейки), действие которого учитывалось лишь через локализацию состояния, т.е. через параметры  $a$  и  $b$ . Значения этих параметров для состояний  $1s(A)$  и  $1s(T)$  вычислялись используя квазиклассический подход определения асимптотического поведения функции при больших  $r$ , с опорой на фактическое значение энергии ( $E$ ) этих состояний, который сводится к следующим формулам [10]:

$$a = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m_l E}}, \quad b = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m_t E}}, \quad (3)$$

где  $m_l$  и  $m_t$  — продольная и поперечная эффективные массы зоны проводимости германия. Значения  $a$  и  $b$  для состояний с  $n > 1$  представлены в табл. 1.

Расчеты выполнены в приближении изотропного закона дисперсии фононов. Для продольных акустических фононов значение средней групповой скорости было выбрано  $5 \cdot 10^5$  см/с, для поперечных —  $3.3 \cdot 10^5$  см/с. По оценкам, такое допущение дает результат, отличающийся не более чем в 2 раза от решения при более точном описании фононного спектра. Формулы для расчета

**Таблица 1.** Значения параметров  $a$  и  $b$ , определяющих локализацию волновых функций мелких доноров в германии [11]

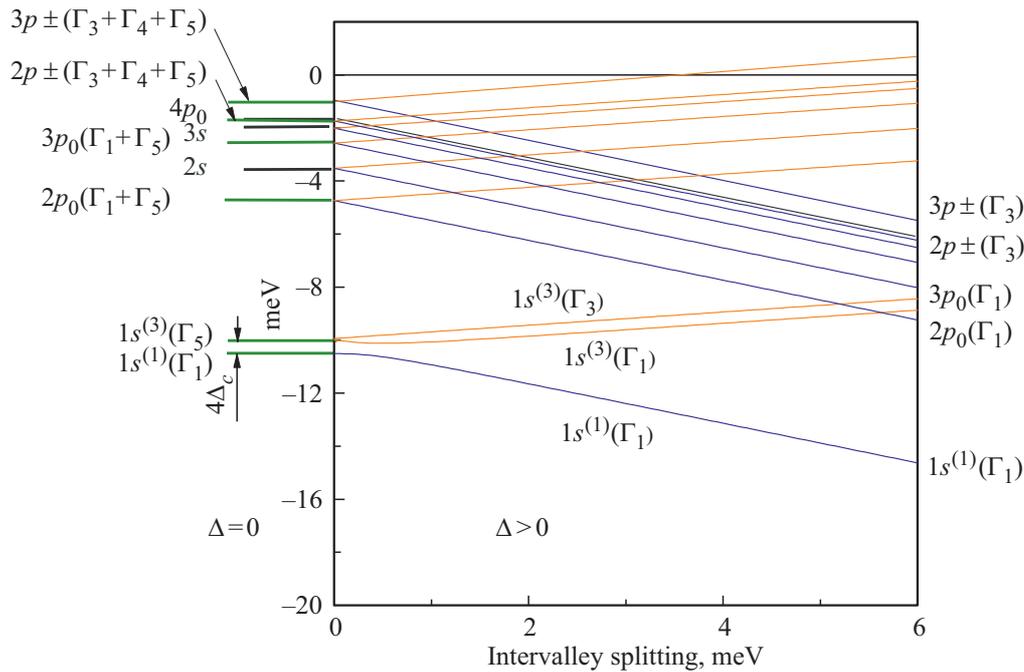
Состояния мелких доноров	$a, (a_0 = 5.65 \text{ \AA})$	$b, (a_0 = 5.65 \text{ \AA})$
$2p_0$	14.2	5.45
$2s$	22.87	8.07
$3p_0$	21.39	8.17
$3s$	34.3	15.03
$2p_{\pm}$	28.25	11.43
$4p_0$	28.5	10.9
$3p_{\pm}$	42.37	17.15

вероятности перехода при излучении продольного  $P_l$  и поперечного акустического фонона  $P_t$  имеют вид

$$\begin{aligned}
 P_l &= \frac{\Delta E^3}{8\pi^2 \rho v^5 \hbar^4} \int (\Xi_u \cos^2 \theta + \Xi_d)^2 \\
 &\times \left| \sum_I \int \alpha_i \beta_i F_2^*(\mathbf{q} - \mathbf{k}) F_1(\mathbf{k}) d\mathbf{k} \right|_{q=q_0}^2 d\Omega, \\
 P_t &= \frac{\Delta E^3}{8\pi^2 \rho v^5 \hbar^4} \int \left( \frac{1}{2} \Xi_u \sin(2\theta) \right)^2 \\
 &\times \left| \sum_I \int \alpha_i \beta_i F_2^*(\mathbf{q} - \mathbf{k}) F_1(\mathbf{k}) d\mathbf{k} \right|_{q=q_0}^2 d\Omega, \quad (4)
 \end{aligned}$$

где  $\Delta E$  — энергия перехода,  $\rho$  — плотность кристалла,  $v$  — групповая скорость фононов,  $q_0$  — модуль волнового вектора фонона, определяемый законом сохранения энергии,  $F_1$  и  $F_2$  — огибающие волновых функций, представленные в формулах (2),  $\alpha_i$  и  $\beta_i$  — коэффициенты, определяющие вклад  $i$ -й долины в волновую функцию состояния (сумма ведется по всем долинам зоны проводимости кристалла),  $\theta$  — угол между волновым вектором  $\mathbf{q}$  и осью симметрии долины;  $\Xi_u$  и  $\Xi_d$  — деформационные потенциалы (для германия  $\Xi_u = 16.5$  эВ,  $\Xi_d = -4.3$  эВ [12]). Интегрирование ведется по телесному углу  $4\pi$ . Описание общей теории переходов при взаимодействии с длинноволновыми акустическими фононами в рамках метода эффективных масс, включая переходы между уровнями водородоподобного центра, можно найти, например, в книге [13].

Одноосная деформация кристалла вдоль кристаллографических осей высокой симметрии приводит к расщеплению и частичному снятию вырождения примесных состояний, что напрямую влияет на темпы релаксации состояний. Схема уровней донора сурьмы в зависимости от междолинного расщепления, вызванного одноосным сжатием кристалла вдоль направления [111], показана на рис. 1. Давление величиной 1 кбар в направлении [111] соответствует междолинному расщеплению  $\sim 10.81$  мэВ.



**Рис. 1.** Схема уровней донора сурьмы в германии при деформации сжатия ( $\Delta > 0$ ) в кристаллографическом направлении  $[111]$  и в недеформированном кристалле ( $\Delta = 0$ ) (см., например, [15,16]). Деформация кристалла выражена в мэВ (междолинное расщепление). Давление в 1 кбар соответствует междолинному расщеплению  $\sim 10.81$  мэВ.

Считалось, что релаксация примесных состояний обусловлена взаимодействием с продольными и поперечными акустическими фонами. Рассматривались только внутридолинные переходы, влиянием междолинных процессов электрон-фононного взаимодействия на времена жизни состояний в данной работе пренебрегалось. Такое допущение оправданно, так как наименьшая энергия междолинного фона в кристалле германия, согласно закону дисперсии, из работы [14] составляет 9.6 мэВ. При энергии основного состояния 10.45 мэВ относительно дна зоны проводимости междолинные переходы могут происходить только из состояний с энергией  $> 0.85$  мэВ, т.е. лежащего выше, чем все рассматриваемые в данной работе состояния донора. Кроме того, такой энергией обладают лишь состояния с большим главным квантовым числом  $n \geq 4$ , а матричные элементы переходов между состояниями с такой большой разницей  $n$  обычно малы.

### 3. Результаты вычислений темпов переходов между состояниями донора сурьмы в германии с излучением фононов и сравнение с экспериментом

В табл. 2 представлены результаты расчетов темпов переходов между состояниями донора сурьмы в недеформированном германии. Жирным шрифтом выделены темпы переходов, имеющие относительно большие зна-

**Таблица 2.** Вычисленные темпы переходов между состояниями донора сурьмы в германии при излучении акустических фононов

Переход	Темп $P_l, 10^9 \text{ c}^{-1}$ (ЛА-фононы)	Темп $P_t, 10^9 \text{ c}^{-1}$ (ТА-фононы)
$3p_{\pm} - 2p_0$	0.012	
$3p_{\pm} - 2p_{(+)}$	0.57	0.34
$3p_{\pm} - 2p_{(-)}$	0.85	0.08
$3p_{\pm} - 4p_0$	0.12	0.12
$3p_{\pm} - 3p_0$	<b>1.3</b>	0.093
$3p_{\pm} - 3s$	0.038	0.062
$3p_{\pm} - 2s$	0.04	0.003
$3p_{\pm} - 1s$	—	—
$4p_0 - 3p_0$	0.71	0.031
$4p_0 - 3s$	0.032	0.008
$4p_0 - 2s$	0.19	0.1
$4p_0 - 2p_0$	0.057	—
$2p_{\pm} - 3p_0$	<b>1.3</b>	<b>1.4</b>
$2_{\pm} - 2p_0$	—	—
$2p_{\pm} - 2s$	0.13	—
$3p_0 - 2s$	<b>1.5</b>	—
$3p_0 - 2p_0$	<b>4.43</b>	—
$2s - 2p_0$	0.4	—
$2s - 1s$	<b>1.5</b>	—
$2s - 1s$	0.4	—
$2p_0 - 1s$	<b>2.3</b>	—
$2p_0 - 1s$	2.8	—

чения и определяющие релаксационные маршруты по состояниям примеси. Для наглядности на рис. 2 показана схема уровней донора сурьмы, на которой стрелками указаны основные переходы с излучением фононов. Жирными стрелками указаны ключевые переходы, определяющие релаксационный маршрут по уровням донора, и их темпы в единицах 1/нс. Влиянием состояния  $4s$  на скорость релаксации состояния  $3p_{\pm}$  пренебрегалось из-за слишком маленького энергетического зазора между ними. Так как в формулу для вероятности перехода явным образом входит  $\Delta E^3$  ( $\Delta E$  — энергия перехода), темп перехода  $3p_{pm} \rightarrow 4s$  пренебрежимо мал.

Как видно из результатов, релаксация осуществляется довольно сложным образом и происходит по различным маршрутам для различных состояний, что в принципе могло бы приводить к наблюдаемому в эксперименте [7] эффекту, когда длительность рунр-пробе отклика при возбуждении состояния  $2p_{\pm}$  больше, чем при возбуждении в состояние  $3p_{\pm}$  лежащего по энергии выше. Эти измерения были проведены методом „накачка–зондирование“ (pump-probe), где в качестве источника возбуждения и пробного (зондирующего) импульса использовался лазер на свободных электронах (ЛСЭ). Однако основанные на расчетах оценки полных времен релаксации электронов из состояний  $2p_{\pm}$  и

**Таблица 3.** Значения темпов релаксации состояний, полученные в эксперименте [8], в сравнении с вычисленными суммарными темпами релаксации во всю совокупность нижележащих состояний

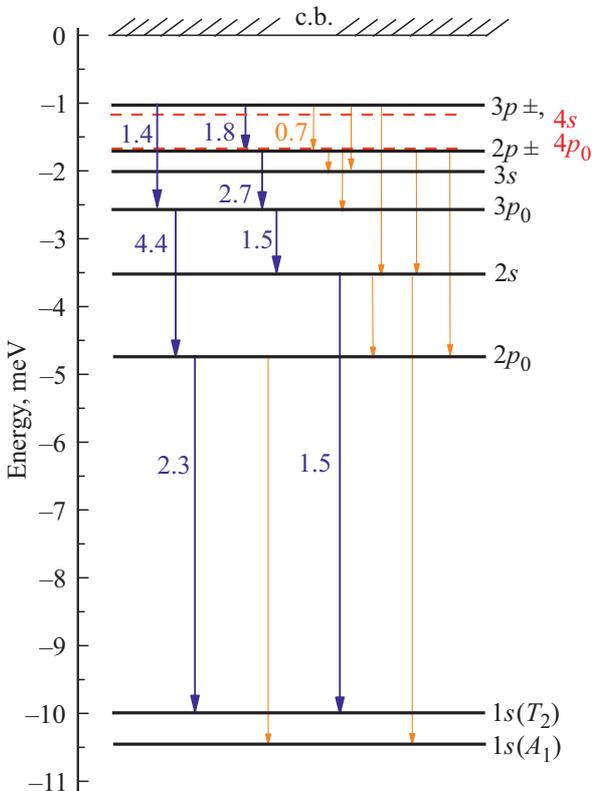
Состояние	Темп., $10^9 \text{ c}^{-1}$	
	Эксперимент	Теория (данная работа)
$2p_0$	0.33	2.5
$2s$	0.63–0.8	1.9
$3p_0$	2	5.9
$3s$	3.3	
$2p_{\pm}$	0.5	2.8
$4p_0$	5	0.99
$3p_{\pm}$		3

$3p_{\pm}$  в группу состояний  $1s^{(3)}(\Gamma_5)$ ,  $1s^{(1)}(\Gamma_1)$  к такому результату не приводят, хотя по порядку величины близки к измеренным значениям.

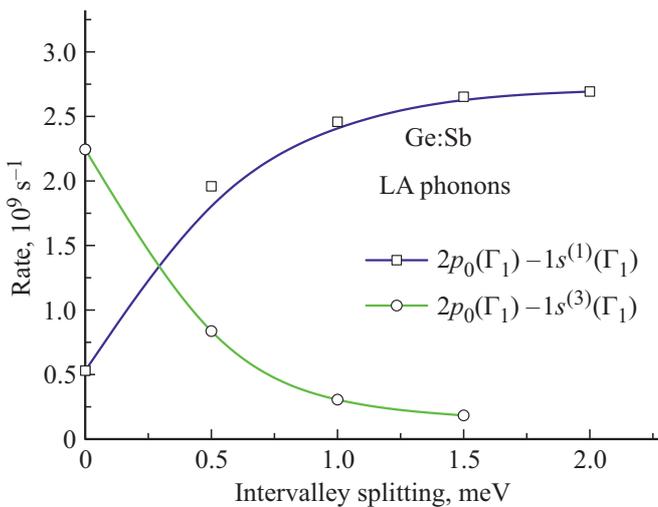
По экспериментальным данным работы [7], время возвращения электрона в исходное состояние донора  $1s^{(3)}(\Gamma_5)^1$  при возбуждении в состояние  $2p_{\pm}(t_{2p_{\pm} \rightarrow 1s}) \sim 2 \text{ нс}$ , а при возбуждении из  $1s^{(3)}(\Gamma_5)$  в  $3p_{\pm}$  соответствующее время  $t_{3p_{\pm} \rightarrow 1s} \sim 1 \text{ нс}$ . Согласно же вычислениям соответствующие времена равняются:  $t_{2p_{\pm} \rightarrow 1s} \approx 0.8 \text{ нс}$ ,  $t_{3p_{\pm} \rightarrow 1s} \approx 1.07 \text{ нс}$ . Одной из возможных причин качественного расхождения, кроме возможной неточности используемой расчетной модели, может являться сложность проведения подобных экспериментов и сложность последующей интерпретации результатов. Кроме времен жизни возбужденных состояний, на характеристики pump-probe отклика может влиять еще множество факторов: нагрев образца, ионизация доноров, возбуждаемые когерентные состояния и др.

В табл. 3 приведены экспериментальные значения темпов релаксации, полученных методом исследования субмиллиметровых спектров фотопроводимости [8], и теоретические, полученные в настоящей работе. Как видно, значения также имеют одинаковый порядок величины, однако отличия довольно существенные. Причины расхождения также могут быть связаны как с возможной неточностью расчетной модели, так и со сложностью поставленного в работе [8] эксперимента, который тоже требует использования определенной теоретической модели для вычисления времен релаксации состояний из его результатов. Как отмечено в этой экспериментальной работе, извлечение значений темпов из экспериментальных результатов было основано на допущении о каскадном процессе релаксации, т.е.

<sup>1</sup> Из-за маленького энергетического зазора между состояниями  $1s^{(1)}(\Gamma_1)$  и  $1s^{(3)}(\Gamma_5)$  в донорах Sb в германии (0.46 мэВ) равновесная населенность при температуре жидкого гелия состояния  $1s^{(3)}(\Gamma_5)$  выше, чем состояния  $1s^{(1)}(\Gamma_1)$ , по причине меньшей кратности вырождения последнего. Поэтому частота излучения ЛСЭ в этих измерениях подбиралась равной частоте перехода из состояния  $1s(T)$  в возбуждаемое состояние.



**Рис. 2.** Схема уровней донора сурьмы в германии. Стрелками указаны основные релаксационные переходы с излучением фононов. Жирными стрелками указаны самые существенные переходы, цифра означает темп в единицах  $10^9 \text{ c}^{-1}$ .



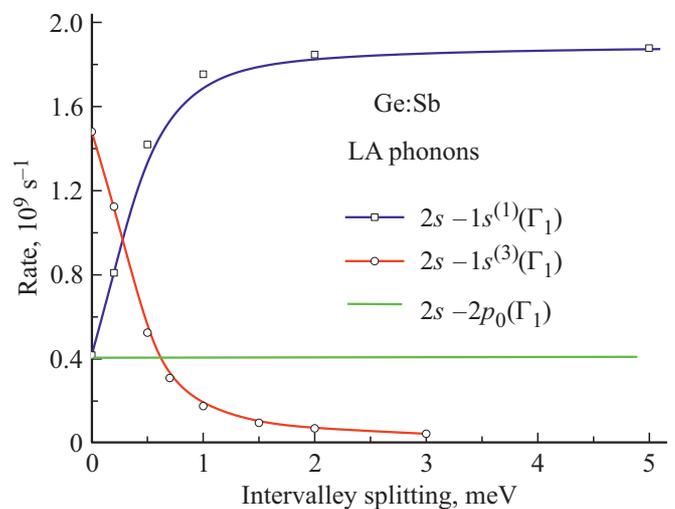
**Рис. 3.** Зависимость от междолинного расщепления, вызванного деформацией кристалла в направлении [111], темпов релаксации состояния  $2p_0$  донора сурьмы в германии.

электроны в процессе релаксации проходят последовательно все уровни донора. Такая модель, по-видимому, плохо применима к данной системе. Достоверно можно утверждать лишь то, что переходы с большей вероятностью происходят между состояниями с максимальной близкой друг к другу топологией волновых функций и с подходящей разницей энергий между ними. Если допустить, что использованные анизотропные водородоподобные волновые функции состояний доноров (2) являются хорошим приближением, то внутрицентровая релаксация становится существенно не каскадной, и релаксационные маршруты по энергетическим уровням будут соответствовать указанным на рис. 2.

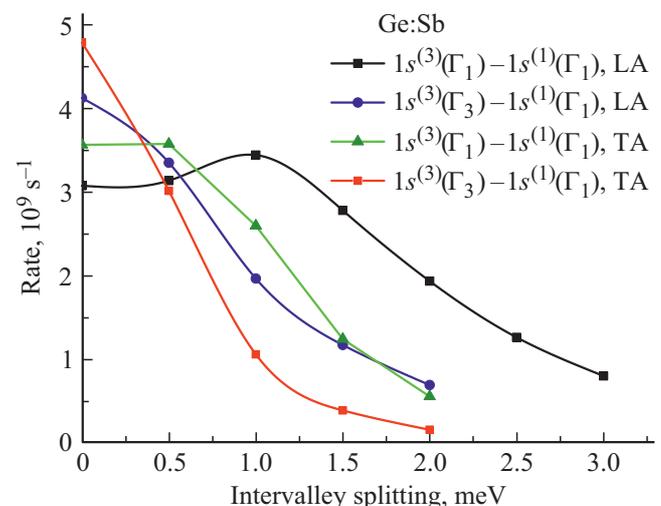
На рис. 3–5 представлены зависимости от междолинного расщепления, вызванного одноосным сжатием кристалла в направлении [111], темпов релаксации состояний  $2p_0$ ,  $2s$  и  $1s(T)$ . Так как переходы из состояний, лежащих по энергии выше уровня  $2s$ , в группу состояний  $1s(A, T)$  не существенны, деформационной зависимостью обладают лишь переходы, представленные на этих рисунках.

Нетрудно заметить, что общий темп релаксации состояний  $2p_0$  и  $2s$  практически не изменяется при деформации кристалла, что связано с тем, что вклады в общий темп различных переходов изменяются на одинаковую величину. Это связано со спецификой донора сурьмы в германии, а именно с тем, что у него очень маленький энергетический зазор между состояниями  $1s(A)$  и  $1s(T)$ . Такое положение вещей опять же не согласуется с экспериментальными результатами, полученными методом пробного импульса при возбуждении в состояние  $2p_{\pm}$  [7], согласно которым деформация приводит к изменению формы pump-probe отклика и увеличению его длительности, и что было связано с увеличением времени релаксации состояния  $2p_{\pm}$ . Удлинение времени

связывалось с „выключением“ из взаимодействия междолинных фононов. Как было отмечено выше минимальная энергия междолинного ТА фонона, согласно закону дисперсии фононов [14], составляет 9.6 мэВ, и формально междолинные переходы не могут напрямую влиять на скорость распада рассматриваемых состояний. Однако плотность энергетических уровней донора сурьмы достаточно высока, и энергетический зазор между состоянием  $2p_{\pm}$  и полосой высоковозбужденных состояний, из которых может осуществляться междолинный переход в основное состояние донора с излучением фонона, составляет  $\sim 1$  мэВ, при этом  $kT = 1$  мэВ соответствует температуре  $T \approx 12$  К. Измерения методом pump-probe проводились при температуре жидкого гелия,



**Рис. 4.** Зависимость от междолинного расщепления, вызванного деформацией кристалла в направлении [111], темпов релаксации состояния  $2s$  донора сурьмы в германии.



**Рис. 5.** Зависимость от междолинного расщепления, вызванного деформацией кристалла в направлении [111], темпов релаксации состояний  $1s^{(3)}(\Gamma_1)$  и  $1s^{(3)}(\Gamma_3)$  донора сурьмы в германии на переходе в основное состояние донора  $1s^{(1)}(\Gamma_1)$ .

однако под воздействием излучения ЛСЭ температура на короткое время может подниматься до значений  $\sim 10\text{--}15\text{ K}$ , приводя к тепловому забросу носителей в полосу вышележащих по энергии состояний. Конечно, как уже было отмечено, матричный элемент излучения междолинного фонона из таких высоковозбужденных состояний мал, но поскольку число таких уровней, из которых может происходить переход, велико, возможно среднее число электронов, попадающих в основное состояние донора в единицу времени при междолинных переходах, довольно существенно. Одноосная деформация приводит к расщеплению уровней, связанных с разными долинами зоны проводимости германия, и при определенных значениях к „выключению“ междолинных переходов. Предположительно, именно по этой причине в эксперименте наблюдается эффект удлинения pump-probe сигнала в деформированных образцах.

#### 4. Заключение

Проведенные расчеты показывают, что релаксация возбужденных состояний доноров сурьмы в кристалле германия осуществляется довольно сложным образом, и релаксация различных состояний происходит по различным маршрутам. Времена внутрицентровых переходов при взаимодействии с акустическими фононами имеют характерные значения порядка наносекунды, что согласуется с экспериментальными данными. Одноосная деформация существенно влияет на темпы внутрицентровых переходов, однако, за исключением состояний  $1s$  триплетной группы, почти не изменяет полного темпа релаксации состояний. Это объясняется тем, что деформационная зависимость скоростей внутрицентровых переходов обусловлена главным образом переходами в основное состояние донора  $1s^{(1)}(\Gamma_1)$  и в состояния триплетной группы  $1s^{(3)}(\Gamma_1)$ , и изменения относительных вкладов переходов в эти состояния в общий темп релаксации состояний доноров при одноосном сжатии кристалла практически одинаковы по величине из-за маленького энергетического зазора между ними, но противоположены по знаку. Деформационная зависимость темпа распада состояний триплетной группы  $1s^{(3)}(\Gamma_1)$  практически малозначительна, так как даже при температуре жидкого гелия населенность основного состояния донора сурьмы  $1s^{(1)}(\Gamma_1)$  меньше, чем состояний  $1s^{(3)}(\Gamma_1)$ , из-за большей кратности вырождения последнего и маленького энергетического зазора между ними.

#### Финансирование работы

Исследование выполнено в ИФМ РАН за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-72-20163).

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] A.P. Heberle, J.J. Baumberg, E. Binder, T. Kuhn, K. Köbler, H. Ploog. *IEEE J. Select. Topics Quant. Electron.*, **2**, 769 (1996).
- [2] A.M. Stoneham, A.J. Fisher, P.T. Greenland. *J. Phys. Condens. Matter*, **15**, L447 (2003).
- [3] L.C.L. Hollenberg, C.J. Wellard, C.I. Pakes, A.G. Fowler. *Phys. Rev. B*, **69**, 233301 (2004).
- [4] 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, A. Morello. *Nature*, **496**, 334 (2013).
- [5] A.J. Sigillito, A.M. Tyryshkin, J.W. Beeman, E.E. Haller, K.M. Itoh, S.A. Lyon. *Phys. Rev. B*, **94**, 125204 (2016).
- [6] K.J. Morse, R.J.S. Abraham, A. De Abreu, C. Bowness, T.S. Riemann, N.V. Abrosimov, P. Becker, H.-J. Pohl, M.L.W. Thewalt, S. Simmons. *Sci. Adv. Quant. Phys.*, **3**, e1700930 (2017).
- [7] P.X. 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. Шагин, Г. Шнайдер, Н. Дессманн, О.А. Шевченко, Н.А. Винокуров, Г.Н. Кулипанов, Г.-В. Хьюберс. *Письма ЖЭТФ*, **106**, 555 (2017).
- [8] Е.М. Гершензон, Г.Н. Гольцман, Л.А. Орлов, Н.Г. Птицина. *Письма ЖЭТФ*, **25**, 574 (1977).
- [9] В.В. Цыпленков, В.Н. Шагин. *ФТП*, 2018, **52**(12), 1469 (2018).
- [10] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979) § 4, с. 38.
- [11] R.J. Bell, W.T. Bousman Jr, G.M. Goldman, D.G. Rathbun. *Surf. Sci.*, **7**, 293 (1967).
- [12] Y.S. Choi, J.S. Lim, T. Numata, T. Nishida, S.E. Thompson. *J. Appl. Phys.*, **102**, 104507 (2007).
- [13] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич. *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках* (Петербургский ин-т ядерной физики Б.П. Константинова РАН, СПб., 1997) Приложение 3, с. 329.
- [14] P. Giannozzi, S. de Gironcoli, P. Pavone, S. Baroni. *Phys. Rev. B*, **41**, 7231 (1991).
- [15] A. Kobayashi, K. Suzuki. *Phys. Status Solidi B*, **98**, 643 (1980).
- [16] H. Fritzsche. *Phys. Rev.*, **125**, 1560 (1962).

Редактор А.Н. Смирнов

#### Intracenter relaxation of shallow antimony donors in stressed germanium

V.V. Tsyplenkov, V.N. Shastin

Institute for Physics of Microstructures,  
Russian Academy of Sciences,  
603087 Afonino, Nizhny Novgorod region, Russia

**Abstract** Long-wave acoustic phonons assisted relaxation rates of the lower excited states  $1s(T)$ ,  $2p_0$ ,  $2s$ ,  $3p_0$ ,  $2p_{\pm}$ ,  $4p_0$ ,  $3p_{\pm}$  of antimony donors in a germanium crystal are calculated. The influence of uniaxial stress in the crystallographic direction [111] on relaxation rates has been considered. The calculation results have been compared with the measurement data of relaxation times of nonequilibrium donor states by the pump-probe method. A comparison is also made with the lifetimes obtained experimentally by the method of studying submillimeter photoconductivity.